

ANNALES SCIENTIFIQUES DE L'É.N.S.

E. BOUTY

Études sur le magnétisme

Annales scientifiques de l'É.N.S. 2^e série, tome 4 (1875), p. 9-56

http://www.numdam.org/item?id=ASENS_1875_2_4__9_0

© Gauthier-Villars (Éditions scientifiques et médicales Elsevier), 1875, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la revue « Annales scientifiques de l'É.N.S. » (<http://www.elsevier.com/locate/ansens>) implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
<http://www.numdam.org/>

ANNALES

SCIENTIFIQUES

DE

L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE.

ÉTUDES SUR LE MAGNÉTISME,

PAR M. E. BOUTY,

PROFESSEUR DE PHYSIQUE AU LYCÉE DE REIMS.

INTRODUCTION.

Il n'existe jusqu'ici aucune théorie complète des aimants. Malgré la simplicité relative des phénomènes présentés par le fer doux, on ne saurait espérer d'expliquer ceux-ci à part, et l'étude des aimants d'acier est encore trop peu avancée pour fournir les éléments d'une théorie physique satisfaisante.

J'ai pensé que, dans cette situation, il ne serait pas sans intérêt d'étudier expérimentalement et de très-près quelques-uns des phénomènes les plus simples que présentent les aimants d'acier, tels que ceux qui accompagnent leur production, leur réunion ou leur séparation. Ce travail est un premier essai dans cette voie. Les questions qui en font l'objet, fort peu étudiées jusqu'ici, offriraient pourtant des vérifications numériques nombreuses à toute théorie exacte du magnétisme, et cela suffirait pour attacher un intérêt sérieux aux recherches du genre de celles que nous avons entreprises.

La plupart des études dont l'aimantation par les courants a été l'objet se rapportent au fer doux. Lenz et Jacobi ⁽¹⁾, Joule ⁽²⁾, Müller ⁽³⁾,

⁽¹⁾ LENZ et JACOBI, *Annales de Poggendorff*, t. XLVII; 1839.

⁽²⁾ JOULE, *Philosophical Magazine* [4], t. II; 1839.

⁽³⁾ MÜLLER, *Annales de Poggendorff*, t. LXXIX et LXXXII; 1850-1851.

Wiedemann ⁽¹⁾ surtout, et plus récemment de Quintus-Idilius ⁽²⁾, Stoletow ⁽³⁾ et Rowland ⁽⁴⁾ se sont préoccupés de déterminer les moments magnétiques, soit temporaires, soit permanents, qu'un courant d'intensité donnée développe dans un barreau placé dans l'axe d'une spirale animée par le courant. Plusieurs d'entre ces physiciens traitent aussi subsidiairement la même question pour l'acier. Quant aux phénomènes accessoires qui accompagnent l'aimantation, ils sont si nombreux et si variés qu'ils constituent une mine vraiment inépuisable, et à laquelle, malgré de nombreux travaux, on a encore à peine touché. Nous nous bornerons à citer les Mémoires qui ont le plus de rapport avec l'objet de ce travail.

Quetelet ⁽⁵⁾ a étudié l'aimantation produite dans un barreau d'acier par la friction d'un aimant. Il a établi que l'aimantation croît vers une certaine limite avec le nombre des frictions, d'après des lois précises sur lesquelles nous reviendrons par la suite. Herrmann ⁽⁶⁾ et Scholz ⁽⁷⁾, sous la direction de Frankenheim ⁽⁸⁾, ont constaté une augmentation analogue quand on approche un barreau d'acier du pôle libre ou couvert de papier d'un électro-aimant, ou quand on introduit à plusieurs reprises un barreau d'acier dans une spirale traversée par un courant.

Coulomb ⁽⁹⁾ et plus tard Lamont ⁽¹⁰⁾, dans leurs nombreuses études sur toutes les parties du magnétisme, ont enrichi la science d'observations sur l'influence de la trempe sur le moment de saturation de l'acier, et sur les phénomènes qui accompagnent la réunion ou la séparation des lames aimantées superposées. Villari ⁽¹¹⁾, et longtemps

⁽¹⁾ WIEDEMANN, *Annales de Poggendorff*, t. C, CVI et CXVII; 1857-1862.

⁽²⁾ DE QUINTUS ICIUS, *Ibid.*, t. CXXI; 1864.

⁽³⁾ STOLETOW, *Philosophical Magazine*; janvier 1873.

⁽⁴⁾ ROWLAND, *Ibid.*; août 1873.

⁽⁵⁾ QUETELET, *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. LIII.

⁽⁶⁾ HERRMANN, *De naturali magnetismo in Chalybem inducendo quanto momento sit tempus*. Vratisl., 1865.

⁽⁷⁾ SCHOLZ, *Quanti sit momenti tempus in magnetismo inducendo, certa quadam fluidi galvanici intensitate adhibita*. Vratisl., 1863.

⁽⁸⁾ FRANKENHEIM, *Annales de Poggendorff*, t. CXXIII.

⁽⁹⁾ COULOMB, *Mémoires de l'Académie*, *passim*.

⁽¹⁰⁾ LAMONT, *Magnetismus*.

⁽¹¹⁾ VILLARI, *Annales de Poggendorff*; 1873.

auparavant Abria (¹), ont fait quelques expériences sur la durée très-courte du phénomène de l'aimantation.

L'aimantation temporaire de l'acier, observée pour la première fois par Musschenbroek et Oëpinus, a été l'objet de travaux intéressants de Poggendorff (²) et de Wiedemann (³).

Mais l'étude la plus complète que nous possédions sur les aimants d'acier se trouve dans les récents travaux de M. Jamin (⁴). Ces recherches, qu'il ne nous appartient pas d'apprécier ici, ouvrent aux physiciens une voie en quelque sorte toute nouvelle, et dans laquelle nous serions heureux d'avoir fait un pas.

CHAPITRE I.

MÉTHODES DE MESURE.

La détermination du moment magnétique d'un aimant s'opère le plus souvent à l'aide de l'une des deux méthodes indiquées et appliquées par Coulomb : la méthode de la torsion et celle des oscillations. La première méthode s'applique surtout aux barreaux; la seconde s'étend aux petites aiguilles, mais perd beaucoup de sa précision quand les aimants sont de dimension très-faible.

Divers physiciens, entre autres Wiedemann (⁵), ont calculé le moment magnétique d'une aiguille aimantée, à l'aide de la déviation qu'elle produit sur une aiguille aimantée très-courte, munie d'un miroir, et mobile autour d'un axe vertical. Ce procédé est particulièrement commode quand il s'agit de comparer les moments magnétiques d'une même aiguille diversement aimantée, pourvu que les moments magnétiques à comparer ne soient pas trop faibles.

(¹) ABRIA, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. I.

(²) POGGENDORFF, *Annales de Poggendorff*, t. XLV.

(³) WIEDEMANN, *Galvanismus*, t. II.

(⁴) M. JAMIN, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 1873-1874.

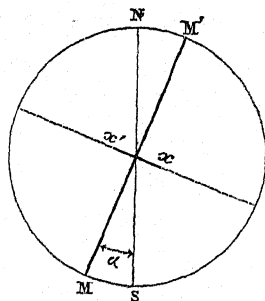
(⁵) WIEDEMANN, *Galvanismus*.

Dans ce cas, l'aiguille A, dont on veut déterminer le moment magnétique, se place à poste fixe dans une rainure horizontale dont la direction est sensiblement perpendiculaire au méridien magnétique. La distance du centre de l'aiguille A au centre de l'aiguille B déviée doit être assez grande par rapport à la longueur de A pour éviter qu'un faible déplacement des pôles de A, résultat d'une aimantation plus ou moins considérable, n'altère notablement les résultats. On peut choisir arbitrairement l'azimut de la ligne des centres de A et de B, et, pourvu que l'aiguille A reçoive la même position dans toutes les expériences, les déviations observées seront proportionnelles au moment qu'elle possède. Si l'aiguille est régulière, ainsi que nous le supposons, on peut la retourner bout pour bout dans sa rainure et prendre la moyenne des déviations.

J'ai employé très-fréquemment ce procédé de mesure dans l'étude de l'aimantation par les courants; mais le plus souvent, comme dans l'étude de la rupture, j'ai eu à mesurer le rapport des moments magnétiques d'aiguilles de très-petite dimension, de longueur et de diamètre différents. J'ai fait usage alors d'une disposition particulière, que je vais décrire en détail.

Principe de la méthode. — Concevons un support rigide mobile autour d'un axe vertical. Fixons sur ce support : 1° une aiguille horizontale dont le moment magnétique M est connu; 2° l'aiguille dont on veut

Fig. 1.



déterminer le moment magnétique α . Les deux aiguilles sont placées l'une au-dessus de l'autre, de telle façon que leurs axes soient rectan-

gulaires, et à une distance suffisante pour que leur action réciproque n'altère pas la distribution du magnétisme dans chacune d'elles.

Le système ainsi formé prend, sous l'influence du magnétisme terrestre, une position d'équilibre déterminée, et telle que l'axe magnétique de l'aiguille M (*fig. 1*) fasse, avec le plan du méridien magnétique NS, un angle α déterminé par l'équation

$$(1) \quad x = M \operatorname{tang} \alpha.$$

Si le moment x est assez petit par rapport à M, l'angle α pourra être déterminé par la méthode optique de Poggendorff (¹). A cet effet, le support des aiguilles porte un petit miroir argenté vertical, dans lequel on observe, à l'aide d'une lunette, l'image d'une règle divisée horizontale, placée au-dessous et très-près de l'objectif, et perpendiculaire à l'axe optique de la lunette.

On est libre de faire le moment M de l'aiguille directrice aussi faible qu'on voudra. Il en résulte qu'on pourra, par ce procédé, mesurer le moment magnétique d'aiguilles très-petites, comparables par leurs dimensions à des grains de limaille. J'ai pu effectuer des mesures relatives à des aiguilles de 2 millimètres de longueur et de 0^{mm}, 2 de diamètre.

Quand on veut se borner à comparer entre eux les moments magnétiques x , x' de plusieurs petites aiguilles, il n'est pas nécessaire de connaître le moment M de l'aiguille directrice; on a en effet, en désignant par α , α' les déviations qu'elles produisent,

$$\frac{x'}{x} = \frac{\operatorname{tang} \alpha'}{\operatorname{tang} \alpha}$$

et, à cause de la petitesse des angles α et α' ,

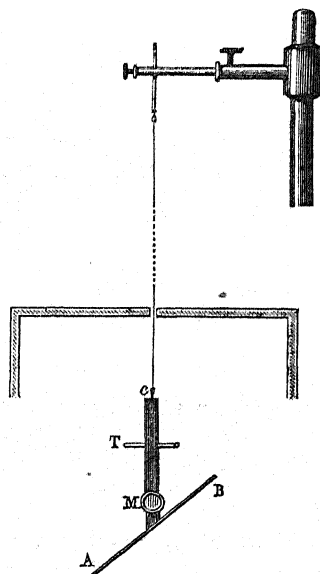
$$(2) \quad \frac{x'}{x} = \frac{\operatorname{tang} \alpha'}{\operatorname{tang} \alpha} = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{\operatorname{tang} 2\alpha'}{\operatorname{tang} 2\alpha} = \frac{n'}{n},$$

où n et n' sont les deux lectures faites sur la règle, dont le zéro est supposé dans le plan du méridien magnétique.

(¹) POGGENDORFF, *Methode der Spiegelablesung* (*Ann. Pogg.*, t. VII, 1826); employée par Gauss (*Göttingue Gelehrte Anz.*, 1833, nos 205 à 207), à qui l'on en attribue le plus souvent l'invention.

Appareil. — Le support des aiguilles est un simple bâtonnet mince et léger en cire à cacheter dure et peu fusible. L'aiguille directrice AB (*fig. 2*) est collée au-dessous du bâtonnet, et un tube de verre très-étroit T traverse le bâtonnet vers sa partie supérieure, de telle sorte que son axe soit horizontal et perpendiculaire à l'axe de l'aiguille directrice. Le système est suspendu par une pince ou par un crochet de cuivre à un seul fil de cocon, et enfermé dans une boîte en bois, noircie à l'intérieur, et fermée en avant par une glace plane. Le fil de cocon passe par un trou pratiqué à la face supérieure de la boîte, et est saisi par une pince en laiton. Enfin un disque en cuivre rouge est placé au-dessous et très-près de l'aiguille directrice, dont il amortit les oscillations.

Fig. 2.



Voici les dimensions de l'un des appareils que j'ai employés :

<i>Aiguille AB</i>	{	Longueur, 0 ^m ,06;
	{	Diamètre, 0 ^{mm} , 2.
<i>Miroir M</i>		Diamètre, 0 ^m ,008.
<i>Tube T</i>	{	Longueur, 0 ^m ,02;
	{	Diamètre, 0 ^{mm} , 5.
<i>Bâtonnet</i>		Prisme carré de 0 ^m ,004 de côté et 0 ^m ,05 de longueur.

La construction n'offre aucune difficulté. La condition qu'on doit surtout chercher à réaliser, c'est de rendre l'axe du tube T sensiblement perpendiculaire à l'axe de l'aiguille AB. Pour cela on emploie un cercle de papier divisé en degrés; on pose au centre du cercle le bâtonnet, sous lequel on a déjà collé l'aiguille AB, et l'on fait coïncider l'axe de l'aiguille avec la ligne 0-180°. On pose ensuite sur la face supérieure du bâtonnet le tube T, dans l'intérieur duquel on a mis un fil d'acier long et roide, et l'on dirige l'axe du tube de façon que l'œil, placé sur le prolongement du bâtonnet, voie le fil d'acier se projeter sur la ligne 90°-270°. Il suffit alors d'approcher une allumette enflammée de la base du tube pour fondre légèrement la cire et la fixer. On adapte enfin un autre morceau de cire qui se termine par la pince *c*.

Quant au miroir, on le rend perpendiculaire à AB, en cherchant à placer l'image de AB sur le prolongement de sa direction.

Installation. — L'installation de la lunette et de la règle se fait à la manière ordinaire (1); la distance du miroir à la règle a été choisie égale à 4 mètres dans la plupart des expériences, et à 7 mètres dans quelques-unes.

Pour le réglage de l'appareil on ajoute, suivant le besoin, quelques gouttes de cire en avant ou en arrière de AB, de manière à amener l'image de la règle dans le champ. La règle est suspendue par un système de cordons et de contre-poids, de manière à pouvoir être élevée ou abaissée à volonté par un simple mouvement de la main, et sans que l'œil ait besoin de quitter l'oculaire de la lunette. Il devient ainsi très-facile, après quelques tâtonnements, d'amener le miroir M à être rigoureusement vertical, et par suite le barreau AB, perpendiculaire au miroir, est lui-même horizontal.

L'axe optique de la lunette sera normal au miroir quand l'image de l'objectif occupera le centre du champ. Quant aux autres conditions relatives à la règle, il suffit qu'elles soient remplies approximativement, et nous verrons par la suite comment on y parvient.

(1) Voir les écrits de Gauss et de Weber, ou bien VERDET, *Conférences de physique faites à l'École Normale*.

Il est à remarquer que, quand on introduit une aiguille dans l'axe du tube T, on déplace en général d'une très-petite quantité le centre de gravité du système suspendu; mais il est facile de voir que ce déplacement est sans influence sur les lectures. On peut en effet produire le déplacement correspondant du système suspendu par la combinaison de deux rotations: l'une autour d'un axe perpendiculaire au miroir, sans influence sur le phénomène de la réflexion; la seconde autour d'un axe horizontal parallèle au miroir, qui a pour effet d'élever ou d'abaisser la normale au miroir dans un plan vertical, c'est-à-dire d'élever ou d'abaisser l'image de la règle. Cet effet perturbateur est d'ailleurs amené à son minimum par la disposition qui consiste à disposer le miroir parallèlement à l'axe du tube dans lequel on place les aiguilles. La rotation autour de l'axe de suspension, produite par l'introduction d'une aiguille aimantée, est due uniquement à l'action terrestre, ainsi que nous l'avons supposé ci-dessus.

Corrections et mode d'observation. — L'axe du tube T n'est jamais bien horizontal; mais, quand on se borne à des mesures relatives (nous verrons comment on y ramène les mesures absolues), il suffit qu'il ait toujours la même inclinaison. Il faut pour cela que le poids des aiguilles qu'on introduit dans le tube T soit très-faible par rapport au poids total de l'appareil.

Nous avons supposé que les plans verticaux qui contiennent l'axe du tube et l'axe de l'aiguille directrice sont rectangulaires. En général ces deux plans font entre eux un angle $\frac{\omega}{2} - \beta$; la formule exacte qui remplacerait la formule (1) dans cette hypothèse serait

$$(1 \text{ bis}) \quad x = M \frac{\sin \alpha}{\cos(\alpha + \beta)}$$

ou, aux quantités près du second ordre par rapport à β ,

$$(3) \quad x = M \tan \alpha (1 + \beta \tan \alpha).$$

Si l'on retourne l'aiguille bout pour bout dans le tube, l'angle des deux plans considérés devient $\frac{\omega}{2} + \beta$, et l'on a de même, en désignant par α' la nouvelle déviation,

$$(4) \quad x = M \tan \alpha' (1 - \beta \tan \alpha'),$$

d'où, ajoutant membre à membre (3) et (4) et remarquant que $\text{tang}\alpha - \text{tang}\alpha'$ est extrêmement petit, on a, aux quantités près du deuxième ordre,

$$(5) \quad x = M \frac{\text{tang}\alpha + \text{tang}\alpha'}{2}.$$

Il suffira donc de prendre la moyenne des deux observations pour corriger l'effet résultant de l'imperfection de l'appareil (1).

Nous supposons encore, dans ce qui précède, que le méridien magnétique est invariable, ce qui n'est pas rigoureusement vrai; d'ailleurs notre appareil réalise une véritable boussole des variations, et par conséquent l'erreur qui résulte des variations de la déclinaison est une quantité appréciable dans les conditions où nous sommes placés.

Sauf le cas de variations brusques et irrégulières, on éliminera sensiblement cette cause d'erreur en faisant une troisième mesure, après avoir ramené l'aiguille dans sa première position en la retournant bout pour bout. Si les observations ont été faites à intervalles à peu près égaux, on pourra prendre la moyenne des mesures 1 et 3, et la moyenne de celle-ci et de la mesure 2 ne sera pas sensiblement affectée par la variation de la déclinaison. Dans tous les cas, l'égalité des nombres 1 et 3 sera une garantie de l'exactitude de la mesure.

Pour observer, on éteint d'abord à la main les oscillations de l'appareil, afin d'abrèger la durée de l'expérience. D'ailleurs, dès que les oscillations ont une amplitude suffisamment petite, on observe les divisions n_1 et n_2 de la règle correspondant au commencement et à la fin d'une oscillation, et la division n_3 correspondant à la fin

de l'oscillation suivante. La moyenne $N = \frac{\frac{n_1 + n_3}{2} + n_2}{2}$ est observée à plusieurs reprises, et la position d'équilibre se trouve ainsi déterminée avec une grande exactitude.

Le nombre N doit encore subir une correction quand la déviation est

(1) Les deux lectures n et n' correspondant aux déviations α et α' doivent différer fort peu l'une de l'autre, si la règle est exactement perpendiculaire à l'axe optique de la lunette. On réalisera donc cette dernière condition en faisant pivoter la règle autour de son centre, et dans un plan horizontal, jusqu'à ce que les deux lectures n et n' obtenues avec une même aiguille directe et renversée diffèrent le moins possible l'une de l'autre.

un peu considérable, de telle sorte qu'on ne puisse pas confondre l'arc avec sa tangente. Pour opérer la réduction, on emploie une Table donnant les valeurs de $\text{tang}\alpha$ quand $\text{tang}2\alpha$ est connu (¹). Connaissant approximativement la distance de la règle au miroir, on dresse aisément un tableau donnant les valeurs réduites N , pour un grand nombre de valeurs de N . Pour les valeurs intermédiaires on prend des parties proportionnelles.

Les masses de fer, réparties à poste fixe dans le laboratoire où l'on opère, sont sans influence sur les mesures, pourvu qu'elles ne soient pas trop rapprochées de l'appareil : elles ne font que modifier l'azimut d'équilibre que nous prenons pour notre méridien magnétique.

En somme, un intervalle d'une dizaine de minutes suffit pour effectuer une bonne expérience, et le résultat de plusieurs mesures successives d'une même aiguille fournit en général des nombres égaux à $\frac{1}{200}$ près de leur valeur. Du reste l'opération devient si simple et si commode, quand on en a pris l'habitude, qu'on préfère employer cette méthode, même dans les cas où la méthode des oscillations fournirait de bons résultats.

Comparaison de plusieurs appareils, et mesures absolues. — On a souvent à comparer plusieurs appareils. On y parvient en effectuant la mesure du moment d'une même aiguille à l'aide des deux appareils qu'on veut comparer. Une autre aiguille convenablement choisie, plus forte par exemple, permettra de comparer le deuxième appareil à un troisième, et ainsi de suite.

On peut d'ailleurs transformer toutes les mesures relatives en mesures absolues : il suffit de déterminer, par la méthode des oscillations, le moment magnétique d'une aiguille, et de le mesurer ensuite à l'aide de l'un des appareils comparés.

(¹) Voir une table de ce genre dans WIEDEMANN, *Galvanismus*, t. II, p. 207 (2^e édition).

CHAPITRE II.

SUR L'AIMANTATION PAR LES COURANTS.

ARTICLE I. — *Sur les extra-courants.*

Une bobine de fils conducteurs jouit de propriétés magnétiques tant qu'elle est traversée par un courant. Pendant la période d'établissement du courant, la production de cet aimant absorbe une certaine quantité de travail, en outre de celui qui serait nécessaire pour établir le courant dans une résistance linéaire égale. Cette absorption de travail est manifestée en dehors de la bobine par l'extra-courant inverse.

Quand on interrompt le courant, la destruction de la propriété magnétique de la bobine restitue le travail absorbé par sa production. De là l'extra-courant direct, égal en quantité à l'extra-courant inverse. L'expérience enseignant que le premier est plus court en durée que le second, nous pouvons affirmer que la propriété magnétique de la bobine se perd plus vite qu'elle ne se produit.

Quand une bobine de fils conducteurs est munie d'un noyau de fer doux, les extra-courants conservent leur caractère, mais augmentent beaucoup en intensité. Cet accroissement mesure le travail absorbé par l'aimantation ou restitué par la désaimantation du fer doux. L'inégalité de durée des extra-courants nous autorise à affirmer que la désaimantation du fer doux est plus rapide que l'aimantation ⁽¹⁾.

L'analogie a amené les physiciens à considérer la bobine, qui donne naissance aux extra-courants, comme le siège de forces électromotrices temporaires, de même sens que le courant principal, ou de sens contraire; mais cette analogie n'autorise pas à identifier en tous points

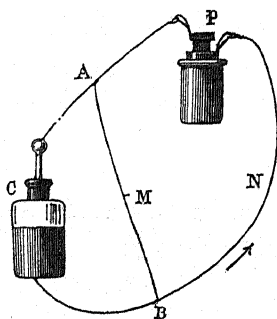
(¹) VILLARI (*Annales de Poggendorff*, 1873) a déterminé directement le temps que le flint, substance diamagnétique, met à acquérir ou à perdre son pouvoir rotatoire magnétique, corrélatif de son aimantation. Il a trouvé que la désaimantation est plus rapide que l'aimantation, et assigne à celle-ci une durée de 0",0024 (voir *Journal de Physique*, t. II, p. 422). Ce travail est la seule détermination expérimentale que je connaisse, relativement à la durée de l'aimantation.

l'intérieur d'une bobine à celui d'un élément de pile, et par suite à considérer les extra-courants comme ayant les mêmes effets au sein de la bobine et dans le reste du circuit. Nous verrons par la suite que les extra-courants sont sans effet magnétique au sein de la bobine dont ils émanent.

Un condensateur C (*fig. 3*) placé dans un circuit voltaïque sur une dérivation est, comme une bobine, le siège de forces électromotrices temporaires, lors de l'ouverture ou de la fermeture du circuit. Nous n'examinerons que les deux cas suivants :

1° Le condensateur C est placé sur une dérivation sans résistance, sur laquelle on pratique les interruptions. Les points de bifurcation A et B sont au même potentiel quand le courant passe, puisque la dérivation est sans résistance, et par suite le condensateur n'est point chargé. Quand le courant est interrompu, la différence du potentiel en A et B devient égale à la force électromotrice de la pile P. Ainsi le

Fig. 3.



condensateur se décharge pendant la période d'établissement du courant et se charge lors de l'interruption, d'où résultent dans le circuit principal BNPA un extra-courant inverse et un extra-courant direct.

2° Le condensateur C est placé sur une dérivation de résistance assez grande pour que celle du reste du circuit, y compris la pile, soit négligeable. L'interruption est pratiquée en N en dehors de la dérivation. Dans ce cas, les points de bifurcation sont au même potentiel quand le courant est interrompu; mais, quand il passe, la différence de leurs potentiels est sensiblement égale à la force électromotrice. Les

extra-courants se produisent dans la dérivation et avec le signe qui leur convient (inverses à la fermeture, directs à l'ouverture du circuit).

Nous devons ajouter qu'au point de vue où nous nous plaçons une bobine très-faible équivaut à un conducteur de capacité énorme.

ARTICLE II. — *Sur l'aimantation de l'acier.*

Une aiguille d'acier récemment trempée est transportée de l'infini au sein d'une spirale animée par un courant, puis extraite de la spirale et transportée à l'infini dans le sens opposé. L'aiguille d'acier est attirée dans la spirale, et, pendant l'introduction, le travail absorbé par l'aimantation de l'acier s'ajoute au travail des forces attractives développées entre la spirale et l'aiguille. Ces deux effets de même sens produisent dans le fil, extérieurement à la bobine, un courant induit de sens contraire au courant principal. Quand on retire l'aiguille de la bobine, le travail restitué par la perte de l'aimantation temporaire s'ajoute au travail négatif des attractions, d'où courant induit direct extérieurement à la bobine (').

Les considérations développées dans l'Article précédent pour les extra-courants s'appliquent aussi aux courants induits. Il est probable que ces courants sont sans effet magnétique dans la bobine dont ils émanent. Dans tous les cas, si l'on introduit ou si l'on extrait l'aiguille très-lentement, l'intensité des courants induits est très-faible, et nous sommes autorisés, tout au moins dans ce cas, à négliger leur effet magnétique au sein de la bobine. On est donc fondé à admettre que l'aimantation emportée par une aiguille, qu'on passe une fois à la spirale, est due à la seule action du courant principal.

I. Le circuit ne comprend qu'une pile à courant constant, et la bobine dans laquelle on aimante.

1° Si l'aiguille est introduite et extraite lentement, et qu'on mesure

(') Ce courant direct est égal en quantité au courant inverse; d'où cette proposition : Le travail absorbé par la production de l'aimantation permanente est égal à l'excédant du travail des forces attractives, pendant l'extraction de l'aimant hors de la spirale, sur le travail des mêmes forces pendant l'introduction. L'aimantation permanente a donc une origine mécanique et n'emprunte rien au courant.

le moment magnétique permanent qu'elle a emporté, on reconnaît que la répétition du passage accroît ce moment résiduel. Il tend, par des passages répétés, vers une limite A, et le moment magnétique y au bout de x passages est assez bien représenté par la formule empirique

$$(1) \quad y = A - \frac{B}{x},$$

où $A - B$ représente le moment magnétique résiduel après le premier passage. On jugera du degré d'exactitude de la formule par les exemples suivants :

TABLEAU I. — *Aiguille de 2 millimètres de diamètre, aimantée par un élément Grove.*

NOMBRE des passages à la spirale.	MOMENT MAGNÉTIQUE		DIFFÉRENCE.
	observé.	calculé.	
1	51,46	51,46	0,00
2	54,55	54,62	— 0,07
3	55,43	55,68	— 0,15
4	56,10	56,20	— 0,10
5	55,95	56,51	— 0,56
10	56,48	57,15	— 0,67
20	57,68	57,47	+ 0,21
30	57,92	57,57	+ 0,35
50	57,75	57,68	+ 0,07

A = 57,78, B = 6,32.

TABLEAU II. — *Aiguille de 1^{mm},3 de diamètre, aimantée par un élément Bunsen.*

NOMBRE des passages à la spirale.	MOMENT MAGNÉTIQUE		DIFFÉRENCE.
	observé.	calculé.	
1	37,50	37,50	0,00
2	39,37	39,51	— 0,14
3	39,99	40,18	— 0,19
4	40,47	40,52	— 0,05
8	41,09	41,01	+ 0,08
16	41,52	41,27	+ 0,25

A = 41,52, B = 4,02.

Le curieux accroissement dont il est ici question a été déjà observé par Herrmann et Scholz (¹). Ces physiiciens confondent à tort, dans leurs recherches, l'effet d'une spirale magnétisante et celui d'un aimant en fer à cheval, contre les pôles duquel ils appliquent l'aiguille à aimanter. Dans le premier cas, en effet, l'aiguille, si elle est assez mince, peut être considérée comme placée dans un champ magnétique d'intensité constante, ce qui n'a certainement pas lieu dans le second cas; et, comme il est impossible de placer l'aiguille rigoureusement de la même manière dans un grand nombre d'expériences successives, la loi de l'accroissement se trouve masquée par un phénomène d'espèce différente. Aussi les auteurs n'ont-ils pu trouver de formule empirique propre à représenter les résultats de leurs expériences; mais, si l'on se borne aux nombres obtenus au moyen de la spirale magnétisante, on verra, par le tableau suivant, qu'ils concordent aussi bien que possible avec notre formule empirique (²):

(¹) HERRMANN et SCHOLZ, *loco citato*.

(²) Les auteurs n'indiquent pas quelle est la limite des erreurs d'expérience dans leur procédé de mesure; mais il est certain qu'elles sont supérieures aux plus grandes différences de la colonne des observations et de celle du calcul.

A l'exception des trois expériences contenues dans ce tableau, les auteurs se bornent à

TABLEAU III.

NOMBRE des passages	PREMIÈRE AIGUILLE		DEUXIÈME AIGUILLE		TROISIÈME AIGUILLE	
	observé.	calculé.	observé.	calculé.	observé.	calculé.
1	8,39	8,39	7,07	7,07	8,88	8,88
2	9,34	9,34	8,17	8,17	9,76	9,76
3	9,66	9,66	8,84	8,54	10,08	9,99
4	9,71	9,82	8,73	8,72	10,43	10,24
5	9,90	9,91	9,15	8,83	10,27	10,29
6	10,31	10,31
∞	10,15	10,29	9,32	9,27	11,03	10,64

L'accroissement du moment magnétique par la répétition des passages est indépendant de la durée de l'immersion, ainsi qu'Herrmann et Scholz l'avaient reconnu; il est essentiellement lié à l'intermittence de l'action du courant. Il faut donc admettre, puisque les courants induits sont eux-mêmes sans effet sensible, que l'équilibre magnétique qui succède à l'action des courants modifie la distribution du magnétisme dans un sens tel, qu'une deuxième application de la même force, agissant dans les mêmes conditions, peut ajouter au magnétisme total et résiduel (1).

2° Trois autres procédés peuvent être employés pour aimanter une aiguille d'acier dans une bobine :

l'observation des moments magnétiques correspondant aux passages 1, 2 et ∞. L'application de la formule empirique fournit le troisième nombre au moyen des deux premiers avec une approximation suffisante, chaque fois que l'aimantation a été obtenue par la spirale. Dans le cas contraire, le troisième nombre calculé est très-notablement inférieur au nombre observé.

Les auteurs trouvent que le degré de trempe, la longueur des aiguilles et la durée des immersions sont sans influence sur les résultats.

(1) On doit rapprocher le fait que nous signalons du fait connu que l'aimantation permanente, produite par un courant A, devient plus considérable quand l'aiguille a été soumise, après son aimantation, à l'action d'un courant B plus faible et de sens contraire. Si l'on fait tendre B vers 0, le phénomène persiste encore, et cela n'a rien de surprenant puisqu'une désaimantation partielle (correspondant à la perte du magnétisme temporaire) est la conséquence de la cessation du courant A.

a. On introduit l'aiguille, on établit le courant, et l'on retire l'aiguille lentement (établissement).

b. On introduit lentement l'aiguille, le courant passant; on interrompt le courant, et l'on retire l'aiguille (interruption).

c. On introduit l'aiguille, on établit et l'on interrompt le courant; on retire l'aiguille (décharge disruptive).

La répétition de chacun de ces procédés fournit une augmentation du magnétisme de l'aiguille, et, pourvu que toutes les opérations effectuées soient de même espèce et faites dans des conditions identiques, les résultats de l'expérience sont bien représentés par une formule hyperbolique telle que la formule (1); la limite A paraît être la même pour les passages et les interruptions, mais plus faible pour les établissements :

TABLEAU IV. — *Aiguille de 2 millimètres de diamètre, aimantée par un élément Grove.*

NOMBRE des établissements.	MOMENT MAGNÉTIQUE		DIFFÉRENCE.
	observé.	calculé.	
1	50,56	50,56	0,00
2	52,81	52,81	0,00
3	53,50	53,56	— 0,06
4	53,83	53,93	— 0,10
5	54,25	54,16	+ 0,09
6	54,18	54,31	— 0,13
10	54,75	54,61	+ 0,14

A = 55,06, B = 4,50.

Après le dixième passage, des interruptions ayant été produites par mégarde, le moment de l'aiguille s'est élevé subitement à 55,96 et n'a pas dépassé cette limite par cinquante établissements. Dix passages à la spirale ont alors élevé le moment magnétique à 57,56, et vingt nouveaux passages à 57,88.

TABLEAU V. — *Aiguille de 2 millimètres de diamètre, aimantée par un élément Grove.*

NOMBRE des interruptions.	MOMENT MAGNÉTIQUE		DIFFÉRENCE.
	observé.	calculé.	
1	53,15	53,15	0,00
2	55,93	55,93	0,00
32	58,73	58,55	+ 0,18

Trente passages à la spirale n'ont pas élevé notablement le moment magnétique de cette aiguille (¹).

Les résultats obtenus par les décharges disruptives sont moins réguliers que les précédents, quoique la formule empirique les représente encore. Les irrégularités tiennent sans doute à la difficulté d'opérer ces décharges dans des conditions parfaitement identiques.

Les expériences qui précèdent établissent déjà que les extra-courants sont sans action magnétique au sein de la bobine qui les produit. S'il en était autrement, l'interruption serait un procédé d'aimantation plus efficace que le passage à la spirale. Or on n'a jamais observé d'augmentation du moment magnétique, quand on a soumis à des interruptions répétées du circuit les aiguilles aimantées par un grand nombre de passages.

II. Le circuit comprend, outre la pile, deux bobines P et Q.

Les phénomènes observés pour les passages lents sont les mêmes que dans le cas d'une seule bobine; mais l'effet des extra-courants complique les phénomènes de l'interruption. Supposons la bobine P beaucoup plus puissante que Q. Si les deux bobines sont placées l'une à la suite de l'autre, deux aiguilles *p* et *q* aimantées chacune dans la bobine correspondante, à la limite relative aux passages, acquièrent un moment

(¹) Les deux expériences qui précèdent ont été faites immédiatement après celles du tableau I, avec des aiguilles presque identiques, et au sein de la même spirale.

Les établissements et les interruptions s'effectuent au moyen d'une coupelle à mercure dans laquelle plongent les extrémités des fils conducteurs.

magnétique plus considérable par les interruptions; mais l'augmentation relative est beaucoup plus forte dans la bobine la plus faible. Exemple :

TABLEAU VI. — *Aiguilles de 142 millimètres de long et de 2 millimètres de diamètre.*

AIGUILLE <i>p</i> .	AIGUILLE <i>q</i> .
Premier passage..... 17,51	Premier passage..... 3,22
Deuxième passage..... 18,21	Deuxième passage..... 3,63
Vingtième passage..... 18,70	Vingtième passage..... 4,15
21 interruptions..... 18,91	21 interruptions..... 5,61

L'aimantation limite correspondant aux passages, d'après les deux premières observations de chaque colonne, serait, d'après notre formule empirique, 18,61 pour l'aiguille *p* et 4,04 pour l'aiguille *q*. L'augmentation du moment magnétique produite par les interruptions est, pour l'aiguille *p*, 0,21 en valeur absolue, et environ $\frac{1}{94}$ en valeur relative; pour l'aiguille *q*, 1,46 et $\frac{1}{3}$.

Ainsi, conformément aux observations présentées plus haut, l'extra-courant provenant de P est sensible dans Q, celui de Q dans P; mais l'effet magnétique de chacun de ces extra-courants est nul dans la bobine d'où il émane.

Si les bobines P et Q sont placées en dérivation l'une par rapport à l'autre, l'extra-courant direct de chaque bobine traverse l'autre en sens contraire du courant de la pile. Dans ce cas, l'expérience montre que les interruptions provoquent une diminution du moment magnétique, et les établissements une augmentation, ainsi qu'on pouvait le prévoir d'après ce qui précède.

III. Le circuit comprend une bobine et un condensateur.

Ce cas est réalisé dans la bobine de Ruhmkorff de la manière suivante : le condensateur C est établi sur une dérivation sans résistance, sur laquelle on pratique les interruptions (*fig. 4*). On peut aussi placer la bobine B sur la dérivation, et produire l'interruption en un point du

circuit principal (*fig. 5*). Dans chacune de ces dispositions le condensateur forme avec la bobine un circuit fermé lors de l'interruption, soit directement, soit par l'intermédiaire de la pile. Il n'en serait pas de même si l'interruption était pratiquée sur le circuit principal avec la disposition de la *fig. 4* ou sur la dérivation dans le cas de la *fig. 5*.

Fig. 4.

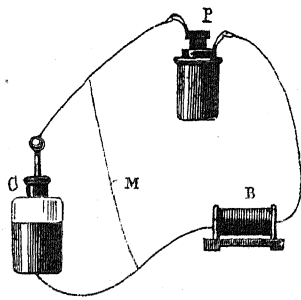
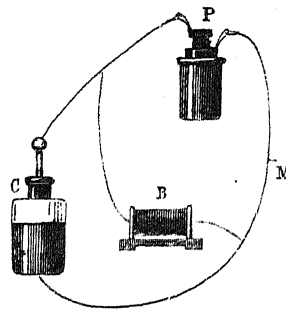


Fig. 5.



Ces deux dernières dispositions sont vaines, ainsi que l'a montré l'expérience; mais, si l'on emploie l'une des premières, on observe que l'interruption du circuit produit une diminution du moment magnétique des aiguilles aimantées par des passages.

L'effet observé ne peut être attribué aux extra-courants du condensateur, car ceux-ci agissent en sens contraire du résultat obtenu; le condensateur employé (') se comporte, au point de vue de la production des extra-courants, comme une bobine de puissance négligeable.

Mais on doit remarquer que l'intensité de l'extra-courant de la bobine est supérieure à celle du courant principal. L'extra-courant direct charge fortement le condensateur qui, par suite, doit se décharger après que l'extra-courant a cessé. La bobine reçoit ainsi *par réflexion* l'extra-courant qu'elle produit, et celui-ci la traverse en sens contraire du courant principal. L'effet réflexe, pour un condensateur donné, est d'autant plus puissant que la bobine employée est elle-même plus forte, et l'expérience montre qu'avec une bobine très-faible l'effet de l'interruption disparaît.

(') Celui d'une bobine de Ruhmkorff dont la distance explosive est de 3 centimètres.

IV. *Aimantation par les courants induits.* — On n'a étudié que le cas suivant :

Quand le circuit comprend deux bobines, l'introduction lente d'un noyau de fer doux dans l'une d'elles ou son extraction est sans effet sur le magnétisme d'une aiguille placée dans l'autre bobine.

Mais si l'on introduit lentement le noyau de fer doux et qu'on le retire brusquement, le courant induit direct augmente le moment magnétique de l'aiguille placée dans la seconde bobine. La répétition de la même opération fait tendre le moment de l'aiguille vers une limite dont il se rapproche très-rapidement. La formule

$$(2) \quad y = A + B(1 - e^{-\alpha x}),$$

où A, B et α sont des constantes, paraît très-bien convenir à la représentation du moment magnétique y après x passages. Le tableau suivant permettra d'apprécier le degré d'exactitude de la formule :

TABLEAU VII.

NOMBRE des courants induits directs.	MOMENT MAGNÉTIQUE		DIFFÉRENCE.
	observé.	calculé.	
0	71,55	71,55	0,00
1	75,30	75,55	- 0,25
2	78,55	78,53	+ 0,03
3	80,50	79,20	+ 0,70
4	80,80	80,03	+ 0,77
8	81,05	80,92	+ 0,13
16	81,05	81,03	+ 0,02

$A = 71,55, \quad B = 9,50, \quad \log e^{-\alpha} = \bar{1},7626391.$

Les différences entre le calcul et l'observation sont un peu plus considérables dans ce tableau que dans les précédents; mais il faut tenir compte de la difficulté de retirer le fer doux avec la main d'une manière toujours identique, pour produire des courants induits de même in-

tensité. Eu égard à cette considération, l'accord est satisfaisant. Au contraire, les formules hyperboliques ne se prêtent pas du tout à représenter les expériences de ce genre : elles correspondent à un accroissement bien plus lent, sensible encore après vingt opérations de la même espèce, tandis qu'ici l'accroissement cesse d'être appréciable après sept ou huit opérations.

Quetelet représente par une formule de la forme

$$(3) \quad \gamma = B(1 - e^{-ax})$$

le moment magnétique acquis par un barreau d'acier, aimanté par une, deux, ..., x frictions. Cette formule représente aussi, comme on vient de le voir, l'accroissement du moment magnétique d'une aiguille opéré par des courants induits égaux. Elle ne convient pas pour l'accroissement produit par les intermittences d'un même courant continu, agissant sur une aiguille vierge de toute aimantation antérieure. Une théorie complète du magnétisme devrait rendre compte de cette différence.

Pour éviter les intermittences du courant principal dans l'expérience qui précède, on a dû placer l'aiguille à poste fixe dans sa spirale, et mesurer son moment magnétique *total* à l'aide de la méthode des déviations. Les variations observées se rapportent au magnétisme permanent, qui peut seul être altéré par le passage des courants induits.

On a reconnu que les courants induits, produits par l'arrachement du contact d'un électro-aimant placé dans le circuit, produisent des effets absolument analogues.

V. *Effets des piles dont le courant n'est pas constant.* — Si le courant de la pile employée n'est pas rigoureusement constant, l'effet de la polarisation des électrodes modifie profondément les phénomènes. Les résultats qui suivent ont été obtenus avec une pile au bichromate de potasse montée depuis plusieurs jours.

Si le circuit ne comprend, en dehors de la pile, qu'une seule bobine, dans laquelle on introduit une aiguille aimantée par un grand nombre de passages, l'établissement du courant accroît le moment magnétique d'une quantité plus ou moins considérable, souvent énorme : le courant possède donc, au moment de sa fermeture, une intensité beaucoup plus grande que celle qu'il conserve un instant après. Quand la

résistance de la spirale augmente, la polarisation est moins forte, et par suite l'effet propre de l'établissement tend à disparaître.

Quant aux interruptions, elles n'ont pas d'effet bien marqué sur les aiguilles, tout au moins tant que la résistance de la bobine n'est pas très-forte; mais dans ce dernier cas, si l'on introduit dans la bobine une aiguille fortement aimantée, avec son pôle austral à gauche du courant principal, on obtient toujours, par l'interruption, une diminution du moment magnétique de l'aiguille. Je pense que cet effet bizarre doit être expliqué ainsi : l'extra-courant direct de la bobine, sans effet magnétique dans son intérieur, augmente momentanément la polarisation de la pile, d'où courant de dépolarisation très-sensible à la suite de l'interruption; ce courant désaimante partiellement les aiguilles. On aurait donc affaire ici à un effet réflexe, analogue à celui du condensateur de la bobine de Ruhmkorff, quoique incomparablement plus faible.

Si le circuit contient deux bobines P et Q, l'une très-forte, l'autre très-faible, l'extra-courant direct de P et l'action réflexe de la pile se succèdent dans Q et produisent un effet très-singulier. L'interruption du circuit augmente beaucoup le moment magnétique d'une aiguille aimantée dans Q par un grand nombre de passages; mais la même opération diminue le moment magnétique d'une aiguille fortement aimantée, placée dans Q avec son pôle austral à gauche du courant principal. Cet effet est beaucoup plus prononcé quand P contient un noyau de fer doux. Exemple :

	Moment.
Aiguille aimantée dans Q par des passages.....	1,16
Interruptions	11,10
Aiguille fortement aimantée	36,28
Interruptions	35,40

Ainsi un même courant instantané complexe aimante les aiguilles non aimantées, et désaimante partiellement les aiguilles fortement aimantées. On reproduit aisément le même fait par l'alternative d'un courant continu direct et d'un courant inverse plus faible.

On voit que, dans certains cas, les aiguilles d'acier aimantées et non aimantées permettent de faire l'analyse d'un courant instantané complexe, et d'y reconnaître un changement de signe.

CHAPITRE III.

SUR LA RUPTURE DES AIGUILLES AIMANTÉES.

On sait depuis bien longtemps que, quand on brise un aimant, les fragments obtenus jouissent des propriétés magnétiques; mais je ne crois pas qu'on se soit préoccupé jusqu'ici de déterminer les lois précises qui président à la formation des aimants de rupture.

Dans l'acte de la rupture d'un aimant, nous distinguerons le fait de la séparation des parties [avec ses conséquences, telles qu'elles s'offriraient dans le cas de la simple disjonction des mêmes parties juxtaposées (¹), non soudées dans l'aimant primitif] du fait mécanique de la rupture. Je me suis proposé, en premier lieu, de déterminer si ce fait mécanique modifie en quelque manière l'état magnétique des fragments. Voici les expériences que j'ai faites à ce sujet.

ARTICLE I. — *Effet propre de la rupture.*

On obtient une aiguille aimantée régulière en faisant passer une aiguille d'acier récemment trempée à travers une spirale animée par un courant.

Si l'on vient à rompre cette aiguille par le milieu, après son aimantation, deux cas peuvent se présenter :

1° Si l'aiguille est trempée assez dur pour se rompre entre les doigts comme du verre, les deux moitiés sont des aimants de même moment magnétique, comme on devait s'y attendre par raison de symétrie.

2° Si l'aiguille est trempée doux, de façon à se fléchir plusieurs fois en sens contraire avant de rompre, les deux moitiés possèdent des moments magnétiques inégaux, d'une manière en apparence arbitraire.

Il faut d'abord se rendre compte de cette différence.

(¹) Quand on réunit deux morceaux d'acier par deux faces planes égales, les parties en regard sont en réalité séparées par une lame d'air dont l'épaisseur est très-grande par rapport à la distance de deux molécules magnétiques. Il s'agit ici de la juxtaposition parfaite, telle qu'elle a lieu entre les diverses parties d'un solide cohérent.

Pour cela, je prends une aiguille faiblement trempée et régulière; je la saisis par le milieu entre deux lames de plomb, de manière que l'une des moitiés demeure immobile pendant la rupture, tandis que l'autre moitié, saisie à la main, est soumise à des flexions de sens contraire jusqu'à ce que la rupture ait lieu. On constate que la moitié de l'aiguille soumise aux flexions possède un moment magnétique inférieur à celui de la moitié pincée, et d'autant plus que la rupture a été plus pénible.

Si l'on saisit une aiguille faiblement trempée de part et d'autre, et très-près de son milieu, à l'aide de deux pinces, de manière à n'intéresser aux flexions qui précèdent la rupture qu'une tranche très-mince de part et d'autre du plan de séparation, les deux moitiés de l'aiguille présentent des moments magnétiques très-voisins de l'égalité. Ainsi la différence constatée plus haut est due aux flexions qui précèdent la rupture des aiguilles trempées doux. On sait d'ailleurs depuis longtemps que les actions mécaniques de ce genre, quand elles *suivent* l'aimantation, diminuent le moment magnétique des aiguilles qui y sont soumises.

Dans le cas où les aiguilles se rompent comme du verre, l'acte mécanique de la rupture n'intéresse de part et d'autre du plan de séparation qu'une couche de molécules infiniment mince; on doit présumer que l'effet d'une action mécanique de ce genre est un infiniment petit. J'ai constaté que le moment magnétique d'un fragment ne dépend, dans le cas de la trempe dure, ni du nombre ni du mode des ruptures par lesquelles il a été détaché de l'aiguille mère, ce qui serait bien difficile à expliquer si l'acte de la rupture avait une influence propre appréciable. En un mot, dans aucune de mes expériences je n'ai eu l'occasion de constater un affaiblissement du moment magnétique qui pût être attribué à cette influence. D'ailleurs des preuves plus concluantes encore se présenteront dans le courant de ce Chapitre.

On s'est astreint, pour toutes les expériences qui suivent, à n'employer que des aiguilles de trempe dure et à peu près invariable. Elles ont été obtenues en chauffant dans la flamme du gaz, alimentée d'air par un soufflet, un fil d'acier rectiligne plus long que l'aiguille à obtenir. On le plongeait au rouge vif dans une terrine remplie d'eau, puis on détachait les extrémités du fil de manière à ne conserver que la

portion moyenne, dont la trempe est très-régulière. Les aiguilles obtenues avaient au plus 150 millimètres de longueur.

ARTICLE II. — *Rupture d'aiguilles cylindriques saturées, opérée perpendiculairement à l'axe.*

Dans son *Essai sur l'application de l'Analyse mathématique aux théories de l'électricité et du magnétisme*, Green ⁽¹⁾ a déduit de l'hypothèse de la force coercitive la formule suivante, qui donne le moment magnétique y d'une aiguille de longueur x aimantée à saturation :

$$(1) \quad y = Aa^2 \left(x - \frac{2}{\beta} \frac{e^{\frac{\beta x}{2}} - e^{-\frac{\beta x}{2}}}{e^{\frac{\beta x}{2}} + e^{-\frac{\beta x}{2}}} \right).$$

Dans cette formule A est une constante dépendant seulement de la nature de l'acier, et β une quantité de la forme $\frac{B}{a}$, B étant une deuxième constante. Le diamètre des aiguilles est représenté par a .

Cette formule est conforme aux résultats des expériences de Coulomb ⁽²⁾. Je me suis proposé de la vérifier pour le cas particulier d'aiguilles de très-faible diamètre et de très-petite longueur.

1° *Aiguilles de même diamètre.* — Les aiguilles que l'on compare doivent recevoir une trempe identique. La rupture d'une aiguille cylindrique saturée, bien régulière, fournit des aiguilles saturées dans cette condition. Elles sont saturées : car l'aiguille primitive possède en chacun de ses points un magnétisme supérieur à celui qui correspond à la saturation du fragment auquel elle appartient après la rupture. La rupture elle-même n'a d'autre effet, d'après ce qui précède, que celui

⁽¹⁾ GREEN, *Essai sur l'application de l'Analyse mathématique aux théories de l'électricité et du magnétisme*, Nottingham, 1828. Beer démontre (BEER, *Elektrostatik*) que la formule de Green s'applique à une aiguille placée dans une spirale magnétisante, pourvu que la dimension des spires soit large par rapport au diamètre de l'aiguille. Dans ce cas, A est proportionnel à la force magnétisante f .

⁽²⁾ COULOMB, *Détermination des forces qui ramènent différentes aiguilles aimantées à leur méridien magnétique* (*Mémoires de l'Institut*, t. III).

qui résulterait de la séparation des parties exactement juxtaposées. Enfin la trempe est aussi identique que possible ; on verra même que la mise en œuvre des résultats élimine l'effet des petites différences de trempe locales qu'on ne peut éviter entièrement.

L'aiguille mère est aimantée à saturation, par 4 éléments Bunsen au moins, dans une spirale de 25 centimètres de longueur, très-régulière, et formée de trois couches de fil superposées. Pour faire une expérience, on mesure la longueur et le moment magnétique de l'aiguille entière. On enlève ensuite les deux bouts par une rupture pratiquée de part et d'autre à $3\frac{1}{2}$ ou 4 centimètres des extrémités, et l'on réserve les fragments extrêmes. On mesure ensuite la longueur du fragment moyen et son moment magnétique, et par des ruptures successives, accompagnées chaque fois des deux mesures, on ramène ce fragment à une longueur de 1 à 2 millimètres. On termine en mesurant la longueur et le moment magnétique des bouts entiers, et successivement réduits à des longueurs plus faibles.

Il est rare que l'on puisse accomplir toutes les mesures avec un même appareil ; alors on en emploie deux : l'un moins sensible pour les grandes longueurs ; l'autre plus sensible pour les plus faibles. Le rapport des deux appareils est déterminé avec le plus grand soin, par un certain nombre de mesures communes.

Afin de s'affranchir de toutes les irrégularités accidentelles, on représente les résultats de l'expérience par une courbe, en prenant pour abscisses les longueurs x des aiguilles, et pour ordonnées les moments magnétiques correspondants. Cette courbe est tracée avec un soin extrême au moyen des mesures faites sur les fragments moyens de l'aiguille mère. Si cette aiguille est saturée, les points figuratifs des fragments extrêmes et de l'aiguille entière doivent se placer d'eux-mêmes sur la courbe. L'expérience sera rejetée si cette condition n'est pas satisfaite.

L'expérience montre que divers fragments d'une même aiguille rompue avant l'aimantation, aimantés séparément à saturation, se placent d'eux-mêmes sur la courbe tracée au moyen de la rupture du plus long d'entre eux, par exemple. Cette expérience importante établit que l'effet propre de la rupture est bien réellement nul dans le cas où nous sommes placés.

L'équation (1) représente une courbe tangente à l'axe des x à l'origine et asymptote à la droite

$$(2) \quad y = A a^x \left(x - \frac{2}{\beta} \right).$$

Les courbes représentatives de l'expérience présentent les mêmes caractères généraux. Pour opérer la comparaison, on détermine avec le plus grand soin l'asymptote de la courbe expérimentale. Par le fait, à partir d'une longueur de 10 à 40 centimètres suivant le diamètre, les points figuratifs des aiguilles tombent rigoureusement en ligne droite à des quantités près plus petites que la limite des erreurs d'expérience : l'asymptote est donc parfaitement déterminée. Soit D son abscisse à l'origine, C son coefficient angulaire; l'équation peut se mettre sous la forme

$$(1 \text{ bis}) \quad y = C \left(x - D \frac{e^{\frac{1}{b}x} - e^{-\frac{1}{b}x}}{e^{\frac{1}{b}x} + e^{-\frac{1}{b}x}} \right).$$

Cette formule nous a servi à calculer le moment magnétique des aiguilles courtes; le moment réel se détermine directement sur la courbe expérimentale.

C'est ainsi qu'ont été formés les tableaux suivants. La première colonne contient la longueur des aiguilles; la deuxième, le moment magnétique observé, évalué en unités arbitraires; la troisième le moment calculé par la formule (1 bis); les deux dernières l'excès absolu et relatif du moment observé sur le moment calculé.

Les expériences ont porté sur des aiguilles de 0^{mm}, 175, 0^{mm}, 282, 0^{mm}, 368 et 0^{mm}, 551. Nous nous bornerons aux résultats fournis par les trois dernières; la courbe représentative de la première est trop voisine d'une ligne droite, pour toutes les longueurs supérieures à 2 millimètres, pour qu'on puisse tirer des conclusions certaines relativement à la partie courbe qui avoisine l'origine.

TABLEAU I.

$$d = 0^{\text{mm}},551, \quad C = \frac{275,4}{16}, \quad D = 5,25.$$

l	M		δ	$\frac{\delta}{M}$
	observé.	calculé.		
1 ^{mm}	0,50	0,206	+ 0,294	0,588
2	1,88	1,575	+ 0,305	0,162
3	5,60	5,323	+ 0,277	0,049
4	12,00	10,817	+ 1,183	0,098
5	20,00	19,113	+ 0,887	0,044
6	30,00	29,593	+ 0,407	0,013
7	42,00	41,864	+ 0,136	0,003
8	55,50	55,336	+ 0,224	0,002
9	70,20	70,224	- 0,024	0,000
10	85,60	85,627	- 0,027	0,000

TABLEAU II.

$$d = 0^{\text{mm}},368, \quad C = \frac{93,25}{12,40}, \quad D = 3,6.$$

l	M		δ	$\frac{\delta}{M}$
	observé.	calculé.		
1 ^{mm}	0,30	0,187	+ 0,113	0,376
2	1,50	1,378	+ 0,122	0,081
3	3,85	3,101	+ 0,749	0,194
4	8,50	8,371	+ 0,124	0,015
5	14,00	13,698	+ 0,302	0,022
6	20,00	19,994	+ 0,286	0,014
8	33,85	33,717	+ 0,133	0,004
10	48,50	48,336	+ 0,114	0,002

TABLEAU III.

$$d = 0^{\text{mm}}, 282, \quad C = \frac{85}{20,70}, \quad D = 2,45.$$

l	M		δ	$\frac{\delta}{M}$
	observé.	calculé.		
2^{mm}	1,6	1,442	+ 0,157	0,098
4	7,5	2,107	+ 0,393	0,052
6	15,0	14,726	+ 0,273	0,018

Au delà de 10 millimètres pour l'aiguille la plus épaisse et de 6 millimètres pour la plus mince, les points figuratifs se confondent presque, théoriquement et pratiquement, avec l'asymptote.

L'accord du calcul et de l'expérience est très-remarquable pour les aiguilles dont la longueur n'est pas trop petite par rapport à leur diamètre. Il est à remarquer que c'est pour ce cas seulement que Green a établi la formule qu'il s'agit de vérifier. Pour les aiguilles extrêmement courtes, les nombres observés sont invariablement dans toutes les expériences, plus grands que les nombres calculés. Les différences absolues sont, il est vrai, très-petites, mais supérieures à la limite des erreurs d'expérience, et d'autant plus que le diamètre des aiguilles est plus considérable. Cependant elles ne sont pas assez grandes pour permettre de rechercher empiriquement la forme du terme correctif qu'il faudrait joindre à la formule pour la rendre complètement exacte.

2° *Aiguilles de diamètre différent.* — Pour des aiguilles de diamètre différent, la formule de Green comporte d'autres vérifications. Le coefficient angulaire C de l'asymptote doit être proportionnel au carré du diamètre des aiguilles, et l'abscisse à l'origine D proportionnelle à leur diamètre.

Il est facile d'attribuer un sens physique défini aux quantités C et D.

Considérons deux aiguilles de même diamètre, assez longues pour que leurs points figuratifs se placent sensiblement sur l'asymptote. Leurs moments magnétiques y et y' sont représentés par les ordonnées correspondantes de l'asymptote, c'est-à-dire que l'on a

$$(3) \quad \begin{cases} y = C(x - D), \\ y' = C(x' - D). \end{cases}$$

D'autre part, on sait, d'après Coulomb, que dans les aiguilles longues la distance des pôles aux extrémités est constante, quelle que soit la longueur. Soit P cette distance et μ la quantité de magnétisme de chaque pôle (constante aussi), on a

$$(4) \quad \begin{cases} y = \mu(x - 2P), \\ y' = \mu(x' - 2P). \end{cases}$$

Les systèmes (3) et (4) sont incompatibles, à moins qu'on ait à la fois $C = \mu$, $D = 2P$. Ainsi la demi-abscisse, à l'origine de l'asymptote, est égale à la distance du pôle de l'aiguille à l'extrémité correspondante, et le coefficient angulaire de la même droite égal à la quantité de magnétisme de chaque pôle.

Ainsi, dans le cas d'aiguilles cylindriques longues, de diamètre différent, la formule de Green exprime la proportionnalité de la puissance des pôles au carré du diamètre, et la proportionnalité de leur distance à l'extrémité de l'aiguille à la première puissance du diamètre.

La comparaison des résultats fournis par l'observation sur des aiguilles de diamètre différent présente beaucoup de difficultés pratiques. La multiplicité des comparaisons d'appareil exigées par ces expériences, l'influence considérable qu'exercent sur les rapports à déterminer les moindres erreurs commises dans l'évaluation des petits diamètres, mais surtout la difficulté de communiquer une trempe identique à des aiguilles de diamètre différent sont des obstacles graves, et qu'il n'est pas facile de surmonter entièrement. Il convient cependant de remarquer que la difficulté relative à la trempe est moins grande pour des aiguilles trempées très-dur, telles que nous les avons toujours employées, parce que, dans ce cas, le pouvoir coercitif varie peu, pour des variations assez larges de la température à laquelle on effectue la trempe.

Le tableau suivant se rapporte à la loi des distances polaires. La première colonne donne le diamètre des aiguilles, la deuxième l'abscisse D , la troisième la valeur du rapport $\frac{D}{d}$ qui devrait être constant, la quatrième, enfin, la différence des nombres de la troisième colonne à leur moyenne :

TABLEAU IV.

d	D	$\frac{D}{d}$	δ
mm 0,175	mm 1,77	10,113	+ 0,718
0,282	2,45	8,688	- 0,707
0,368	3,60	9,783	+ 0,388
0,551	5,25	9,528	+ 0,133
1,036	9,90	9,556	+ 0,161
1,290	12,40	9,612	+ 0,307
1,988	16,80	8,451	- 0,944

Ces nombres vérifient la loi, eu égard à la multiplicité des causes d'erreur signalées.

La loi relative à la puissance des pôles se vérifie tout aussi bien, ainsi qu'on le voit dans le tableau V. La troisième et la quatrième colonne donnent la valeur absolue et relative de la différence des valeurs de $\frac{C}{d^2}$ et de la moyenne correspondante.

TABLEAU V. — *Puissance des pôles.*

d	$\frac{C}{d^2}$	δ	r
mm 0,175	58,719	+ 3,094	0,055
0,282	51,558	- 4,067	0,073
0,368	55,531	- 0,094	0,002
0,551	56,695	+ 1,070	0,019

En résumé, l'expérience confirme d'une manière très-remarquable les diverses lois contenues dans la formule de Green, sauf le cas des aiguilles excessivement courtes. Il en résulte que, à l'exception de ce dernier cas, la distribution du magnétisme libre dans les aiguilles est aussi représentée par la formule donnée à cet effet par Green, et dont notre formule (1) est une conséquence. La quantité de magnétisme libre dans une tranche perpendiculaire à l'axe d'épaisseur dx , située à une distance x du milieu, est, d'après cette formule,

$$(5) \quad A a^2 \beta \frac{e^{\beta x} - e^{-\beta x}}{e^{\beta \lambda} + e^{-\beta \lambda}},$$

λ étant la demi-longueur de l'aiguille. Cette formule revient à celle de Biot, et représente fidèlement les résultats des expériences de Coulomb.

Pôles des aiguilles courtes. — Le moment magnétique d'une aiguille peut toujours être considéré comme le produit de deux facteurs, dont l'un représente la distance des pôles, l'autre la quantité de magnétisme de chacun d'eux. D'après la formule de Green, la distance des pôles est (1)

$$(6) \quad D = \frac{2\lambda - \frac{2}{\beta} \frac{e^{\beta \lambda} - e^{-\beta \lambda}}{e^{\beta \lambda} + e^{-\beta \lambda}}}{1 - \frac{2}{e^{\beta \lambda} + e^{-\beta \lambda}}},$$

et l'autre facteur

$$(7) \quad P = A a^2 \left(1 - \frac{2}{e^{\beta \lambda} + e^{-\beta \lambda}} \right).$$

Ces facteurs se réduisent respectivement à $2\lambda - \frac{2}{\beta}$ et à $A a^2$ pour des valeurs très-grandes de λ .

D'autre part, l'ordonnée y d'une courbe peut toujours être considérée comme le produit du coefficient angulaire de la tangente au

(1) On définit le pôle comme la projection du centre de gravité de la courbe de distribution

$$y = A a^2 \beta \frac{e^{\beta x} - e^{-\beta x}}{e^{\beta \lambda} + e^{-\beta \lambda}}$$

sur l'axe magnétique de l'aiguille. C'est d'après cette définition que l'on a calculé la distance D des deux pôles.

point considéré par la différence de l'abscisse 2λ , et de l'abscisse à l'origine de la tangente. D'après ces principes, le moment magnétique de l'aiguille considérée est représenté par le produit des deux facteurs

$$(8) \quad \left\{ \begin{array}{l} 2\lambda - \frac{2}{\beta} \frac{e^{\beta\lambda} - e^{-\beta\lambda}}{e^{\beta\lambda} + e^{-\beta\lambda}}, \\ 1 - \left(\frac{2}{e^{\beta\lambda} + e^{-\beta\lambda}} \right)^2, \\ A a^2 \left[1 - \left(\frac{2}{e^{\beta\lambda} + e^{-\beta\lambda}} \right)^2 \right]. \end{array} \right.$$

Ces deux facteurs, comme les précédents, se réduisent à $2\lambda - \frac{2}{\beta}$ et $A a^2$ pour des valeurs très-grandes de λ : de là l'emploi que nous avons fait précédemment de l'asymptote pour déterminer la distance polaire des aiguilles longues; mais cet emploi ne peut être étendu aux tangentes, comme je l'avais espéré d'abord, puisque les expressions (8) diffèrent des expressions (6) et (7) par le facteur variable $1 - \frac{2}{e^{\beta\lambda} + e^{-\beta\lambda}}$. La méthode qui nous a servi à déterminer les moments magnétiques ne peut donc nous éclairer sur la variation indépendante des deux facteurs dont ils dépendent.

ARTICLE III. — Rupture d'aiguilles non saturées, opérée perpendiculairement à l'axe.

A. *Aiguilles régulières.* — Quand une aiguille est aimantée régulièrement sans être saturée, on peut en détacher les extrémités sur une longueur suffisante, et traiter ensuite le fragment moyen comme celui qu'on retire ainsi d'une aiguille saturée.

On obtient une courbe figurative tangente à l'axe des x à l'origine, et présentant une asymptote dont la courbe se rapproche rapidement. La demi-abscisse à l'origine de cette asymptote est la distance des pôles des aiguilles longues (de rupture) à leurs extrémités (1). Cette distance est donc constante dans les aiguilles de rupture comme dans les aiguilles saturées. Au surplus, il y a deux cas à distinguer :

(1) Même démonstration que pour les aiguilles saturées.

I. Dans le cas des aiguilles minces de 0^{mm}, 175 à 0^{mm}, 551, la distance des pôles aux extrémités dans les aiguilles de rupture ne dépend que du diamètre, et se trouve la même que dans les aiguilles saturées. Les asymptotes de toutes les courbes correspondant aux aiguilles de même diamètre coupent en effet très-exactement l'axe des x au même point. Ce fait a été vérifié

Sur 3 courbes pour les aiguilles de 0^{mm}, 551
 Sur 2 » » 0^{mm}, 398
 Sur 3 » » 0^{mm}, 282
 Sur 2 » » 0^{mm}, 175

De plus, dans le cas que nous considérons, la courbe complète n'est qu'une réduction proportionnelle de la courbe des aiguilles saturées. Elle est exactement représentée dans les mêmes limites que celles-ci par l'équation

$$(10) \quad y = mA^2 \left(x - \frac{2}{\beta} \frac{\frac{\beta x}{e^2} - e^{-\frac{\beta x}{2}}}{\frac{\beta x}{e^2} + e^{-\frac{\beta x}{2}}} \right),$$

où m est un facteur plus petit que 1 qui dépend du degré d'aimantation de l'aiguille mère.

TABLEAU VI.

l	COURBE S.	COURBE R		DIFFÉRENCE.
		observée.	calculée.	
3 ^{mm}	5,60	4,40	4,013	+ 0,387
4	12,00	8,60	8,597	+ 0,003
5	20,00	14,15	14,317	- 0,167
6	30,00	21,00	21,492	- 0,492
7	42,00	29,50	30,088	- 0,588
8	55,50	39,60	39,760	- 0,160
9	70,20	50,50	50,290	+ 0,210
10	85,60	61,20	61,323	- 0,123

Le tableau ci-dessus se rapporte à une aiguille de 0^{mm}, 551. La deuxième colonne contient le moment de saturation des aiguilles tel

qu'il est fourni par la courbe expérimentale, et la troisième le moment des aiguilles de rupture; les nombres de la quatrième colonne ont été obtenus en multipliant ceux de la seconde par le rapport m des coefficients angulaires des deux asymptotes; la cinquième colonne donne les différences des nombres observés et calculés.

Au delà de 10 millimètres, les courbes se rapprochent beaucoup de leurs asymptotes, et la comparaison qui fait l'objet de ce tableau n'offre plus d'intérêt.

Observons que les pôles des aiguilles courtes de rupture sont placés de la même manière que si ces aiguilles étaient saturées.

II. Ces divers résultats ne s'appliquent pas aux aiguilles plus grosses, de 1 à 2 millimètres de diamètre par exemple. En premier lieu, les asymptotes aux diverses courbes, correspondant aux aiguilles de même diamètre, ne rencontrent pas l'axe des x au même point exactement, mais en des points plus rapprochés de l'origine à mesure que le degré d'aimantation de l'aiguille mère est plus faible. D'ailleurs, les courbes elles-mêmes ne sont plus des réductions proportionnelles d'une même courbe; et si l'on prend le rapport du moment magnétique d'une aiguille de rupture à l'aiguille saturée correspondante, ce rapport se rapproche de l'unité à mesure que la longueur de l'aiguille diminue. *Ainsi les aiguilles retirées du milieu d'une aiguille non saturée, mais régulière et de 1 à 2 millimètres de diamètre, sont d'autant plus voisines de la saturation qu'elles sont plus courtes.*

La différence que nous signalons à cet égard entre les aiguilles très-minces et les aiguilles plus grosses est intéressante au point de vue de la théorie du magnétisme.

Il reste à examiner l'état des fragments extrêmes dans les aiguilles non saturées. Je me suis borné à comparer le moment magnétique de ces fragments au moment de fragments égaux empruntés au milieu de l'aiguille. J'ai reconnu que le moment des fragments extrêmes est inférieur à celui des fragments moyens, et d'autant plus,

- 1° Que l'aiguille primitive est plus courte;
- 2° Que l'aimantation est plus faible;
- 3° Que la longueur absolue des fragments est plus petite.

Voici quelques exemples :

I.

Aiguille mère. {	Longueur.....	131 millimètres.
	Diamètre.....	2 »
	Moment.....	127,3
Partagée d'abord en trois, puis en six fragments égaux.		
Rapport des tiers extrêmes aux moyens.....		0,803
» des sixièmes » »		0,646

II.

Aiguille mère. {	Longueur.....	141 millimètres.
	Diamètre.....	2 »
Partagée en cinq, puis en dix et en vingt fragments égaux.		
Rapport des cinquièmes extrêmes aux moyens.....		0,751
» des dixièmes » »		0,544
» des vingtièmes » »		0,321

Dans la même expérience, le rapport des vingtièmes occupant le deuxième rang à partir des bouts aux vingtièmes moyens a été trouvé égal à 0,785.

III.

Aiguilles de 2 millimètres de diamètre.

Aiguille A.		Aiguille B.	
Longueur.....	141 ^{mm}	Longueur.....	143 ^{mm}
Moment magnétique.....	165,4	Moment magnétique.....	46,15
Rapport des quarts extrêmes } aux moyens.....	0,789	Rapport des quarts extrêmes } aux moyens.....	0,709

IV.

Aiguilles de 2 millimètres de diamètre.

Aiguille A.		Aiguille B.	
Longueur.....	122 ^{mm}	Longueur.....	120 ^{mm}
Moment magnétique.....	135,75	Moment magnétique inférieur à..	50,00
Rapport des quarts extrêmes } aux moyens.....	0,687	Rapport des quarts extrêmes } aux moyens.....	0,662

B. *Aiguilles présentant des points conséquents.* — Nous venons de voir que dans une aiguille régulière les fragments retirés des extrémités possèdent un moment magnétique plus faible que ceux qui proviennent du centre.

Les points conséquents se comportent comme des pôles plus faibles que les pôles extrêmes; les fragments qui les renferment possèdent à longueur égale un moment magnétique supérieur à celui des fragments extrêmes, mais inférieur à celui des fragments tirés de l'intervalle entre deux points conséquents.

En terminant, nous indiquerons un moyen de vérifier la parfaite régularité d'une aiguille aimantée. Après avoir séparé les extrémités sur une longueur suffisante, on rompra le tronçon moyen en fragments inégaux de longueur arbitraire. Si l'aiguille mère est régulière, les points figuratifs obtenus en prenant pour abscisse la longueur des fragments, et pour ordonnée leur moment magnétique, se placeront d'eux-mêmes sur une courbe régulière. Les plus petites irrégularités se manifesteront alors aux yeux, à la simple inspection de la figure obtenue.

ARTICLE IV. — *Séparation de faisceaux prismatiques, opérée parallèlement à l'axe. — Observations sur le magnétisme temporaire de l'acier.*

La difficulté d'opérer la rupture d'une aiguille suivant un plan parallèle à son axe nous a engagé à étudier le cas plus pratique de la séparation des lames superposées qui composent un faisceau. Les résultats que fournira cette étude ne s'appliquent à la rupture que d'une manière approchée, puisque la rupture peut être considérée comme le cas limite de la séparation, lorsque la distance des parties en regard, de part et d'autre du plan de séparation, décroît indéfiniment.

On forme un faisceau prismatique avec des lames de ressort de montre. Ce faisceau trempé et aimanté tout d'une pièce est ensuite séparé.

Si l'aiguille mère est saturée, on observe que les lames séparées ne le sont point. Ce fait n'a rien de surprenant, car les lames superposées

réagissent les unes sur les autres en sens contraire de leur aimantation, et par suite le moment magnétique permanent qu'elles peuvent atteindre étant réunies est plus faible que si elles étaient séparées; mais ce qui paraît étonnant au premier abord, c'est que la somme des moments magnétiques des lames séparées est notablement supérieure au moment magnétique du faisceau primitif.

Ce dernier fait est rendu très-saillant, en faisant l'expérience de la manière suivante. Je prends un faisceau de section carrée, formé par la réunion de quatre barreaux carrés de même longueur. Ce faisceau est trempé dur et aimanté immédiatement; on mesure son moment magnétique, enfin on le démonte, et l'on mesure le moment de chaque barreau isolé. On trouve que la somme de ces moments est très-notablement supérieure au moment magnétique du faisceau. Vient-on à réunir ensemble ces barreaux deux par deux, la somme des moments magnétiques des faisceaux partiels est intermédiaire au moment du faisceau total et des barreaux séparés. Enfin, si l'on reconstitue le faisceau primitif, le moment magnétique revient aussi à sa valeur première.

Dans cette expérience, le faisceau qui, vierge de toute aimantation antérieure, n'a subi qu'une fois l'action de la spirale magnétisante est, au moment de la première séparation, dans une condition absolument normale, et l'on ne voit intervenir aucune force magnétique nouvelle à laquelle on puisse attribuer l'augmentation de magnétisme permanent observée. En séparant les barreaux, on supprime, il est vrai, leur réaction réciproque, et l'on sait qu'elle agissait dans chacun d'eux en sens contraire de l'aimantation permanente; mais cette suppression ne peut avoir d'autre effet que de faire disparaître un certain magnétisme temporaire. Ainsi dans un barreau *normal* un certain magnétisme permanent se trouve superposé à un magnétisme temporaire de sens contraire, que l'ablation d'une couche magnétique parallèle à l'axe fait disparaître.

Cette curieuse superposition peut être observée dans d'autres circonstances. On sait, par exemple, que si l'on soumet un barreau d'acier aimanté à l'action d'un courant trop faible pour le désaimanter entièrement, on observe pendant l'action du courant une diminution du magnétisme du barreau qui peut aller jusqu'au renversement des pôles, tandis qu'après la cessation du courant on trouve que le barreau est

encore aimanté dans le sens primitif. On sait aussi que si l'on présente le pôle austral d'un fort barreau au pôle austral d'une aiguille aimantée, la répulsion qui se manifeste à une grande distance peut se transformer en attraction, à une distance très-faible, par suite du magnétisme temporaire développé par induction. Ce fait avait déjà été observé au siècle dernier par Musschenbroek et Oëpinus.

Les phénomènes relatifs à l'aimantation temporaire jouent un très-grand rôle dans toutes les questions qui se rapportent à la rupture des aimants. Considérons d'une manière générale deux corps A et B soumis à l'action d'une même force inductrice, mais invariablement liés l'un à l'autre. Après la cessation de la force inductrice, le corps A demeure soumis à l'action de B, et conserve, en dehors du moment magnétique résiduel qu'il conserverait après l'ablation de B, un moment produit par l'influence, qui se compose avec le premier, et qui n'est permanent qu'autant que le lieu de A et de B subsiste. On pourrait l'appeler moment magnétique *subpermanent*. Le même raisonnement s'applique si A et B sont deux parties d'un même corps; et l'on voit que la fixation du moment permanent que prend un corps soumis à l'action d'une force inductrice est un problème éminemment complexe, qui ne peut être résolu d'une manière générale que par la connaissance des lois du magnétisme temporaire aussi bien que du magnétisme permanent proprement dit. Nous signalons cette conséquence à l'attention des théoriciens.

Dans l'expérience du faisceau rompu parallèlement à l'axe, le magnétisme subpermanent est de sens contraire au magnétisme permanent. Il est au contraire de même sens dans le cas d'une aiguille rompue par un plan perpendiculaire à son axe, et dont on séparerait ou réunirait les fragments placés bout pour bout. Le moment des fragments rapprochés jusqu'au contact est supérieur à la somme des moments des fragments séparés, sans toutefois atteindre la valeur du moment de l'aiguille entière avant la rupture. Ce résultat est facile à vérifier par l'expérience.

CHAPITRE IV.

SUR LA THÉORIE DES AIMANTS D'ACIER.

La théorie physique du magnétisme n'existe guère que sous la forme de comparaisons. Comme il ne peut y avoir dans la nature deux séries de phénomènes absolument parallèles, ces comparaisons n'éveillent malheureusement dans l'esprit que des idées incomplètes, et qui ne satisfont jamais pleinement. La belle théorie des solénoïdes moléculaires d'Ampère n'échappe peut-être pas absolument à cette observation, qui s'applique surtout à la théorie de la force coercitive, ainsi qu'à toutes les autres tentatives faites dans le but d'éclairer la théorie des aimants d'acier.

Coulomb a le premier établi avec quelque rigueur la différence du fer et de l'acier au point de vue de l'aimantation, et introduit la notion de *force coercitive*. Il assimile l'effet de cette force à une sorte de *frottement* qui s'oppose à la séparation des fluides magnétiques réunis, ou à leur réunion quand ils sont séparés. Cette comparaison entre deux ordres de phénomènes aussi complexes et aussi mal connus que l'*aimantation* et le *frottement* est nécessairement très-artificielle, et exclut un grand nombre de phénomènes fournis par l'expérience. Il semblerait en effet que l'assomption d'une force coercitive analogue au frottement implique les propositions suivantes :

1° La force coercitive s'opposerait à tout effet d'induction de la part de forces magnétiques inférieures à une certaine limite C;

2° Elle réduirait l'effet de toute force $F > C$ à l'effet que produirait une force égale à $F - C$, si la force coercitive n'existait pas;

3° Enfin elle maintiendrait après la cessation de F le magnétisme acquis, jusqu'à une limite égale au magnétisme que produirait une force C continuant à agir dans le sens de la force F, si la force coercitive n'existait pas.

Le seul mathématicien qui, à ma connaissance, ait traité un problème dans l'hypothèse de la force coercitive, Green, ne paraît pas s'en faire une idée différente.

Pour nous rendre compte de la valeur expérimentale de l'hypothèse,

il suffira de rapprocher les trois propositions qui précèdent de trois autres propositions, que nous emprunterons à un travail de M. Rowland (¹), et qui, fondées sur l'expérience, s'accordent d'ailleurs parfaitement avec tous les faits connus.

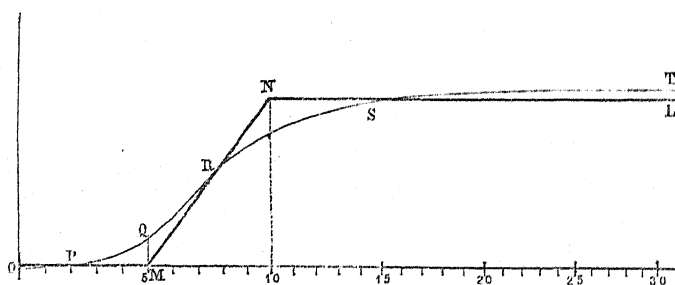
1° Tout le magnétisme (ou mieux presque tout) développé par de faibles courants est temporaire. *Avec l'acier, ce phénomène est plus apparent qu'avec le fer.*

2° Le magnétisme temporaire augmente toujours avec l'intensité du courant qui le produit, et dans des limites assez larges est sensiblement proportionnel à cette intensité. Quand celle-ci augmente indéfiniment, le magnétisme temporaire tend vers une limite finie et déterminée.

3° Le magnétisme permanent croît d'abord très-vite avec le courant, mais plus tard diminue quand le courant est très-intense et que le fer a à peu près acquis son maximum de magnétisme total.

Il est curieux de remarquer que, si l'hypothèse de la force coercitive est impuissante à représenter l'ensemble des phénomènes, elle représente pourtant assez bien la marche de l'aimantation permanente. Nous reproduisons (*fig. 6*) une courbe dessinée par Rowland d'après

Fig. 6.



ses expériences, en prenant pour abscisses les forces magnétiques et pour ordonnées les moments magnétiques correspondants, acquis d'une manière permanente par l'unité de volume d'un cylindre de longueur indéfinie. C'est la courbe OPQRST. Nous mettons en regard une ligne brisée OMNL, qui reproduit en traits généraux l'allure de la courbe; cette dernière correspond à l'hypothèse de la force coercitive, en faisant

(¹) ROWLAND, *Philosophical Magazine*, août 1873.

$C = 5$ et en admettant que l'aimantation permanente, produite par une force F comprise entre C et $2C$, est proportionnelle à $F - C$.

Ainsi l'hypothèse primitive de la force coercitive rend un compte assez exact des seuls phénomènes bien connus du temps où elle a été imaginée : elle est impuissante à en faire prévoir de nouveaux, et les progrès de la science du magnétisme n'en ont guère laissé subsister que le nom.

Les phénomènes du magnétisme temporaire et du maximum de l'aimantation, ainsi que ceux de l'aimantation permanente, ont été expliqués dans leur ensemble par Wiedemann, mais encore à l'aide d'une comparaison. Ce physicien a rapproché les phénomènes magnétiques de ceux qui dépendent de l'élasticité dans les corps solides, spécialement des phénomènes qui accompagnent la torsion ou la flexion. Ce rapprochement a l'avantage d'exprimer une relation physique incontestable, puisque la torsion modifie l'état magnétique d'un barreau, et que les modifications de cet état magnétique peuvent à leur tour faire varier la torsion à laquelle le barreau a été soumis d'avance.

Wiedemann admet que les éléments magnétiques (courants moléculaires) existent en nombre fini dans l'unité de volume du fer ou de l'acier, mais que dans l'état naturel leurs axes sont répartis également dans toutes les directions. Les forces magnétiques extérieures tendent à faire tourner ces éléments autour de leur centre de gravité; mais ceux-ci opposent une résistance au déplacement, analogue aux réactions élastiques, de telle sorte que, suivant l'intensité des forces agissantes, les éléments conservent d'une manière permanente une portion plus ou moins considérable de leur déplacement temporaire. En soumettant au calcul ces hypothèses, on obtient, pour représenter l'aimantation temporaire et l'aimantation permanente, des courbes qui, tout en satisfaisant aux mêmes conditions essentielles, ne présentent avec les courbes fournies par l'expérience que des relations vagues et générales.

Nous renverrons à l'ouvrage original pour les développements très-ingénieux que l'auteur donne à sa théorie (1). Nous nous bornerons à dire qu'on peut pousser très-loin l'analogie sur laquelle elle se fonde, et que nous trouverions, même dans nos recherches actuelles, des arguments en sa faveur : ainsi nous avons vu (2) que la répétition de l'ac-

(1) WIEDEMANN, *Galvanismus*, t. II.

(2) Voir ci-dessus, Chap. II, art. II.

tion d'un courant sur une aiguille accroît le moment magnétique permanent communiqué à celle-ci; de même, quand on tord un fil imparfaitement élastique à l'aide d'une force constante, la torsion permanente qu'il reçoit s'accroît par une deuxième, une troisième application de la même force, et tend vers une limite nouvelle.

Aussi ne reprocherons-nous point à l'hypothèse de Wiedemann d'être absolument fautive, mais seulement d'être incomplète; c'est pourquoi un certain nombre de phénomènes ne s'y laissent adapter que d'une manière extrêmement pénible. De ce nombre sont quelques phénomènes relatifs à la superposition d'un certain magnétisme permanent et d'un magnétisme temporaire de sens contraire, spécialement ceux qui se produisent dans la séparation des faisceaux aimantés ⁽¹⁾.

Au lieu d'attribuer, comme le fait Wiedemann, le magnétisme temporaire et le magnétisme permanent aux mêmes molécules, d'autres physiciens ⁽²⁾ préfèrent admettre que la condition, quelle qu'elle soit, qui correspond à la conservation d'un certain magnétisme permanent ne serait communiquée dans l'aciération ou la trempe qu'à un certain nombre de molécules, les autres conservant les propriétés magnétiques du fer doux. On pourrait encore imaginer que les diverses molécules acquièrent le pouvoir coercitif à un degré différent.

Quoi qu'il en soit, je crois qu'on jetterait une lumière sérieuse sur beaucoup de faits relatifs à l'aimantation de l'acier, en admettant qu'il est magnétiquement hétérogène. Or ceci n'est pas une hypothèse gratuite. Les chimistes accorderont sans peine que la vraie nature des espèces chimiques qui constituent l'acier est encore très-mal connue, et qu'une même barre d'acier peut contenir normalement un mélange de plusieurs de ces espèces. Si l'on attaque un barreau d'acier par l'acide chlorhydrique, on constate d'après A. Holz ⁽³⁾ que les barreaux rongés superficiellement présentent une surface rugueuse, dont les as-

⁽¹⁾ Quand un fil imparfaitement élastique a subi une torsion permanente, on peut, il est vrai, superposer à cette torsion permanente une torsion temporaire de sens contraire, par l'application d'une force insuffisante pour le détordre entièrement. Mais comment une certaine torsion temporaire pourrait-elle se trouver associée à une torsion permanente de sens contraire, dans un fil soumis une seule fois à la torsion, et abandonné ensuite à lui-même. C'est cependant ce qui arrive pour l'aimantation. (Voir Chap. III, art. IV.)

⁽²⁾ Voir VERDET, *Conférences de Physique faites à l'École normale*, p. 219.

⁽³⁾ A. HOLZ, *Annales de Poggendorff*, t. CLI, 1874.

pérités sont formées d'une substance aciéreuse très-carbonée (*Kohlensisen*), peu ou point attaqué par l'acide, et affectant dans l'intérieur des barreaux une disposition variable : tantôt elle forme une sorte de réseau à mailles serrées, empâté par la masse ferrugineuse plus attaqué; tantôt, au contraire, les deux matières sont mêlées plus intimement, et l'acier charbonneux est en grains fins isolés. L'hétérogénéité physique entraîne l'hétérogénéité magnétique; et, en effet, Holz ayant mesuré le moment magnétique de barreaux aimantés, avant et après l'action plus ou moins prolongée de l'acide chlorhydrique, croit pouvoir déduire de l'ensemble de ses expériences que l'acier charbonneux est le *vrai support de la force coercitive*; le reste de la masse en serait à peu près dépourvu.

Il ne nous appartient pas de prononcer sur le degré de confiance que méritent les recherches de A. Holz, au point de vue chimique; mais il nous paraît que l'hypothèse de l'hétérogénéité magnétique de l'acier mérite un examen sérieux : elle a d'abord l'avantage de se prêter très-simplement à l'explication des phénomènes relatifs à la superposition du magnétisme temporaire et du magnétisme permanent, pour lesquels elle a été imaginée. Si l'on considère en outre : 1° que les lois du magnétisme temporaire de l'acier ne diffèrent en rien d'essentiel des lois du magnétisme induit dans le fer doux; 2° que le développement du magnétisme permanent est éminemment variable d'une espèce de fer ou d'acier à une autre, et, pour une même espèce, suivant des conditions physiques quelquefois insignifiantes, on sera porté à attribuer à cette hypothèse un certain degré de probabilité.

Dans tous les cas, l'étude des aimants mixtes présenterait un véritable intérêt en dehors de l'hypothèse qui nous conduit à nous en occuper; nous n'en dirons ici que quelques mots, nous réservant de revenir plus tard sur un sujet qui ne peut être pleinement éclairé que par de longues suites d'expériences.

Théorie d'un aimant mixte. — Concevons un cylindre de dimensions élémentaires, mais de longueur très-grande par rapport à son diamètre. Supposons-le formé de la réunion de deux sortes d'éléments magnétiques répandus au hasard, mais en proportion déterminée dans toutes les parties du cylindre : les éléments A, doués de pouvoir coercitif, sont tels qu'ils conservent tout le magnétisme qu'ils acquièrent; les

éléments B sont au contraire absolument dépourvus de pouvoir coercitif.

Faisons agir une force magnétique F dans le sens de l'axe du cylindre, et soit $kF\Delta v$ le moment magnétique que prendrait le cylindre si les molécules B existaient seules. Δv représente le volume du cylindre, et k un coefficient qui dépend de la densité ⁽¹⁾ des éléments considérés. Soit de même $qF\Delta v$ le moment correspondant aux éléments A supposés seuls. Une molécule quelconque du système B est soumise, outre la force extérieure, à l'action du système A, et réciproquement. Cette action réciproque, de même sens que la force extérieure, a pour effet d'élever le magnétisme total au-dessus de la somme $(k + q)F\Delta v$.

Si, pour simplifier, on suppose les coefficients k et q indépendants de F , ce qui doit être sensiblement vrai pour de petites valeurs des forces inductrices, on trouvera le moment final de chacun des deux systèmes de molécules à l'aide d'un raisonnement très-simple, calqué sur la théorie élémentaire de la condensation électrique ⁽²⁾. Désignant alors par c et d deux coefficients qui dépendent du groupement moyen et aussi de la densité des éléments des deux systèmes, on trouvera, pour le moment final M_a du système A,

$$(1) \quad M_a = qF \frac{1 + ck}{1 - cdkq} \Delta v,$$

et de même

$$(2) \quad M_b = kF \frac{1 + dq}{1 - cdkq} \Delta v,$$

d'où le moment total

$$(3) \quad M = M_a + M_b = F \frac{q + k + (c + d)kq}{1 - cdkq} \Delta v.$$

Si l'on vient à supprimer l'action de la force F , les molécules A conservent leur magnétisme. Quant aux molécules B, elles ne sont plus

⁽¹⁾ C'est-à-dire du nombre d'éléments contenus dans l'unité de volume.

⁽²⁾ On sait très-bien que cette théorie élémentaire de la condensation électrique n'est pas rigoureusement exacte, mais il ne s'agit ici que de se faire une idée générale des phénomènes.

Nous nous appuyerons d'ailleurs de l'exemple de M. Jamin, qui a introduit dans la science l'expression de *condensation magnétique*, dans sa théorie de l'effet des contacts de fer doux.

soumises qu'à l'action du système A, laquelle est égale à $dqF \frac{1+ck}{1-cdkq}$; elles conservent un moment

$$(4) \quad M'_b = qkdF \frac{1+ck}{1-cdkq} \Delta v.$$

Le magnétisme résiduel total est

$$(5) \quad m = M_a + M'_b = qF \frac{(1+ck)(1+dk)}{(1-cdkq)} \Delta v,$$

et le magnétisme dit *temporaire*, qui disparaît par la cessation du courant, est

$$(6) \quad \mu = M - m = kF \Delta v.$$

Le coefficient k est ce qu'on appelle habituellement le *coefficient de magnétisme temporaire*, et l'on appelle *coefficient de magnétisme permanent* la quantité qui joue le même rôle dans l'expression de m , c'est-à-dire

$$q \frac{(1+ck)(1+dk)}{1-cdkq}.$$

La quantité réellement comparable au coefficient A est, d'après ce qui précède, le coefficient q ⁽¹⁾.

Il est évident, et l'on vérifie sans peine sur un cas particulier, que le moment magnétique total M est intermédiaire à ceux que produirait la même force F agissant sur deux cylindres égaux au premier, et ne comprenant chacun qu'une seule espèce de molécules avec la même densité totale; mais il n'en est pas de même du moment résiduel m qui, pour une valeur donnée de q , est d'autant plus grand que le coefficient de magnétisme temporaire du fer doux est lui-même plus grand; et, comme le coefficient de magnétisme temporaire du fer doux est énorme, on voit que l'adjonction d'une certaine quantité de fer doux à l'acier le plus dur peut augmenter le moment résiduel de celui-ci.

Nous rappellerons que, d'après M. Jamin, les variétés d'acier les plus riches en carbone et les plus fortement trempées ne présentent pas les

(1) Si l'on suppose les coefficients c et d égaux, les formules se simplifient un peu (voir *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 23 février 1874). Il n'appartiendrait qu'à une théorie complète d'expliciter les valeurs des quatre coefficients k , q , c et d en fonction des densités δ et δ_1 des deux sortes d'éléments, et par conséquent d'établir des relations entre ces quatre quantités.

moments résiduels les plus forts, ce qui doit être si les molécules de fer doux y sont très-rares, comme on doit le supposer.

RÉSUMÉ.

En résumé, nous avons indiqué une méthode nouvelle pour effectuer la comparaison des moments magnétiques de très-petites aiguilles aimantées.

Nous avons étudié l'effet que produit sur un aimant la répétition du passage à la spirale, l'interruption ou le rétablissement du courant inducteur, etc., et nous avons donné des formules empiriques propres à représenter les résultats obtenus.

Nous avons étudié la rupture et la séparation des aimants cylindriques et prismatiques, effectuée soit perpendiculairement, soit parallèlement à l'axe, et vérifié par l'expérience, dans le cas d'aiguilles de faible diamètre, une formule importante donnée par Green pour représenter le moment magnétique d'aiguilles saturées de diverses longueurs et de diamètres différents.

Enfin, nous appuyant aussi bien sur les faits particuliers étudiés dans ce travail que sur l'ensemble des faits connus, nous avons signalé l'insuffisance des théories actuelles du magnétisme pour expliquer les diverses particularités de l'aimantation temporaire de l'acier. Nous avons de plus émis l'idée que cette substance doit être considérée comme une masse hétérogène, au point de vue des propriétés magnétiques de ses éléments.
