



Ch.Maurain

Le Magnétisme du Fer

SCIENTIA

Exposé et Développement des Questions scientifiques
à l'ordre du jour.

RECUEIL PUBLIÉ SOUS LA DIRECTION

DE

MM. APPELL, CORNU, D'ARSONVAL, FRIEDEL, LIPPMANN,
MOISSAN, POINCARÉ, POTIER,
Membres de l'Institut

POUR LA PARTIE PHYSICO-MATHÉMATIQUE

ET SOUS LA DIRECTION

DE

MM. BALBIANI, Professeur au Collège de France, D'ARSONVAL,
FILHOL, FOUQUÉ, GAUDRY,
GUIGNARD, MAREY, MILNE-EDWARDS,
Membres de l'Institut

POUR LA PARTIE BIOLOGIQUE

Chaque fascicule comprend de 80 à 100 pages in-8° écu, avec cartonnage spécial.

Prix du fascicule : 2 francs.

On peut souscrire à une série de 6 fascicules (*Série physico-mathématique* ou *Série biologique*) au prix de 10 francs.

A côté des revues périodiques spéciales enregistrant au jour le jour le progrès de la Science, il nous a semblé qu'il y avait place pour une nouvelle forme de publication, destinée à mettre en évidence, par un exposé philosophique et documenté des découvertes récentes, les idées générales directrices et les variations de l'évolution scientifique.

A l'heure actuelle, il n'est plus possible au

savant de se spécialiser ; il lui faut connaître l'extension graduellement croissante des domaines voisins : mathématiciens et physiciens, chimistes et biologistes ont des intérêts de plus en plus liés.

C'est pour répondre à cette nécessité que, dans une série de monographies, nous nous proposons de mettre au point les questions particulières, nous efforçant de montrer le rôle actuel et futur de telle ou telle acquisition, l'équilibre qu'elle détruit ou établit, la déviation qu'elle imprime, les horizons qu'elle ouvre, la somme de progrès qu'elle représente.

Mais il importe de traiter les questions, non d'une façon dogmatique, presque toujours faussée par une classification arbitraire, mais dans la forme vivante de la raison qui débat pas à pas le problème, en détache les inconnues et l'inventorie avant et après sa solution, dans l'enchaînement de ses aspects et de ses conséquences. Aussi, indiquant toujours les voies multiples que suggère un fait, scrutant les possibilités logiques qui en dérivent, nous efforcerons-nous de nous tenir dans le cadre de la méthode expérimentale et de la méthode critique.

Nous ferons, du reste, bien saisir l'esprit et la portée de cette nouvelle collection, en insistant sur ce point, que la nécessité d'une publication y sera toujours subordonnée à l'opportunité du sujet.

Pour paraître prochainement :

SÉRIE PHYSICO-MATHÉMATIQUE

APPELL (P.). *Les mouvements de roulement en dynamique*

COTTON (A.). *Le phénomène de Zeemann.*

FREUNDLER (P.). *La stéréochimie.*

JOB (A.). *Les terres rares.*

LIPPMANN (G.). *Détermination de l'Ohm*

MAURAIN (CH.). *Le magnétisme du fer.*

POINCARÉ (H.). *La théorie de Maxwell et les oscillation
hertziennes.*

RAVEAU. *Les nouveaux gaz.*

VILLARD. *Les rayons cathodiques*

WALLERAND. *Groupements cristallins ; propriétés optiques*

SÉRIE BIOLOGIQUE

ARTHUS (M.). *La coagulation du sang.*

BARD (L.). *La spécificité cellulaire.*

BERTRAND (M.). *Mouvements orogéniques et déformation
de l'écorce terrestre.*

BORDIER (H.). *Les actions moléculaires dans l'organisme*

COURTADE. *L'irritabilité dans la série animale.*

- DELAGE (YVES) et LABBÉ (A.). *La fécondation chez les animaux.*
- FRENKEL (H.). *Les fonctions rénales*
- HALLION. *Modifications du sang sous l'influence des solutions salines.*
- HALLION et JULIA. *Action vasculaire des toxines microbiennes.*
- LE DANTEC (F.). *La Sexualité.*
- MARTEL (A.). *Spéléologie.*
- MAZÉ (P.). *Evolution du carbone et de l'azote.*
- MENDELSSOHN (M.). *Les réflexes.*
- POIRAULT. *La fécondation chez les végétaux.*
- RENAULT (B.). *La houille.*
- THIROLOIX (J.). *La fonction pancréatique.*
- VAN GEHUCHTEN (A.). *La cellule nerveuse et la doctrine des neurones.*
- WINTER (J.). *La matière minérale dans l'organisme.*

SCIENTIA

PHYSIQUE-MATHÉMATIQUE

n° 2

LE
MAGNÉTISME DU FER

PAR

CH. MAURAIN,

Ancien élève de l'École normale supérieure,
Agrégré des Sciences physiques,
Docteur ès sciences.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	v
DÉFINITIONS	vii
CHAPITRE I. <i>Phénomènes généraux</i>	10
Courbes d'aimantation.*	10
Procédés de mesure.	12
Étude des particularités des courbes d'aimantation.	19
Influence de la forme. Champ démagnétisant	25
Aimantation permanente.	30
CHAPITRE II. <i>Étude particulière du fer, de l'acier et de la fonte.</i>	40
CHAPITRE III. <i>Aimantation et temps</i>	49
Influence des courants induits.	50
Retard dans l'établissement de l'aimantation elle-même.	52
Aimantation anormale.	57
Aimantation par les oscillations électriques.	62
CHAPITRE IV. <i>Énergie dissipée dans l'aimantation.</i>	70
Influence de la rapidité de variation	72
Loi de Steinmetz.	77
Variation de la dissipation d'énergie avec la température.	83
Hystérésis dans un champ tournant.	85
CHAPITRE V. <i>Influence de la température</i>	89
CHAPITRE VI. <i>Théorie du magnétisme</i>	96

LE

MAGNÉTISME DU FER

INTRODUCTION

1. — L'étude du magnétisme a effectué depuis une quinzaine d'années une évolution très nette, qu'on peut caractériser ainsi : aux recherches sur l'aimantation permanente, sur les aimants, ont succédé les recherches sur l'aimantation temporaire, c'est-à-dire sur l'induction magnétique. Cette évolution est la conséquence de l'emploi de plus en plus répandu des machines électriques industrielles, dans lesquelles des masses de fer se trouvent soumises à l'action d'un champ magnétique ; ce champ est dans presque tous les cas périodiquement variable ; de là l'étude des *cycles d'aimantation* et des phénomènes connexes d'*hystérésis magnétique* ; ces phénomènes entraînent une *transformation d'énergie dans l'aimantation variable* ; les applications précédentes introduisent une nouvelle variable, le temps : de là l'étude des *relations entre l'aimantation et le temps*, qui a porté surtout sur des vitesses de variation de l'ordre de celles qui sont utilisées dans les machines industrielles ; une autre question importante se pose : les corps magnétiques sont-ils encore impressionnés par des *actions très rapidement variables*, ou l'inertie de leurs particules magnétiques

est-elle suffisante pour qu'à partir d'une certaine vitesse elles ne puissent plus suivre les variations du champ ?

2. — J'ai cherché dans ce qui suit à résumer les résultats obtenus dans les différents ordres de recherches qui viennent d'être passés en revue. Le lecteur n'y trouvera pas les calculs classiques tels, par exemple, que ceux relatifs aux mesures magnétiques : j'ai surtout voulu être utile aux personnes qui désirent avoir une idée d'ensemble des progrès accomplis, et à celles qui voudraient entreprendre sur le magnétisme des travaux personnels. J'ai laissé presque complètement de côté l'étude des corps autres que le fer et ses dérivés ; de récents et importants travaux auraient en effet exigé sur ce point des développements que je ne pouvais entreprendre dans cet article.

On trouvera des renseignements plus complets dans de nombreux ouvrages parmi lesquels je citerai particulièrement les suivants, auxquels j'ai fait de fréquents emprunts :

J. CLERK MAXWELL, *A Treatise on Electricity and Magnetism*, « The Electrician » Printing and Publishing Co. Lim., London. Traduction française de M^{or} SELIGMANN-LUI, avec des notes de MM. CORNU, POTIER et SARRAU, Gauthier-Villars, Paris, 1886-1889.

J.-A. EWING, *Magnetic Induction in Iron and other metals*. « The Electrician », Pr. and Publ. Co. Lim., London, 1894.

H. DU BOIS, *Magnetische Kreise*, Julius Springer, Berlin, 1894.

G. WIEDEMANN, *Die Lehre von der Elektrizität*, Friedrich Vieweg und Sohn, Braunschweig, t. III, 1895 et t. IV, 1898.

MASCART et JOUBERT, *Leçons sur l'Él. et le Magn.*, Masson, Paris, 1896.

DÉFINITIONS

3. — Nous rappelons seulement ici quelques définitions indispensables.

Champ magnétique. — Le champ magnétique H en un point d'un corps non magnétique est la résultante des actions des courants et des aimants existant dans l'espace; c'est ainsi un vecteur bien déterminé en grandeur et en direction.

Intensité d'aimantation. — D'ailleurs, l'intensité d'aimantation I en un point d'un corps magnétique est le rapport du moment magnétique d'un élément de volume au volume de l'élément; sa direction est celle de l'axe magnétique de l'élément; c'est donc également un vecteur bien défini.

Induction magnétique. — La définition du champ magnétique en un point d'un corps magnétique est plus délicate; il faut imaginer au point considéré une cavité infiniment petite permettant le déplacement d'un pôle magnétique supposé placé en ce point; or, l'action exercée sur ce pôle dépend de la forme de la cavité; on a été conduit à considérer les deux formes suivantes :

1° Si la cavité est un cylindre infiniment mince, allongé parallèlement à l'aimantation, les parois latérales, étant alors parallèles à l'aimantation, ne se polarisent pas sous son influence; les bases étant infiniment petites ont une action négligeable; ainsi l'action des parois de la cavité sur le pôle est négligeable, et le champ correspondant à cette forme de cavité est seulement le champ H dû aux actions extérieures (1);

(1) On doit remarquer que dans cette valeur de H intervient l'action du magnétisme induit dans le corps lui-même, comme nous le verrons plus loin en détail.

2° Si la cavité est un disque infiniment plat, normal à l'aimantation, on sait, d'après la théorie de la polarisation magnétique, identique à celle de la polarisation électrique, que le magnétisme libre développé sur ses deux faces produit sur un pôle intérieur une action mesurée par $4\pi I$; par suite, l'action totale exercée sur ce pôle est alors la résultante des vecteurs H et $4\pi I$; cette résultante est appelée *induction magnétique*, et généralement désignée par B ; elle se confond avec H pour tout l'espace non magnétique, puisque dans cet espace l'intensité d'aimantation I est nulle.

L'induction magnétique satisfait à la condition de continuité ; il y a continuité entre le flux d'induction magnétique dans les corps magnétiques et le flux de champ magnétique dans les corps non magnétiques.

L'introduction de cette quantité B s'explique par son rôle dans les lois des phénomènes d'induction.

Dans le cas des corps isotropes, le seul dont nous nous occuperons ici, l'intensité d'aimantation I a la même direction que H ; les trois vecteurs H , I et B ont alors même direction, de sorte que l'égalité

$$B = H + 4\pi I$$

à lieu entre les valeurs absolues elles-mêmes.

Susceptibilité et perméabilité magnétiques. — On donne ordinairement ce nom, d'après lord Kelvin, aux quantités k et μ définies par les relations

$$I = kH \quad \text{et} \quad B = \mu H,$$

d'où l'on déduit facilement

$$\mu = 1 + 4\pi k.$$

Mais ces quantités, dont l'introduction simplifie beaucoup l'exposé de certaines questions, ne sont pas constantes pour les substances très magnétiques ; nous verrons quelles restrictions comporte leur emploi.

4. — Dans tout ce qui suivra nous emploierons les unités électromagnétiques C. G. S. Indiquons par quelques nombres l'ordre de grandeur des champs magnétiques employés : la

composante horizontale du champ magnétique terrestre à Paris est environ 0,2 ; on peut obtenir, à l'intérieur de bobines parcourues par un courant, des champs allant jusqu'à quelques centaines d'unités et même, avec des dispositions spéciales, à 2 ou 3 000 ; enfin les électro-aimants permettent de réaliser, mais seulement dans un espace restreint, des champs de quelques milliers d'unités ; on n'a guère dépassé 30 000.

CHAPITRE PREMIER

PHÉNOMÈNES GÉNÉRAUX

1° COURBES D'AIMANTATION

5. **Aimantation sous l'influence d'un champ croissant.** — Soit un noyau magnétique soumis à un champ croissant H . Nous supposons, pour simplifier l'exposition, que les conditions les plus simples sont remplies, c'est-à-dire que le champ et l'aimantation sont uniformes; c'est le cas pour un noyau cylindrique indéfini entouré d'une bobine magnétisante, ou encore, ce qui revient au même, pour un noyau et une bobine en forme de tore.

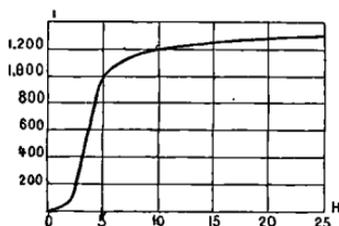


Fig. 1.

Lorsque H croît d'une manière continue à partir de 0, l'intensité d'aimantation I croît d'abord à peu près proportionnellement à H , puis d'une manière beaucoup plus rapide; sa variation se ralentit ensuite et elle tend asymptotiquement vers une certaine limite (fig. 1); cette

limite est presque atteinte pour les valeurs du champ de l'ordre de quelques centaines d'unités; elle est, pour les échantillons de fer ou d'acier les plus magnétiques, voisine de 1 700, à la température ordinaire. Quant à l'induction magnétique B , elle augmente indéfiniment avec le champ, comme cela résulte de la formule

$$B = H + 4\pi I$$

On peut encore représenter les phénomènes par la variation de la susceptibilité magnétique k , c'est-à-dire du rapport $\frac{I}{H}$: elle croît d'abord avec le champ, en partant d'une valeur diffé-

rente de 0, et atteint un maximum qui correspond généralement à une valeur du champ de quelques unités seulement; le maximum est très variable avec la nature de l'échantillon; pour les fers ordinaires les plus magnétiques, il est compris entre 200 et 300 (1); k décroît ensuite lentement jusqu'à 0, puisque I reste bientôt à peu près fixe, tandis que H continue à croître (fig. 2).

Les variations correspondantes de la perméabilité magnétique μ se déduisent immédiatement de ce qui précède et de la formule

$$\mu = 1 + 4\pi k.$$

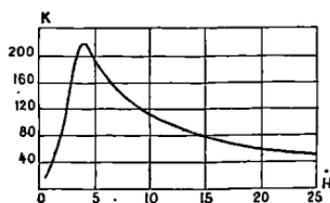


Fig. 2.

Lorsque le champ augmente indéfiniment, μ tend vers l'unité. Ainsi l'importance relative de l'aimantation diminue à mesure que le champ croît (après la valeur correspondant au maximum de k), et le noyau magnétique tend à se comporter, pour des champs très intenses, comme un corps non magnétique.

6. Cycles d'aimantation. Hystérésis. — Supposons maintenant qu'après avoir fait croître le champ H de 0 à une certaine valeur H_m on le fasse décroître jusqu'à 0; l'aimantation ne repasse pas par les mêmes valeurs que précédemment; elle est constamment supérieure, pour une certaine valeur du champ, à la valeur qu'elle avait prise pour cette valeur de H pendant la première partie de l'expérience, et, lorsque H est revenu à 0, I conserve une certaine valeur I_r ; cette *aimantation rémanente* est une manifestation de ce qu'on appelle la *force coercitive* du fer (ou de l'un des autres corps magnétiques). Le noyau magnétique étant soustrait à ce moment à l'action du champ constitue un *aimant permanent*.

Supposons qu'on continue à faire décroître H , c'est-à-dire qu'on le fasse varier par valeurs négatives de 0 à $-H_m$ (c'est le cas qui se présente ordinairement dans les machines industrielles); I continue à décroître, s'annule pour une certaine valeur (négative) de H , valeur appelée souvent *champ coercitif*,

(1) Pour un échantillon de fer presque pur, E. Wilson trouve 437 comme valeur maximum de k . (*Eclairage Électrique*, t. XVIII, p. 39; 1899.)

change de signe, et atteint pour $H = -H_m$ une valeur peu différente en valeur absolue de celle qui correspond à $+H_m$; si on revient de $-H_m$ à $+H_m$, on obtient une variation à peu près symétrique de la précédente, et

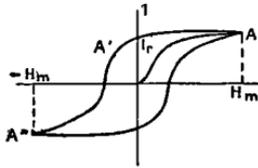


Fig. 3.

la courbe représentant les variations de I en fonction de H se ferme sensiblement au point A (fig. 3); on a ainsi réalisé un cycle d'aimantation. On peut résumer les phénomènes observés dans un tel cycle en disant que l'aimantation dépend non seulement de la valeur actuelle du champ,

mais aussi de ses valeurs antérieures, c'est-à-dire qu'elle est en retard sur le champ qui la produit, d'où le nom de *phénomènes d'hystérésis* qui leur a été donné par Ewing.

2° PROCÉDÉS DE MESURE

7. — Nous allons résumer dans ce chapitre les principaux procédés appliqués à l'étude de l'aimantation; nous pourrions ensuite exposer avec plus de suite les résultats, en indiquant seulement les méthodes qui ont servi à les obtenir. Parmi ces procédés de mesure, les uns donnent en détail les courbes d'aimantation; d'autres donnent seulement des renseignements sur les propriétés magnétiques des substances étudiées, et sont plus spécialement destinés à l'industrie (1).

8. **Méthode du magnétomètre.** — Une petite aiguille aimantée mobile autour d'un axe ou suspendue par un fil de cocon, et ordinairement orientée par l'action du champ terrestre, est soumise à l'action du noyau aimanté; il est nécessaire pour cela que celui-ci possède du magnétisme libre, c'est-à-dire ait des pôles et ne constitue pas un circuit magnétique fermé; on étudie ainsi par exemple un barreau allongé. Il importe que le magnétomètre soit soustrait à l'action de la bobine magnétisante: on obtient ce résultat en employant une bobine auxiliaire parcourue par le même courant que la première et placée

(1) Nous indiquerons plus loin (102) les appareils destinés à la mesure de l'hystérésis.

de façon à contre-balancer exactement l'action de celle-ci ; la compensation étant établie pour une certaine valeur de l'intensité du courant subsiste pour une valeur quelconque. L'aiguille peut être placée de façon à être soumise à l'action des deux pôles, ou d'un seul ; sa déviation est ordinairement observée au moyen d'un miroir ; comme l'influence de la bobine magnétisante est compensée, cette déviation permet de mesurer l'intensité d'aimantation I.

9. **Méthode balistique.** — Quelques spires de fil sont enroulées sur le noyau à étudier et reliées à un galvanomètre balistique ; quand le champ magnétique varie, le flux d'induction magnétique subit une variation qui produit une déviation de l'aiguille du galvanomètre, proportionnelle (sous certaines conditions) à la variation du flux ; on fera donc varier H par bonds successifs, et on construira par points la courbe représentant les variations de l'induction B ; il est bien facile, connaissant l'intensité du courant magnétisant et par suite la valeur du champ $H = 4\pi n_1 i$, d'en déduire, si on le désire, les valeurs de I, au moyen de la formule $B = H + 4\pi I$.

10. — Cette méthode présente le désavantage qu'une erreur commise dans la détermination d'un point porte aussi sur celle des autres points : les valeurs de l'induction s'obtiennent en effet en faisant la somme des variations partielles obtenues. On peut, par différents procédés, obvier à cet inconvénient. Ainsi Ewing (1), perfectionnant une méthode employée par Evershed et Vignoles, détermine les différents points à partir de celui qui correspond au champ maximum ; une clef particulière permet d'introduire à un certain moment une dérivation qui diminue l'intensité du courant magnétisant, avec ou sans changement de sens, de sorte qu'on obtient ainsi tous les points de la branche AA' A'' (fig. 3).

On peut aussi faire croître le champ à partir de 0, puis le renverser brusquement, en changeant le sens du courant ; la déviation du galvanomètre mesure alors un flux d'induction double de celui qui correspond à la valeur considérée du champ : on ramène ensuite progressivement le champ à une

(1) EWING et Miss G. KLASSEN, *The Electrician*, 6 avril 1894.

valeur supérieure à la précédente ; on le renverse de nouveau, etc.

11. — Dans un appareil employé par Hopkinson (1), le barreau à étudier fait partie d'un circuit magnétique fermé ; la bobine magnétisante qui l'entoure est formée de deux parties entre lesquelles se trouve une petite bobine reliée à un galvanomètre balistique ; le barreau est scié près de cette petite bobine ; celle-ci est fixée à un ressort qui la relève brusquement si on tire vivement une des parties du barreau, de sorte qu'on obtient au galvanomètre une déviation mesurant le flux d'induction.

12. — Il faut remarquer que la méthode balistique permet d'étudier le flux d'induction au point du noyau où se trouvent enroulées les spires de fil ; on l'emploie donc ordinairement avec un noyau magnétique très allongé ou formant circuit fermé, de manière que l'aimantation soit à peu près la même dans toutes les sections.

13. **Méthode de J. et B. Hopkinson (2).** — Les deux procédés précédents, qui sont les plus employés, permettent d'obtenir les cycles d'aimantation parcourus lentement, c'est-à-dire ceux qui correspondent à une variation progressive, continue ou par bonds successifs, du champ magnétisant ; mais, dans la plupart des applications pratiques, les cycles d'aimantation sont parcourus rapidement, leur *fréquence*, c'est-à-dire le nombre de périodes par seconde, étant celle des courants alternatifs industriels. Il faut alors employer des méthodes spéciales, parmi lesquelles la plus sûre est celle de MM. Hopkinson, qui est une application du procédé imaginé par M. Joubert, pour l'étude des courants alternatifs.

La courbe d'aimantation est encore construite par points ; un contact tournant monté sur l'axe de l'alternateur qui fournit le courant permet de connaître, à une phase quelconque de la

(1) J. HOPKINSON, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 1885, p. 456.

(2) J. et B. HOPKINSON, *The Electrician*, 9 septembre 1892. V. aussi : Max BRESLAUER, *Inaugural Dissertation*, Berlin, 1895 ; Ch. MAURAIN, *Ann. de Ch. et de Ph.* (7), t. XIV, p. 261 ; 1898.

période, la différence de potentiel entre les extrémités d'une résistance R sans self-induction faisant partie du circuit, ou entre celles de la bobine magnétisante ; la première est égale à Ri , i représentant l'intensité du courant à l'instant considéré, et la deuxième à $ri + \frac{d\varphi}{dt}$, r étant la résistance de la bobine et φ le flux d'induction total ; on peut ainsi calculer $\frac{d\varphi}{dt}$ et construire une courbe représentant les variations de cette quantité pendant une période ; il suffit d'intégrer cette courbe pour avoir la valeur du flux d'induction à chaque instant ; d'ailleurs la première différence de potentiel permet de connaître i , et par suite le champ magnétisant $H = 4\pi n_1 i$; on a ainsi toutes les quantités nécessaires à la construction de la courbe d'induction.

Les différences de potentiel Ri et $ri + \frac{d\varphi}{dt}$ sont mesurées ainsi : l'une des extrémités de la résistance R , par exemple, est mise en communication permanente avec le sol, et l'autre, par l'intermédiaire du contact tournant, avec l'aiguille d'un électromètre à quadrants dont les deux paires de quadrants sont portés à des potentiels égaux et de signes contraires ; le contact est établi à chaque tour à une phase bien déterminée de la période, de sorte que c'est la différence de potentiel correspondant à cette phase qui produit la déviation de l'aiguille de l'électromètre. On peut d'ailleurs modifier de bien des façons cette disposition.

14. Magnétographes. — On a donné ce nom à des appareils permettant le tracé automatique des courbes d'aimantation. Voici le principe de celui imaginé par Ewing (1) : un miroir peut être animé de mouvements de rotation autour de deux diamètres rectangulaires, l'un de ces mouvements étant commandé par le courant magnétisant et l'autre par l'aimantation induite. Un fil parcouru par le courant magnétisant est placé entre les pôles d'un aimant permanent ; un autre fil, parcouru par un courant constant, est placé dans un entrefer pratiqué dans le circuit magnétique dont fait partie la pièce à étudier : Ce sont les mouvements de ces deux fils qui produisent ceux du

(1) EWING, *The Electrician*, 26 mai 1893. *Elektrotechnische Zeitschrift*, t. XIII, p. 516 et 712, 1892, et t. XIV, p. 451, 1893.

miroir. Un rayon lumineux réfléchi sur ce miroir trace une courbe sur un écran ou sur une plaque photographique.

Un appareil du même genre a été aussi employé par M. Searle (1).

Mais ces magnétographes semblent jusqu'ici applicables à des expériences de démonstration plutôt qu'à des mesures précises ; il est difficile de connaître le retard dû à l'inertie des différentes pièces, qui varie sans doute avec la rapidité de leur déplacement.

15. **Magnétomètres différentiels.** — Ce sont des instruments destinés à donner rapidement la perméabilité d'une pièce de fer : on compare cette pièce A à une pièce étalon B, étudiée une fois pour toutes, en s'arrangeant de manière que les flux d'induction soient les mêmes dans A et B.

Dans l'appareil d'Eickemeyer (2), A et B sont reliées par deux culasses de fer doux identiques, comprenant chacune une partie verticale ; ces deux parties verticales se trouvent à l'intérieur d'une même bobine dont les spires sont horizontales ; si les flux d'induction dans A et B sont les mêmes, il y a symétrie parfaite et le champ au milieu de la bobine est vertical ; une aiguille aimantée placée en ce point restera verticale. On arrive à ce résultat en constituant B par des lames ou des tiges d'un fer connu ; en ajoutant ou en enlevant progressivement un nombre suffisant de ces lames, on arrive à faire équilibre à A. Cet appareil ne donne évidemment que des renseignements assez mal déterminés.

Dans l'appareil d'Ewing (3) A et B sont encore reliées par deux culasses identiques ; ces culasses elles-mêmes sont réunies par une sorte de pont magnétique comprenant une cavité dans laquelle est placée une aiguille aimantée ; autour de A et de B se trouvent respectivement deux bobines où l'on peut envoyer un même courant ; lorsque les flux d'induction dans A et B sont les mêmes, l'aiguille a une certaine position d'équilibre qu'elle abandonne si cette condition n'est pas réalisée : on l'y

(1) SEARLE, *Proc. Phil. Soc. Cambridge* (7), t. VI, p. 330, 1892.

(2) EICKEMEYER, *Trans. of the americ. institute of electr. engineer*, 1891. V. aussi *Steinmetz, id.*, janvier 1892.

(3) EWING, *Éclairage Électrique*, t. IV, p. 363, 1896.

ramène en faisant varier le nombre des spires de la bobine entourant B, par exemple. On obtient ainsi des résultats plus précis qu'avec l'appareil précédent, puisqu'on connaît le champ magnétique dans lequel se trouve la pièce à étudier A ; si même on a déterminé à l'avance la courbe d'induction (B, H) de la pièce étalon B, on peut en déduire, en faisant varier l'intensité du courant, la même courbe pour le noyau A.

16. **Perméamètre de S.-P. Thompson (1).** — Il est basé sur la mesure de l'attraction magnétique qui s'exerce entre deux pièces de fer juxtaposées faisant partie d'un même circuit magnétique. La pièce à étudier est posée sur la partie inférieure d'un gros bloc de fer formant une carcasse rectangulaire ; elle traverse la partie supérieure par un trou pratiqué à cet effet, un peson est fixé à son extrémité. Une bobine l'entoure et permet de produire un champ magnétisant connu. Le peson indique l'effort nécessaire pour arracher le barreau ; si on désigne par S la surface de contact et par F l'effort d'arrachement, on a

$$F = 2\pi I^2 S$$

de sorte qu'on peut ainsi connaître l'intensité d'aimantation correspondant à un certain champ.

17. **Balance magnétique de Du Bois (2).** — Elle utilise comme l'appareil précédent l'attraction magnétique, mais n'exige pas d'arrachement. Le barreau à étudier A est fixé entre deux masses de fer CC', et entouré d'une bobine (fig. 4) ; au-dessus des masses CC' se trouve une pièce de fer DD' en forme d'arc, mobile autour de l'arête du couteau excentrique E ; elle se termine par deux faces planes qui, dans la position normale, sont parallèles aux faces supérieures de C et C', et séparées de celles-ci par un très petit intervalle. Lorsqu'on aimante A, il se produit de chaque côté entre CC' et DD' des attractions magnétiques égales, mais tendant à faire basculer DD' à cause de la posi-

(1) S.-P. THOMPSON, *Dynamo-Electric Machinery*, 4^e édit., p. 138 ; London, 1892.

(2) DU BOIS, *Magnetische Kreise*, p. 366 ; *Elektrot. Zeitschrift*, t. XIII, p. 579 ; 1892 ; *Verhandl. der Physik. Ges. zu Berlin*, XVII, Jahrg., p. 97 ; 1898.

tion excentrique du couteau. Le couple ainsi produit est proportionnel, dans de larges limites, au carré du flux d'induction au milieu du barreau, comme l'ont montré des recherches préalables effectuées par la méthode balistique.

On équilibre le couple par le déplacement d'un poids sur

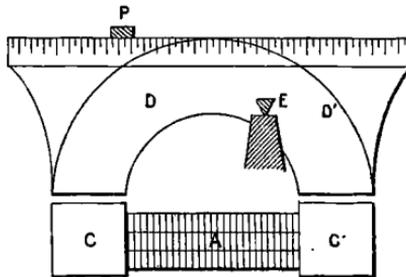


Fig. 4.

une règle horizontale portée par le pont ; la graduation est faite de telle sorte qu'on peut déduire facilement l'intensité d'aimantation de la lecture de la position du poids, en tenant compte de la section du barreau. On peut avec cet appareil, en faisant varier l'intensité du courant magnétisant, construire la courbe d'aimantation.

18. **Appareil de Siemens et Halske** (1). — Il a la forme extérieure d'un ampèremètre et permet de construire par points, au moyen de simples lectures, la courbe d'aimantation d'un barreau ; un cadre mobile est parcouru par un courant constant ; ce cadre est placé dans un entrefer d'un circuit magnétique comprenant le barreau à étudier, et peut tourner autour d'un axe ; sa déviation, qu'une aiguille mobile sur un cadran permet de lire, est proportionnelle à l'intensité d'aimantation du barreau ; le champ est produit par une bobine entourant une partie du circuit magnétique et est mesuré au moyen de l'intensité du courant magnétisant ; les coefficients de proportionnalité sont déterminés une fois pour toutes.

19. **Procédés optiques.** — La rotation magnétique du plan de

(1) SIEMENS et HALSKE, *Electrot. Zeitschrift*, 23 juin 1898, et *Eclairage Electrique*, t. XVII, p. 37 ; 1898.

polarisation de la lumière permet la mesure de champs magnétiques; d'ailleurs le phénomène de Kerr, c'est-à-dire la rotation du plan de polarisation de la lumière réfléchi sur un aimant, permet de mesurer l'aimantation de celui-ci; on peut donc en utilisant les deux phénomènes obtenir les courbes d'aimantation. Nous verrons l'application faite par Du Bois de cette méthode à l'étude de l'aimantation dans les champs intenses. C'est du reste seulement pour de tels champs qu'elle devient pratique, à cause de la faiblesse des effets obtenus avec les champs ordinaires.

3° PARTICULARITÉS DES COURBES D'AIMANTATION

20. Début de la courbe. Aimantation dans les champs très faibles. — L'étude des courbes d'aimantation près de l'origine est particulièrement délicate, à cause de la petitesse des déviations obtenues au galvanomètre balistique ou au magnétomètre; aussi a-t-il fallu modifier les méthodes indiquées; ainsi lord RAYLEIGH (1), pour étudier l'aimantation par des champs compris entre 0,04 et 0,00004, emploie la disposition suivante: les tiges de fer, très longues, sont placées perpendiculairement au méridien magnétique, de manière à être soustraites à l'influence du champ terrestre; leur aimantation est mesurée au moyen d'un magnétomètre. Une première bobine auxiliaire compense exactement l'action de la bobine magnétisante; une deuxième bobine auxiliaire compense l'action de l'aimantation même de la tige; or cette dernière compensation, établie pour une certaine valeur du courant qui parcourt les trois bobines, persiste entre les limites indiquées: cette méthode de zéro montre que l'aimantation reste alors proportionnelle au champ, c'est-à-dire que la susceptibilité magnétique est constante dans un certain intervalle à partir de l'origine de la courbe; celle-ci commence par une portion de droite faiblement inclinée sur l'axe des abscisses (champs magnétiques), mais ne se confondant pas avec lui.

21. — Lorsqu'on opère avec des champs un peu plus considérables, la compensation ne se maintient plus, l'action de la

(1) Lord RAYLEIGH, *Phil. Mag.* (5), t. XXIII, p. 225, 1887.

tige aimantée l'emportant sur celle de la bobine. D'après les résultats de lord Rayleigh, jusqu'à environ $H = 1,2$ on peut représenter la variation de la susceptibilité d'une tige de fer doux par la formule

$$k = 6,4 + 5,1 H.$$

C'est déjà à un résultat de ce genre qu'était parvenu BAUR(1) qui, opérant sur un anneau de fer doux par la méthode balistique, avait obtenu pour les champs compris entre 0,0158 et 0,384 une variation pouvant être représentée par

$$k = 14,5 + 110 H.$$

M. WEISS (2) a étudié par la méthode balistique, en utilisant un galvanomètre extrêmement sensible construit à cet effet, un échantillon de fer doux dont la susceptibilité répond, jusqu'à environ $H = 3$, à la formule

$$k = 9,46 + 1,44 H.$$

On voit que pour cet échantillon l'importance relative du deuxième terme est bien moindre que pour ceux étudiés par lord Rayleigh; aussi la proportionnalité de l'aimantation au champ se maintient-elle dans des limites moins restreintes que celles indiquées par lord Rayleigh. Le même fait a lieu pour des échantillons étudiés par HOLBORN (3) entre $H = 0$ et $H = 2$.

Acier au tungstène	$k = 8,9 + 0,264 H$
Acier ordinaire trempé	$k = 2,23 + 0,032 H$
Fonte	$k = 3,16 + 0,236 H.$

Lord Rayleigh a constaté de plus que l'application d'un faible champ magnétique (de l'ordre des précédents) ramené ensuite à 0, ne modifie pas sensiblement la susceptibilité initiale; il n'en est pas de même quand le champ employé est plus élevé: la susceptibilité initiale est alors réduite.

(1) BAUR, *Inaug. Dissertation*, Zürich, 1879; *Wied. Ann.*, t. XI, p. 399, 1880.

(2) P. WEISS, *Éclairage Électrique*, t. VIII, p. 436, 1896.

(3) HOLBORN, *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 281; 1897.

22. — Ewing a montré que lorsqu'un morceau de fer doux recuit est soumis brusquement à un faible champ magnétique, l'aimantation qui s'établit n'est pas définitive, mais augmente pendant un temps plus ou moins long (quelques secondes, et même parfois quelques minutes); nous nous occuperons de ces phénomènes en étudiant les relations entre l'aimantation et le temps.

23. **Aimantation par des champs intenses. Saturation magnétique.** — L'existence d'une limite à l'aimantation a été mise hors de doute par de nombreuses expériences (1). Pour obtenir des champs intenses, c'est-à-dire pour concentrer le plus possible de lignes d'induction dans la pièce de fer à étudier, on la fait entrer dans un circuit magnétique fermé de large section, dont les deux branches en regard se rétrécissent en troncs de cône et sont réunies par cette pièce de fer, de section très faible par rapport à celle du reste du noyau magnétique (d'où le nom de méthode de l'isthme); le noyau est d'ailleurs entouré par une bobine magnétisante pouvant y développer un champ très considérable, et les lignes d'induction produites ainsi dans le noyau se ramassent dans la pièce à étudier.

L'aimantation de celle-ci est mesurée par la méthode balistique, au moyen d'une petite bobine qui l'entoure. La principale difficulté consiste à mesurer le champ; on s'arrange de façon qu'il soit à peu près uniforme dans la région comprenant la pièce à étudier et l'espace qui l'entoure; on dispose une deuxième bobine plus large que la première et traversée ainsi par le flux d'induction produit dans la pièce de fer, augmenté de celui qui existe dans l'espace environnant; des déviations du galvanomètre balistique obtenues avec les deux bobines on peut déduire l'aimantation et, par différence, le champ.

24. — On a pu constater ainsi qu'à partir d'un champ de quelques milliers d'unités l'intensité d'aimantation reste sensiblement constante; l'induction magnétique continue à croître, mais proportionnellement au champ; enfin la perméabilité à des

(1) C. FROMME, *Wied. Ann.*, t. XIII, p. 695, 1881. EWING et LOW, *Phil. Trans.*, t. CLXXX, 1889, A, p. 221. DU BOIS, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, p. 25, 1890 et t. XLVI, p. 545, 1892, ou *Phil. Mag.* (5), t. XXIX, p. 293, 1890.

valeurs de plus en plus faibles. Voici par exemple les nombres obtenus par Ewing avec un morceau de fer doux.

H	B	I	$\mu = \frac{B}{H}$
3630	24700	1680	6,80
6680	27610	1670	4,13
7800	28870	1680	3,70
8810	29350	1630	3,33
9500	30200	1650	3,18
9780	30680	1660	3,14
10360	30830	1630	2,98
10840	31370	1630	2,89
11180	31560	1620	2,82

Dans d'autres expériences Ewing a utilisé des champs croissant jusqu'à 24500; la perméabilité est alors réduite à la valeur 1,85.

25. — Du Bois est arrivé à des résultats tout à fait analogues, en mesurant l'aimantation et le champ par des procédés optiques: la disposition est analogue à celle utilisée dans la méthode de l'isthme; l'un des pôles de l'électro-aimant est percé d'un trou central qui permet de faire tomber un faisceau de lumière polarisée sur la pièce à étudier; cette pièce, taillée en forme de plaque, est placée contre l'autre pôle; sa face antérieure est polie; la lumière polarisée y éprouve une réflexion qui fait tourner le plan de polarisation d'un certain angle; Du Bois s'est assuré par des expériences préalables que la rotation est proportionnelle à l'intensité d'aimantation, de sorte qu'elle permet de mesurer celle-ci.

D'autre part, pour connaître le champ on utilise le pouvoir rotatoire magnétique d'une lame de verre argentée sur une de ses faces; on la place contre la pièce de fer, la face argentée en arrière, de manière que la lumière polarisée se réfléchit sur cette face, traversant deux fois la lame; comme toutes les lignes d'induction qui existent dans la pièce de fer doivent forcément traverser l'espace antérieur, c'est-à-dire la région où se trouve la lame de verre, le champ mesuré par le pouvoir rotatoire magnétique du verre est numériquement égal à l'induction magnétique B dans la pièce de fer; l'aimantation ayant été

déduite de la mesure précédente, on obtient le champ dans le fer par la formule

$$H = B - 4\pi I.$$

Du Bois n'a pas employé des champs aussi intenses qu'Ewing [fer, 2 500; acier, 4 500; cobalt, 8 500; nickel, 13 500]; mais ses expériences suffisent pour montrer l'existence très probable d'une limite à l'aimantation dans tous les cas étudiés.

26. — Les expériences de ce genre ont nécessité la construction de puissants électro-aimants (1); nous n'y insisterons pas ici.

27. **Difficultés dans la détermination de la susceptibilité magnétique.** — Les phénomènes d'hystérésis rendent la notion de susceptibilité magnétique assez confuse; en effet l'intensité d'aimantation étant fonction non seulement de la valeur actuelle du champ, mais aussi des valeurs antérieures, il en est de même du rapport $\frac{I}{H}$, de sorte qu'on ne peut pas faire correspondre une valeur de ce rapport à chaque valeur du champ, ou à chaque valeur de l'aimantation; pour la même raison on ne peut employer pour définir k le rapport $\frac{dI}{dH}$; il suffit d'ailleurs de chercher les variations de l'un de ces deux rapports qui correspondent aux différents points d'une courbe cyclique d'aimantation pour voir qu'ils ne sauraient représenter les propriétés magnétiques du corps étudié.

On se borne donc généralement, lorsqu'on parle de la susceptibilité magnétique d'un corps magnétique, à considérer seulement le rapport $\frac{I}{H}$ correspondant à la courbe d'aimantation obtenue lorsque, après avoir désaimanté le noyau, on le soumet à un champ magnétique croissant d'une manière continue à partir de 0; mais on doit bien remarquer que même alors ce rapport n'est pas une fonction définie de H ou de I ; sa variation dépend du procédé de désaimantation (chauffage au

(1) EWING, *Magn. Ind. in Iron*, p. 139. DU BOIS, *Wied. Ann.*, t. LI, 1894; *Verhandl. der Physik. Ges. zu Berlin*, XVII Jahrg., p. 97; 1898. P. WEISS, *Éclairage Electr.*, t. XV, p. 481, 1898.

rouge, action de champs alternatifs décroissants, chocs, etc...) et aussi de la manière dont on fait croître le champ.

On considère quelquefois aussi la courbe lieu des sommets des cycles d'aimantation d'amplitude croissante ; mais cette courbe ne se confond pas en général avec la précédente.

Il est juste de dire que, malgré ces restrictions, l'introduction des quantités k et μ simplifie beaucoup l'exposition de certaines questions ; les valeurs déterminées comme il a été dit donnent d'ailleurs des renseignements suffisants au point de vue industriel.

Une conséquence de cette détermination défectueuse de k et de μ est que tous les calculs où entrent ces quantités, par exemple ceux relatifs à la propagation des courants alternatifs dans les fils, à la protection par des écrans de fer contre les actions électromagnétiques variables, ne peuvent conduire qu'à des résultats approchés.

28. Variabilité dans la forme d'une courbe cyclique d'aimantation. — Cette variabilité a été mise en évidence surtout par les expériences d'Ewing (1) ; le fait le plus simple consiste en ce que si un noyau magnétique a été aimanté sous l'action d'un champ H , puis qu'on supprime ce champ et qu'on le rétablit, il arrive souvent, surtout lorsque H est seulement de l'ordre de quelques unités, que l'aimantation ne revient pas à la même valeur, mais à une valeur supérieure ; si la même alternative est répétée, elle continue à augmenter en tendant vers une valeur fixe. Le phénomène est d'ailleurs complexe, car cette variation de l'aimantation peut être une diminution quand les variations du champ sont opérées lentement.

Ainsi le cycle d'aimantation correspondant à un cycle donné du champ ne prend une forme définitive qu'après plusieurs applications de ce cycle. C'est ce qu'Ewing a constaté sur des fils de fer doux et d'acier. Dans certains cas ce phénomène ne se produit pas, et la courbe d'aimantation acquit de suite une forme fixe, par exemple dans le cas d'un fil de fer désaimanté par renversements successifs d'un champ décroissant.

Ces phénomènes viennent encore compliquer l'étude de l'aimantation, et exigent, lorsqu'on veut avoir affaire à un cycle

(1) EWING, *Magn. Ind. in Iron*, p. 325 ; *Phil. Trans.*, 1885, p. 570.

bien défini, plusieurs applications préalables du cycle correspondant du champ.

4° INFLUENCE DE LA FORME. CHAMP DÉMAGNÉTISANT

29. **Aimantation uniforme.** — Pour que l'étude des propriétés magnétiques d'un noyau se présente simplement, il est nécessaire que l'aimantation y soit uniforme, c'est-à-dire ait la même intensité en chaque point; s'il n'en est pas ainsi, en effet, comme la susceptibilité magnétique varie avec l'intensité d'aimantation, l'état magnétique du noyau est mal défini.

En général, l'aimantation d'un noyau, même supposé placé dans un champ primitivement uniforme, n'est pas uniforme, à cause de l'action de ses propres pôles, qui n'est pas la même aux différents points du noyau. Si par exemple on place un barreau court dans un champ uniforme parallèle au barreau, les pôles créent un champ de sens contraire au primitif, d'où le nom de *champ démagnétisant* qui lui a été donné.

On peut obtenir une aimantation uniforme par deux procédés différents, dont chacun ne s'applique d'ailleurs qu'à certaines formes particulières des noyaux.

1° *Aimantation uniforme en circuit magnétique fermé.* — On peut supprimer ainsi le magnétisme libre, et par suite tout champ démagnétisant. L'aimantation sera par exemple uniforme dans le cas théorique d'un cylindre indéfini placé dans un champ uniforme parallèle à ses génératrices; on peut réaliser ce cas d'une manière presque parfaite au moyen d'un noyau en forme de tore, entouré par une bobine enroulée d'une manière régulière.

D'une manière générale, on éviterait la production de magnétisme libre, et par suite d'actions perturbatrices de l'aimantation induite sur elle-même, en employant un noyau magnétique qui occupe exactement la place d'un tube de force du champ primitif, si irrégulier que soit celui-ci (les deux cas précédents satisfont évidemment à cette condition); mais il n'en résulterait nullement une aimantation uniforme, le flux d'induction total dans une section du noyau étant constant, alors que cette section serait en général variable.

Un grand avantage de cette méthode pour obtenir une aimantation uniforme est que, le champ n'étant nullement altéré par

la présence du noyau magnétique (supposé bien entendu homogène et isotrope), on en connaît la valeur à l'intérieur du noyau : c'est celle du champ primitif. Elle a par contre un inconvénient : puisque le noyau ne possède pas de magnétisme libre, on ne peut étudier l'aimantation par la méthode magnétométrique ; on devra faire porter la mesure sur le flux d'induction existant dans le noyau.

2° *Aimantation uniforme en circuit magnétique ouvert.* — Le champ démagnétisant est dans certains cas le même en tous les points du noyau. C'est ce qui a lieu pour un noyau ayant la forme d'un ellipsoïde de révolution placé dans un champ uniforme parallèle à l'axe de révolution ; le champ démagnétisant est alors proportionnel à l'aimantation induite I ; on pourra le représenter par NI , N étant ce qu'on appelle le *facteur démagnétisant* ; si on désigne par H' le champ uniforme primitif, le champ H qui existe à l'intérieur du noyau est

$$H = H' - NI.$$

La valeur numérique de ce facteur N peut être déduite des dimensions de l'ellipsoïde (r). Dans le cas particulier où il se réduit à une sphère, on a $N = \frac{4\pi}{3}$; on peut considérer encore comme des cas particuliers du précédent celui d'un disque infiniment plat normal au champ, pour lequel $N = 4\pi$, et celui d'un cylindre circulaire indéfini normal au champ, où $N = 2\pi$.

Cette deuxième manière d'obtenir une aimantation uniforme permet l'emploi de la méthode magnétométrique ; elle a l'inconvénient de ne donner qu'une aimantation assez faible, le champ intérieur n'étant qu'une fraction souvent très petite du champ uniforme employé. On a en effet en remplaçant I par kH .

$$H = H' - NkH$$

d'où

$$H = \frac{H'}{1 + Nk}.$$

(1) MAXWELL, *Traité d'Él. et de Magn.*, trad. française, t. II, par. 437. EWING, *Magn. Ind. in Iron*, p. 24. MASCART et JOUBERT, *Leçons sur l'Él. et le Magn.*, t. I, p. 413, 2^e édit.

Dans le cas d'une sphère par exemple on aura

$$H = \frac{H'}{1 + \frac{4\pi}{3} k}$$

k atteignant des valeurs de l'ordre de 100 ou 200, on voit combien faible sera le champ réel H .

30. **Cas d'un cylindre allongé parallèle au champ primitivement uniforme.** — Le cylindre n'est pas alors aimanté uniformément, et le calcul qui donnerait la répartition exacte de l'aimantation est si complexe qu'on ne l'a pas abordé ; mais si le cylindre est assez allongé, le champ démagnétisant est à peu près constant dans toute la région centrale, de sorte qu'on peut considérer encore un facteur démagnétisant, qu'il est possible d'ailleurs de déterminer expérimentalement.

31. **Détermination du facteur démagnétisant (1).** — On peut le calculer au moyen des formules qui en donnent la valeur en fonction des dimensions du noyau ; si celui-ci n'a pas exactement la forme d'un ellipsoïde de révolution, on prendra comme valeur approchée de N celle qui correspond à l'ellipsoïde le plus voisin.

Dans le cas de cylindres, on peut le déterminer expérimentalement ainsi : on prend d'abord un cylindre assez allongé pour que le champ démagnétisant y soit négligeable [ce qui exige que la longueur ait au moins 500 diamètres (2)] ; on détermine la courbe d'aimantation ; on coupe ensuite le cylindre, et on détermine la courbe d'aimantation de la portion obtenue ; le champ extérieur H' qui correspond à une aimantation I est plus grand que dans la première courbe, puisqu'il y a un champ démagnétisant NI ; la différence des abscisses qui correspondent à une même aimantation dans les deux courbes est

$$H' - H = NI.$$

(1) EWING, *Phil. Trans.*, t. CLXXVI, II, p. 535, 1885. TANAKADATÉ, *Phil. Magn.* (5), t. XXVI, p. 450, 1888. DU BOIS, *Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 497, 1892.

(2) MASCART, *C. R. de l'Acad. des Sciences*, t. CII, p. 992, 1886.

En divisant cette quantité par I, on obtient N. On détermine ainsi plusieurs valeurs de N correspondant à différentes intensités d'aimantation ; elles seraient égales si le noyau était un ellipsoïde ; si le cylindre n'est pas trop court, elles diffèrent peu et on peut se contenter de prendre leur moyenne. En procédant ainsi pour différentes longueurs de cylindre, on peut dresser une table des facteurs démagnétisants. Le tableau suivant comprend, d'après Du Bois (1), les facteurs démagnétisants correspondant à différentes valeurs du rapport λ des axes parallèle et perpendiculaire au champ, calculés pour un ellipsoïde et mesurés pour un cylindre :

λ	Ellipsoïde de Rév.	Cylindre de Rév.
0	$4\pi = 12,5664$	
0,5	»	6,5864
1	»	4,1888
5	»	0,7015
10	0,2160	0,2549
15	0,1206	0,1350
20	0,0775	0,0848
25	0,0533	0,0579
30	0,0393	0,0432
40	0,0238	0,0266
50	0,0162	0,0181
60	0,0118	0,0132
70	0,0089	0,0101
80	0,0069	0,0080
90	0,0055	0,0065
100	0,0045	0,0054
150	0,0020	0,0026
200	0,0011	0,0016
300	0,0005	0,00075
400	0,00028	0,00045
500	0,00018	0,00030
1000	0,00005	0,00008
∞	0	0

Ces valeurs étant connues, lorsqu'on emploiera un noyau ellipsoïdal ou cylindrique, il suffira de mesurer I et le champ

(1) Du Bois, *Magn. Kreise*, p. 45.

extérieur H' ; on aura la valeur réelle du champ en retranchant de H' la quantité NI .

Nous verrons, en étudiant l'aimantation permanente, comment la considération du champ démagnétisant permet d'expliquer simplement certains cas de distribution magnétique qui avaient paru longtemps anormaux (37 et 38).

32. **Écrans magnétiques** (1). — L'existence du champ démagnétisant permet de soustraire d'une manière plus ou moins complète une certaine région à l'influence d'un champ magnétique : on entoure cette région d'un noyau magnétique dont l'aimantation induite produit un champ en sens inverse du champ primitif. On peut encore dire que le noyau, de perméabilité supérieure à celle du milieu ambiant, absorbe un grand nombre de lignes de force magnétiques, et diminue par suite leur densité dans l'espace intérieur. Ainsi un cylindre creux de fer protégera les points intérieurs contre l'influence d'un champ normal à ses génératrices ; si on emploie plusieurs cylindres concentriques, l'action de chacun d'eux s'exerçant sur le champ déjà réduit par le précédent, on réalisera une protection presque parfaite. Des dispositions de ce genre ont été souvent employées pour protéger des instruments, tels qu'un galvanomètre, contre les actions magnétiques extérieures, par exemple le champ produit par une dynamo voisine.

Supposons que dans la région protégée se trouve un système tendant à se mettre en mouvement sous l'action du champ ; la force qui agit sur lui est diminuée, quand on place l'écran, dans le même rapport que le champ ; la quantité dont elle a diminué se retrouve dans une force qui agit alors sur l'écran dans la même direction. Ainsi, l'expérience montre qu'en entourant un conducteur rectiligne, parcouru par un courant, par un cylindre de fer de 2 centimètres de rayon et de 2 mm. 25 d'épaisseur, plus de 90 p. 100 de l'action primitive d'un champ uniforme se trouvent reportés sur le cylindre (2).

Si, dans le cas précédent, le conducteur se déplaçait à l'intérieur du cylindre parallèlement à lui-même avec une vitesse v ,

(1) Voir la bibliographie, et un résumé des travaux récents dans *l'Éclairage Électrique*, t. XVI, p. 221 et 280, août 1898.

(2). Du Bois, *l'Éclairage Électrique*, t. XVI, p. 281, 1898.

la force électromotrice induite serait par unité de longueur égale à νH_i , H_i désignant la valeur du champ intérieur dans la région parcourue ; mais si le conducteur supposé suivant l'axe est invariablement relié au cylindre, et que le système se meuve à angle droit avec un champ uniforme extérieur H_e , la force électromotrice induite est νH_e , bien que pendant tout le mouvement le conducteur reste placé dans un champ beaucoup plus faible que H_e . Il est facile d'expliquer cette propriété en s'appuyant sur la conservation du flux d'induction : les lignes de force sont n fois moins denses par exemple à l'intérieur du cylindre que dans la région où le champ n'est pas troublé ; mais, pour que la disposition reste la même, il faut qu'elles passent n fois plus vite à l'intérieur que dans la région non troublée ; par suite, le flux coupé reste le même.

Ces considérations montrent en gros quels phénomènes se produisent dans les machines possédant des induits à trous, c'est-à-dire où les tiges conductrices formant l'induit sont noyées dans l'armature magnétique, près de sa surface : d'une part, la force électro-motrice d'induction est la même que si les conducteurs étaient à nu ; d'autre part, l'action qui s'exercerait sur le conducteur lui-même est presque entièrement reportée sur l'armature, et la formation des courants de Foucault dans le premier se trouve très réduite ; quant à l'armature, on peut la diviser de manière à y empêcher la formation de ces courants.

En somme, une masse magnétique ne change pas la disposition d'un champ lorsqu'on la place de manière qu'elle occupe exactement la position d'un tube de force du champ ; dans les autres cas, l'introduction d'une masse magnétique peut augmenter ou diminuer l'intensité du champ dans une certaine région : dans le premier cas rentre par exemple le rôle des pièces polaires d'un électro-aimant ; dans le second, les actions protectrices précédentes.

5° AIMANTATION PERMANENTE

33. Aimants permanents. — Si en faisant parcourir à un noyau un cycle d'aimantation on s'arrête au moment où le champ est revenu à 0, le noyau garde une certaine aimantation qui peut être une fraction très grande de l'aimantation induite

maximum : il est devenu un aimant permanent. L'aimantation permanente n'étant ainsi qu'un cas particulier de l'aimantation induite, tout ce que nous avons dit de la seconde se rapporte aussi à la première.

En particulier, si le noyau a la forme d'un tore, son aimantation permanente est uniforme, mais sans action sur les points extérieurs, puisqu'il n'y a pas alors de magnétisme libre; s'il a la forme d'un barreau, l'aimantation permanente se manifeste extérieurement et peut être rapportée à deux pôles. Le champ démagnétisant qui existe alors tend à réduire l'aimantation; son action est favorisée par des circonstances extérieures telles que trépidations, changements de température, etc.; aussi les aimants permanents perdent-ils assez facilement leur aimantation; de là l'usage de les conserver en circuit magnétique fermé, ce qui réduit le champ démagnétisant.

Les aimants permanents ont été l'objet de nombreux travaux. On a cherché à avoir pour les applications les aimants les plus forts possible; leur emploi dans les mesures magnétiques rend souvent utile la connaissance exacte de la position des pôles, ce qui a conduit à l'étude de la distribution de leur aimantation, intéressante d'ailleurs au point de vue théorique.

34. *Distribution de l'aimantation.* — Son étude est extrêmement complexe et n'a donné que peu de renseignements sur la distribution intérieure; celle-ci est en effet actuellement inabordable à l'expérience directe : il faudrait pouvoir promener l'appareil de mesure à l'intérieur de l'aimant, d'où la nécessité d'y creuser des cavités qui altéreraient la distribution primitive. Les seules actions accessibles sont les actions extérieures de l'aimant, actions identiques à celles qui seraient exercées par une certaine couche fictive superficielle. Les méthodes expérimentales (1) ne donnent même pas d'ailleurs la densité de la couche fictive, mais seulement la composante normale du champ magnétique en chaque point de la surface de l'aimant.

Ainsi Coulomb (2) étudiait les oscillations d'une petite aiguille aimantée déplacée parallèlement à l'aimant ver-

(1) MASCART et JOUBERT, *Leçons sur l'El. et le Magn.*, 2^e édit., t. I, p. 441.

(2) COULOMB, *Mém. de l'Acad. de Paris*, 1789, p. 468.

tical, ou la répulsion exercée sur le pôle d'une longue aiguille aimantée suspendue à un fil de torsion, déplacé aussi parallèlement à l'aimant.

Jamin (1) cherchait l'effort nécessaire pour arracher un *clou d'épreuve* placé aux différents points de l'aimant ; l'aimantation induite du clou étant proportionnelle à la composante normale, l'effort d'arrachement mesurait le carré de celle-ci ; la présence du clou modifiait d'ailleurs l'aimantation justement au point étudié.

La meilleure méthode consiste à déplacer par bords successifs une bobine de quelques spires enroulée sur le barreau et reliée à un galvanomètre balistique ; la déviation est proportionnelle au flux coupé, c'est-à-dire à la composante normale moyenne sur la surface parcourue ; on peut encore, la bobine étant en un point déterminé, l'éloigner brusquement de l'aimant ; la déviation mesure alors le flux total traversant la surface à partir du point considéré. On voit bien ici que la quantité mesurée n'est nullement proportionnelle à la densité de la couche fictive ; en effet, les lignes de force d'un spectre de limaille sont inclinées sur l'axe de l'aimant jusqu'à une assez grande distance de celui-ci et ont ainsi une composante normale au déplacement ; un déplacement de la bobine au delà de l'extrémité de l'aimant donnera donc encore une impulsion, bien que se produisant dans une région où l'aimant n'existe plus.

35. — On a essayé de représenter les résultats des expériences par des formules empiriques (2) ; ces formules peuvent servir à fixer la position des pôles. Mais il est clair qu'elles ne peuvent représenter les phénomènes d'une manière précise : pour des barreaux de même forme générale et de dimensions différentes, le champ démagnétisant varie d'une manière complexe ; mais même pour des barreaux identiques, ce champ varie avec les propriétés magnétiques de la substance et avec l'intensité d'aimantation.

(1) JAMIN, *Journ. de Ph.* (1), t. V, p. 41, 1876. LAMONT, *Magnetismus*, p. 324, Leipzig, Voss., 1867. V. aussi : S. P. THOMPSON, *Chem. News*, t. LXIII, p. 160, 1891 et *The Electrician*, t. XXVI, p. 678, 1891.

(2) ; MASCART et JOUBERT, *l. c.*, p. 448. W. GILL, *Phil. Mag.* (5), t. XLVI, p. 478, 1898.

On peut aussi chercher à déterminer la distance des pôles par l'expérience, en utilisant des actions extérieures ; mais il faut remarquer que l'action d'un aimant n'est réductible à celle de ses pôles que dans certains cas particuliers, par exemple celui de l'action d'un champ uniforme. Les résultats obtenus n'ont d'ailleurs rien de général. Dans certains cas la distance des pôles est sensiblement indépendante de l'aimantation (1) ; mais presque toujours elle varie avec celle-ci, ce qui est une conséquence de la variation du champ démagnétisant ; en général les pôles s'éloignent des extrémités d'un barreau lorsque l'aimantation de celui-ci croît (2).

En somme on peut dire qu'on ne connaît actuellement rien de général au sujet de la distribution de l'aimantation.

Remarquons que, bien que la plupart des expériences aient porté sur des aimants permanents, les résultats s'appliquent aussi bien à l'aimantation induite.

36. Forme à donner aux aimants permanents ; influence du champ démagnétisant. — La forme préférable est celle d'un circuit magnétique fermé ; le champ démagnétisant étant alors nul, on peut atteindre une aimantation induite intense ; l'aimantation permanente acquise se conserve mieux qu'en circuit ouvert, aucune cause systématique ne tendant à l'affaiblir. On se rapproche de cette forme dans la construction des aimants en fer à cheval.

Dans de nombreuses applications, on doit employer des barreaux ; on est parvenu par la pratique à ce résultat que les meilleurs barreaux sont les plus allongés, mais la véritable cause des avantages qu'ils présentent semble avoir longtemps échappé. Jamin pensait que l'aimantation d'un barreau d'acier est surtout superficielle, et que, pour cette raison, il fallait pour augmenter l'aimantation augmenter la surface, c'est-à-dire allonger le barreau. La même considération l'avait amené à la construction de ses aimants lamellaires, formés par la juxtaposition de lames minces d'acier réunies après aimantation. Jamin supposait pour expliquer ces phénomènes que l'action de la trempe ne pénètre pas à une grande profondeur, et que les

(1) E. BOUTY, *Ann. sc. de l'École normale* (2), t. V, p. 137, 1876.

(2) E. MASCART, *Ann. de Ch. et de Ph.* (6), t. XVIII, p. 5, 1883.

parties superficielles possèdent ainsi des propriétés magnétiques différentes de celles des parties centrales.

Les idées de Jamin ont été appuyées par des expériences telles que celle de Freilitzsch et de Grotrian (1) ; ces physiciens constatèrent que des cylindres creux prenaient dans un certain champ un moment magnétique total à peu près égal à celui qu'acquerrait dans le même champ un noyau plein de même diamètre extérieur et de même longueur. On a fait intervenir, pour expliquer ces résultats, outre le caractère superficiel de la trempe, une action protectrice mal définie des couches externes sur les couches internes.

37. — Or il semble bien que tous ces phénomènes aient pour cause principale l'existence du champ démagnétisant : plus un barreau est allongé, plus le champ démagnétisant y est faible, et plus grande peut être par suite la valeur de l'intensité de l'aimantation induite ou de l'aimantation permanente ; de même, le champ démagnétisant est plus grand pour un cylindre plein que pour un cylindre creux de même diamètre extérieur et de même longueur, parce qu'il dépend de la quantité de magnétisme libre et par suite de la surface de la section droite ; dans un même champ, l'intensité d'aimantation acquise par le cylindre creux sera donc plus grande que celle acquise par le cylindre plein et on pourra obtenir, malgré la différence des volumes, des moments magnétiques à peu près égaux dans les deux cas (2).

D'ailleurs des expériences récentes de Kirstædter (3) ont montré que la prétendue action protectrice des couches superficielles n'existait nullement : ce physicien supprime complètement l'influence du champ démagnétisant en employant des tores au lieu de cylindres ; dans ces conditions, le flux d'induction total obtenu pour des noyaux de même forme extérieure et d'épaisseurs différentes a été proportionnel à la section de ces noyaux.

(1) JAMIN, *Journal de Ph.* (1), t. V, p. 73, 1876. FREILITZSCH, *Pogg. Ann.*, t. LXXX, p. 321, 1850. GROTRIAN, *Wied. Ann.*, t. L, p. 705, 1893 ; t. LII, p. 735, 1894 et t. LIV, p. 542, 1895.

(2) Ces idées ont été développées particulièrement par Du Bois, *Wied. Ann.*, t. LI, p. 529, 1894 et ASCOLI, *Rend. C. Acc. Lincei*, t. III, passim, 1894 et *Nuovo Cimento* (4), t. I, p. 5 et 108, 1895.

(3) KIRSTÆDTER, *Inaug. Dissert.*, Leipzig, 1896, et *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 72, 1898.

38. — Une explication ingénieuse des avantages présentés par les aimants lamellaires de Jamin a été donnée par Ascoli (1), explication basée encore sur la considération du champ démagnétisant : supposons, pour simplifier, chaque lame assez mince pour que le champ démagnétisant y soit négligeable ; le cycle d'aimantation pour une variation du champ d'amplitude H sera représenté par une courbe telle que $ABRC$ (fig. 5) ; l'aimanta-

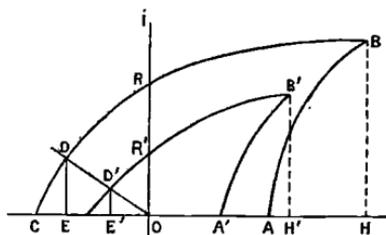


Fig. 5.

tion permanente pour chaque lame sera mesurée par OR ; réunissons maintenant les lames en faisceau ; il y aura alors un certain champ démagnétisant, OE par exemple, de sorte que l'aimantation résiduelle pour chaque lame sera représentée non plus par OR , mais par ED ; le facteur démagnétisant est, comme on sait, le rapport qui existe entre le champ démagnétisant et l'intensité d'aimantation ; ce sera donc ici

$$N = \frac{OE}{ED} = \cotg \widehat{EOD}.$$

Soumettons maintenant au même champ magnétique H le faisceau lui-même, et représentons par une courbe, comme précédemment, l'aimantation d'une seule lame ; le champ démagnétisant existant pendant que le faisceau est aimanté, l'amplitude du champ réel sera non pas H , mais $H' < H$, de sorte qu'on aura une courbe telle que $A'B'C'$; mais le facteur démagnétisant est le même que tout à l'heure : c'est celui du faisceau ; donc, la droite OD coupant la courbe en D' , l'aimantation rémanente pour une lame est $D'E'$, qui est inférieure à DE . Ainsi, l'aimantation que conserve finalement une quelconque des lames

(1) ASCOLI, *Rendi C. Acc. Lincei*, t. VI, p. 61, 1897.

est plus grande quand on aimante séparément chacune d'entre elles que lorsqu'on les aimante après les avoir réunies.

Ascoli a d'ailleurs vérifié expérimentalement la justesse de cette explication ; il aimante une tige de fer dont la longueur est d'environ 300 diamètres, et, utilisant pour calculer le champ réel la valeur du facteur démagnétisant d'un tel cylindre, il trace la courbe d'aimantation ABC ; il rassemble ensuite en faisceau 200 de ces tiges, les aimante sous l'action du même champ que précédemment ; la différence des abscisses correspondant, dans la nouvelle courbe d'aimantation (tracée pour une seule tige) et dans la précédente, à une même intensité d'aimantation, donne, comme il a été dit plus haut (31), le champ démagnétisant NI et par suite le facteur démagnétisant N du faisceau ; celui-ci étant connu, on peut construire la courbe A'B'C' d'aimantation d'une tige dans le deuxième cas, c'est-à-dire représenter la variation de I en fonction du champ réel ; on trace alors la droite OD'D ;

le rapport $\frac{DE}{D'E'}$ a été trouvé égal à 1,24. D'autre part, le rapport des moments magnétiques du faisceau, les tiges ayant été aimantées séparément ou ensemble, a été trouvé égal à 1,25.

Il semble donc bien que la considération du champ démagnétisant et des propriétés générales des cycles d'aimantation suffise à expliquer tous les résultats expérimentaux qui avaient paru longtemps exiger des particularités spéciales.

39. — Il est probable d'ailleurs que le défaut d'homogénéité causé par la trempe a aussi quelque influence perturbatrice sur la distribution : cette influence permettrait seule d'expliquer des expériences de Jamin dans lesquelles la disparition d'une couche superficielle assez faible, dissoute par un acide, a eu pour effet de faire disparaître presque complètement l'aimantation. Ce phénomène a été trouvé beaucoup moins marqué dans des expériences effectuées, par la même méthode, par Veillon (1) ; le moment magnétique a diminué seulement un peu plus vite que le poids. Je suis arrivé moi-même à un résultat analogue en dissolvant peu à peu dans de l'acide sulfurique étendu des tiges d'acier de 33 centimètres de longueur et 2 mm,5 de diamètre, aimantées sous l'action d'un champ produit par un cou-

(1) H. VEILLON, *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 311, et *Éclairage Électrique*, t. X, 461, 1897.

rant continu; voici quelques-uns des nombres obtenus, les valeurs de $\frac{P'}{P}$ étant celles des rapports des poids, et $\frac{\delta'}{\delta}$ représentant celles des rapports des moments magnétiques :

1 ^{re} tige . . .	{	$\frac{P'}{P}$	0,938	893	782	655	477	228
		$\frac{\delta'}{\delta}$	0,883	806	721	637	441	200
2 ^e tige . . .	{	$\frac{P'}{P}$	0,939	912	864	796	673	396
		$\frac{\delta'}{\delta}$	0,838	730	750	702	579	311

40. **Choix de la matière.** — La substance employée pour constituer un aimant permanent doit avoir les deux propriétés suivantes : 1^o Être capable d'acquérir une aimantation permanente considérable ; 2^o correspondre à un champ coercitif aussi grand que possible, parce que c'est de la valeur de ce champ que dépend la facilité avec laquelle se perd l'aimantation une fois acquise. La plus employée est l'acier trempé, puis recuit. Les conditions à réaliser ont été étudiées surtout par Barus et Strouhal (1), du Bois et Taylor Jones (2) et M^{me} Skodlowska Curie (3).

L'acier ne prend la trempe favorable à une aimantation permanente et un champ coercitif considérables que si on l'a chauffé à une température supérieure à celle à laquelle il perd ses propriétés magnétiques. Voici quelques nombres à ce sujet.

	Champ coercitif.	Int. d'aim. rém.
Acier non trempé.	8	85
Le même, trempé à l'état magnétique à 705°.	14	130
Le même, trempé à l'état non magnétique, à 770°.	52	410

(1) BARUS et STROUHAL, *Bull. of the United States Geological Survey*, 1885, n^o 14, p. 238.

(2) DU BOIS et E. TAYLOR JONES, *Éclairage Électrique*, t. IX, p. 178 et 227, 1896.

(3) M^{me} SKODLOWSKA CURIE, *Bull. de la Soc. d'encourag. pour l'ind. nationale* (2), t. III, p. 36, 1898, et *Éclairage Électrique*, t. XV, p. 471 et 501, et t. XVI, p. 117, 1898.

D'ailleurs, l'aimantation permanente est plus grande si l'acier trempé est recuit ; mais ce recuit diminue le champ coercitif d'autant plus que la température du recuit est plus élevée ; ainsi un recuit à 200° réduit le champ coercitif de moitié ; à 100°, de 12 à 13 p. 100 ; on se contente donc d'un recuit à 60° ou 70°, qui ne diminue le champ coercitif que de 1 à 3 p. 100.

Les chocs que subit un aimant permanent diminuent son aimantation, mais changent peu le champ coercitif ; on rend l'aimantation presque insensible aux chocs en désaimantant d'abord partiellement le barreau, de 5 à 6 p. 100 par exemple de son aimantation maxima.

Avec ces précautions, on peut obtenir des aimants permanents très constants ; M^{me} Curie cite un aimant qui est resté constant à $\frac{1}{300}$ près pendant environ quinze mois.

Parmi les aciers au carbone, c'est celui qui renferme 1 et demi p. 100 de carbone qui semble le meilleur pour la construction des aimants ; la présence d'un métal étranger modifie peu en général l'aimantation maxima, mais peut augmenter beaucoup le champ coercitif ; le nickel et le chrome, et surtout le tungstène et le molybdène, améliorent beaucoup les aciers à aimants.

41. **Intensité de l'aimantation permanente.** — Il semble difficile de trouver une relation entre une certaine aimantation induite et l'aimantation permanente qui lui correspond ; M. Bouty a trouvé que le rapport de la seconde à la première décroît d'une manière continue pour un acier où l'aimantation permanente était considérable ; pour un autre échantillon où l'aimantation permanente était plus faible, le rapport décroit d'abord, puis augmenta après un minimum (1). Cependant Houston et Kennely (2) ont déduit des nombres donnés par Ewing dans son livre : *Magnetic Induction in Iron* la relation suivante entre l'induction induite maxima B_m et l'induction rémanente B_r ,

$$B_r = a (B_m - b),$$

a et b étant des constantes qui varient avec les échantillons.

(1) E. BOUTY, *Mém. sc. de l'École normale* (2), t. V, p. 123, 1876.

(2) HOUSTON et KENNELY, *The Electrical World*, 1^{er} juin 1895.

Fessenden (1) a confirmé cette loi dans le cas du fer doux, mais seulement pour les valeurs assez faibles de l'induction ; pour les valeurs de B_m supérieures à 10 000, la formule paraît en défaut.

Les barreaux relativement courts employés ordinairement ont une intensité d'aimantation variant entre 200 et 400 ; avec des tiges d'acier très minces, Kohlrausch a pu aller jusqu'à près de 800.

(1) FESSENDEN, *The Electrical World*, 13 août 1895.

CHAPITRE II

ÉTUDE PARTICULIÈRE DU FER ET DE SES DÉRIVÉS

42. — Il importe de faire remarquer, avant de donner quelques détails sur les propriétés magnétiques des différentes espèces de fer et d'acier, que ces propriétés ne sauraient être définies d'une manière très précise ; la moindre modification, insignifiante en apparence, une flexion, par exemple, peut les altérer en effet d'une manière notable ; toute aimantation les altère aussi, et il est nécessaire après aimantation de chauffer une pièce de fer au rouge pour lui donner des propriétés magnétiques définies, qui ne sont pas en général ses propriétés initiales. C'est pourquoi on n'a pu jusqu'ici trouver aucune loi satisfaisante pour représenter les phénomènes d'aimantation.

1^o FER

43. **Fer doux.** — Le fer appelé doux au point de vue magnétique est le fer à peu près pur qui n'a pas été travaillé après avoir été chauffé au rouge ; c'est le plus sensible à l'action d'un champ magnétique ; sa perméabilité est élevée, son champ coercitif faible, et par suite la courbe d'hystérésis peu développée ; il est également doux au point de vue mécanique, c'est-à-dire facile à déformer et à travailler.

L'aimantation résiduelle du fer doux dépend des conditions de l'expérience : elle est plus considérable quand le champ disparaît graduellement que lorsqu'il est supprimé brusquement ; elle atteint habituellement 80 à 90 p. 100 de l'aimantation induite maximum.

L'aimantation du fer doux est extrêmement sensible aux chocs, aux trépidations : si le fer est soumis à un champ magnétique, il atteint une aimantation plus intense à la faveur des

chocs que si on le laisse au repos ; s'il a acquis une certaine aimantation permanente, il la perd très rapidement et presque complètement sous l'influence des chocs.

Enfin, un phénomène particulièrement développé pour le fer doux est le *retard* ou *trainage magnétique* ; ce phénomène consiste en ce que, surtout pour des champs très faibles, le fer n'obéit pas instantanément au champ ; si on augmente par exemple brusquement le champ magnétisant, l'aimantation augmente d'abord brusquement, puis continue à croître pendant un temps plus ou moins long, qui est en général de quelques secondes et peut atteindre plusieurs minutes. Nous étudierons le trainage magnétique à propos des relations entre l'aimantation et le temps.

44. — Nous allons donner quelques exemples d'aimantation du fer doux, permettant de se faire une idée des valeurs numériques atteintes par l'aimantation pour les différentes valeurs du champ.

1° Cycle d'aimantation d'un fil de fer doux dont la longueur vaut 400 diamètres (1). H varie entre les valeurs ± 17 ; les expériences sont faites par la méthode balistique. On a

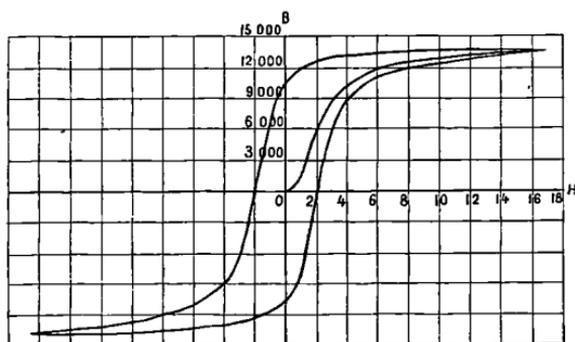


Fig. 6.

porté en ordonnées les valeurs de l'induction magnétique B (fig. 6).

2° Courbe d'aimantation d'un anneau de fer doux à section

(1) EWING, *Phil. Trans*, 1885, p. 539 ; *Magn. Induction in Iron*, p. 76.

circulaire, étudié par la méthode balistique. H varie de 0 à 64 (1) (fig. 7).

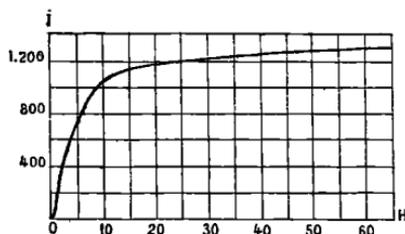


Fig. 7.

3° Courbe d'aimantation d'un ellipsoïde de fer doux recuit, déterminée par la méthode magnétométrique (2). Ces expériences sont celles qui ont servi à du Bois pour vérifier la proportionnalité entre la rotation du plan de polarisation dans le phénomène de Kerr et l'intensité d'aimantation ; le coefficient de proportionnalité ainsi fixé servait dans l'étude de l'aimantation par des champs intenses dont le principe a été exposé plus haut. Dans les expériences faites avec l'ellipsoïde, le champ, corrigé du champ démagnétisant, a varié de 100 à 1 200 (fig. 8) ;

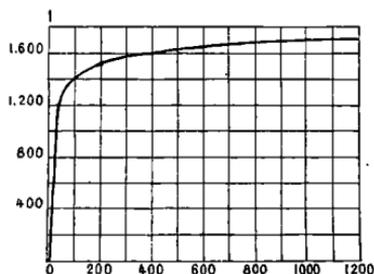


Fig. 8.

4° Valeurs de l'intensité d'aimantation, de l'induction et de la perméabilité d'une pièce de fer doux de Suède, obtenues par

(1) ROWLAND, *Phil. Mag.* (4), t. XLVI, p. 140, 1888.

(2) DU BOIS, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, p. 25, 1890, et *Phil. Mag.* (5), t. XXIX, p. 263, 1890.

Ewing par la méthode de l'isthme (1). H a varié de 1490 à 19880.

H	I	B	μ
1490	1680	22650	15,20
3600	1680	24650	6,85
6070	1680	27130	4,47
8600	1720	30270	3,52
18310	1640	38960	2,13
19450	1700	40820	2,10
19880	1700	41140	2,07

45. — Dans le cas de fer presque pur, ne renfermant que quelques dix-millièmes d'impuretés, l'aimantation atteint des valeurs plus élevées que celles indiquées par les exemples précédents, mais il est difficile de se rapprocher dans l'industrie de conditions si particulières. Ainsi, Wilson obtient avec un échantillon renfermant seulement 0,1 p. 100 de manganèse, 0,013 de soufre, et des traces de carbone et de silicium (2) :

H.	0,783	1,14	1,17	1,42	1,66	2,23	2,68	4,74	9,24
B.	1965	4840	5150	7500	9100	11460	12500	14270	15270
μ .	2510	4225	4400	5280	5480	5140	4660	3010	1650

46. Variation de la perméabilité. — Au lieu de représenter les variations de l'intensité d'aimantation en fonction du champ,

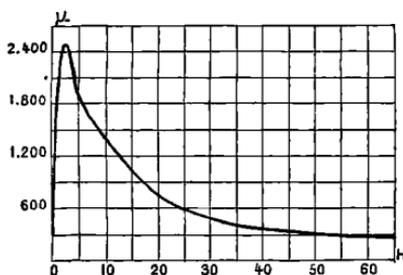


Fig. 9.

on peut figurer celles de la susceptibilité ou de la perméabi-

(1) EWING, *Magn. Induction in Iron*, p. 144.

(2) J. HOPKINSON, *Proc. Roy. Soc. London*, t. LII, p. 228; 1898.
E. WILSON, *The Electrical Review*, t. XLII, p. 313, 1898; *Éclairage Électrique*, t. XVIII, p. 39, 7 janvier 1899.

lité; nous avons vu qu'un tel mode de représentation n'est applicable, et encore sous certaines réserves, qu'à l'aimantation d'une pièce, non aimantée, sous l'action d'un champ croissant d'une manière continue à partir de 0. Voici par exemple les courbes figurant les variations de μ dans les expériences de

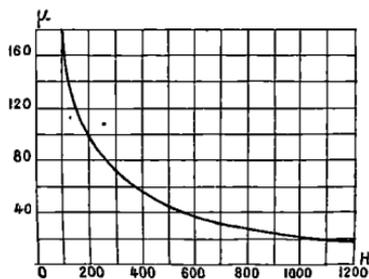


Fig. 10.

Rowland et de du Bois (2^e et 3^e exemples précédents) (fig. 9 et 10).

Le mode de variation de μ est très différent pour les différents échantillons; le maximum est généralement, pour le fer doux, plus accusé que dans la courbe de la figure 9; nous donnerons d'ailleurs plus loin un tableau des valeurs numériques obtenues pour μ dans différents cas.

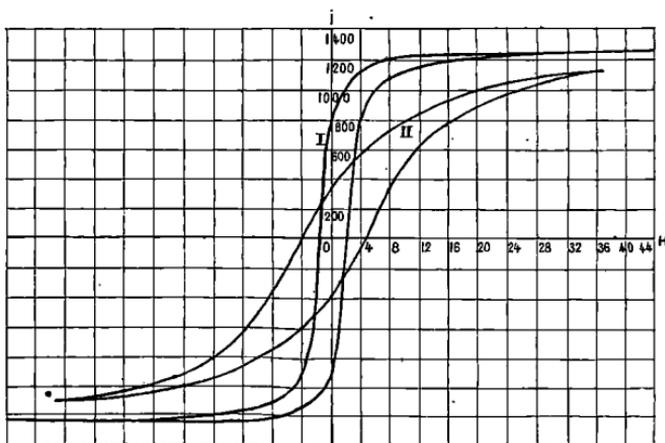


Fig. 11.

47. Fer dur. — Lorsque le fer a été soumis à des actions

mécaniques, on dit qu'il est « dur » ; il est alors plus difficile à travailler. Au point de vue magnétique, ses propriétés sont extrêmement variables ; tout ce qu'on peut dire de général, c'est que sa perméabilité magnétique est moins grande que celle du fer doux, et qu'il obéit plus difficilement à l'action d'un champ magnétique ; ainsi son champ coercitif est plus grand que celui du fer doux. Ces différences ressortiront de la comparaison des deux courbes précédentes (fig. 11, I et II), obtenues en soumettant à un même cycle de champ magnétique, un fil de fer d'abord doux, puis étiré de manière que sa longueur augmentât d'environ 10 p. 100 (1).

Le maximum de la perméabilité magnétique correspond dans le premier cas à $H = 2,6$ et a pour valeur 3080 ; dans le deuxième, à $H = 11$, sa valeur étant seulement de 670.

2° ACIERS ET FONTES

48. — L'union du carbone au fer peut modifier d'une manière très variable ses propriétés magnétiques. L'acier doux, aussi bien au point de vue magnétique qu'au point de vue mécanique, est celui qui renferme le moins de carbone ; il peut atteindre une aimantation maximum à peu près de même ordre que celle du fer ; mais il approche plus lentement de ce maximum, de sorte que sa perméabilité magnétique est plus faible ; le champ coercitif est beaucoup plus grand que pour le fer

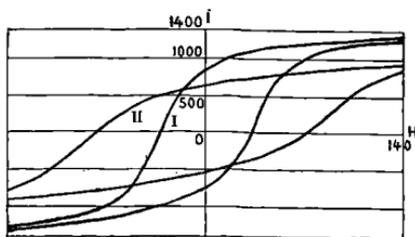


Fig. 12.

alors qu'il est de 1 à 3 CGS pour le fer doux, il est de l'ordre de 20 à 50 pour l'acier ordinaire.

En écrouissant l'acier doux, on modifie comme dans le cas

(1) EWING, *Magn. Ind. in Iron*, p. 81 et *Phil. Trans.*, 1885, p. 547.

du fer ses propriétés magnétiques; l'aimantation induite ou résiduelle est diminuée, le champ coercitif augmente, la perméabilité magnétique est très réduite. Les deux courbes de la figure 12 se rapportent à un acier de Harlem dont du Bois et Taylor Jones ont déterminé la courbe d'aimantation à l'état doux, puis après écrouissage (1).

Les propriétés magnétiques s'affaiblissent à mesure que la proportion de carbone augmente; elles peuvent d'ailleurs être profondément modifiées par la température de la trempe et celle du recuit, comme nous l'avons vu à propos des aimants permanents. Il est intéressant de remarquer que les autres propriétés sont altérées, dans les mêmes conditions, d'une façon continue (2). Ainsi la résistivité et le pouvoir thermoélectrique varient avec la température du recuit, et leur mesure, plus facile que celle de l'aimantation même, peut permettre de prévoir à peu près les propriétés magnétiques.

49. — L'union au fer d'autres métaux, avec ou sans carbone, produit des résultats très variables; nous avons vu que le chrome, le nickel, et surtout le tungstène et le molybdène, améliorent les propriétés magnétiques, en augmentant le champ coercitif sans influencer sensiblement sur l'aimantation même; mais en général les alliages du fer sont beaucoup moins magnétiques que si le fer y conservait ses propriétés magnétiques. Ainsi, les alliages de fer et d'antimoine étudiés par M. Weiss (3), avaient les perméabilités suivantes :

Proportion de fer.	56,8 %	51,2	42,7	38,6	33,9	26
Perméabilité . . .	14,3	5,25	2,57	1,064	1,006	1,00011

c'est-à-dire que la perméabilité, très faible pour tous, diminuait brusquement pour une proportion voisine de 38 p. 100. Hopkinson (4) a étudié des aciers peu magnétiques: ainsi, un acier à 12 p. 100 de manganèse et 1 p. 100 de carbone, a pour

(1) H. DU BOIS et E. TAYLOR JONES, *The Electrician*, 4 septembre 1896.

(2) BARUS et STROUHAL, *Bull. of Unit. St. Geol. Survey*, n° 14, 1885.

(3) P. WEISS, *Soc. française de physique*, 15 mai 1896. *Éclairage Électrique*, t. VIII, p. 248 et 306, 1896.

(4) J. HOPKINSON, *Proc. Roy. Soc. London*, 12 décembre 1889, 23 janvier et 1^{er} mai 1890.

perméabilité 1,4 et l'aimantation résiduelle y est sensiblement nulle.

La fonte a généralement une perméabilité moindre que le fer ou l'acier doux. Cependant certains échantillons de fonte Krupp ont, comme le fer doux, une perméabilité élevée et un champ coercitif faible (1).

50. — Le tableau suivant renferme les susceptibilité et perméabilité magnétiques *maximums* pour différents corps, de manière à faciliter les comparaisons (2).

	H	k	μ
Fer pur (Wilson)	1,64	437	5490
Fil de fer doux (Ewing).	2,6	245	3080
Le même, étiré	11	53	670
Fer forgé recuit (Rowland).	2,34	200	2472
Acier fondu (3)	2,3	203	2550
Autre acier fondu (3)	8,3	72	900
Fonte (3)	3,3	167	2100
Fil de nickel recuit (Ewing) (I_{max} , environ 500)	9,5	23,5	296
Fil de cobalt recuit (Ewing) (I_{max} , environ 1300)	25	13,8	174
Magnétite cristall. (axes ternaire et binaire ; Weiss) (I_{max} environ 470)	3	30	378
Alliages de fer et d'antimoine (Weiss)	»	de 1,06 à 000009	»

(1) EWING, *Éclairage Électrique*, t. VIII, p. 171, 1896.

(2) Outre les travaux cités, on pourra consulter sur les propriétés magnétiques des fers et aciers les importantes études suivantes : J. HOPKINSON, *Phil. Trans.*, 1885, p. 463, et *Elektr. Zeitschrift*, t. X, p. 434, 1889. STROUHAL et BARUS, *Bull. of the Un. St. Geol. Survey*, n° 14, 1885. EWING et Miss KLAASSEN, *The Electrician*, 6 avril 1894. STEINMETZ, *Trans. of the Amer. Inst. of electr. eng.*, t. IX, p. 1, janvier 1892, et p. 671, septembre 1892. EWING, *Proc. Inst. of elect. eng.*, 25 avril 1895 et 19 mai 1896. DU BOIS et E. TAYLOR JONES, *The Electrician*, 4 septembre 1896. M^{me} SKODLOWSKA CURIE, *Bull. de la Soc. d'encouragement pour l'industrie nationale* (2), t. III, p. 36, 1898.

(3) Lab. de la Reichanstalt de Charlottenburg, *Zeitschrift, f. Elektro-techn.*, t. XVI, p. 70, 1898; *Éclairage Électrique*, t. XVIII, p. 304, 25 février 1899.

48 ÉTUDE PARTICULIÈRE DU FER ET DE SES DÉRIVÉS

	H	k	μ
Acier à 12 p. 100 de manganèse et 1 p. 100 de carbone (Hopkinson).	»	0,112	
Chlorure ferreux concentré.	»	0,000044	»
Oxygène gazeux, à 0°.	»	0,000000176	»
Eau	»	— 0,00000079	»
Bismuth.	»	— 0,000015	»

CHAPITRE III

AIMANTATION ET TEMPS

51. — Les relations entre l'aimantation et le temps constituent l'une des parties les plus difficiles et les plus complexes de l'étude du magnétisme.

Nous avons vu en quoi consistent les *phénomènes d'hystérésis* : l'aimantation dépend non seulement de la valeur actuelle du champ, mais aussi des valeurs antérieures ; il y a en quelque sorte un retard dans l'action du champ.

Un autre phénomène de retard, observé dans des conditions moins générales, est celui du *traînage magnétique*, consistant en ce que, surtout pour les champs faibles et principalement dans le cas du fer doux, l'aimantation n'atteint pas immédiatement la valeur qui correspond à une nouvelle valeur du champ.

Enfin, surtout lorsque les variations du champ sont rapides, aux phénomènes précédents viennent se superposer ceux qui proviennent de l'influence des courants induits, de sorte que, dans le cas général, les résultats des expériences comportent des causes multiples et sont très difficiles à interpréter.

On s'est posé à ce sujet plusieurs questions d'un grand intérêt théorique ou pratique. Ainsi, puisque l'aimantation n'acquiesce pas aussitôt la valeur correspondant à une nouvelle valeur du champ, pourra-t-elle suivre des variations extrêmement rapides, par exemple celles provoquées par les oscillations hertziennes ? Les courbes d'hystérésis resteront-elles les mêmes pour différentes vitesses de parcours ?

Nous allons d'abord passer en revue les phénomènes dus à l'action des courants induits, puis nous exposerons les expériences encore peu nombreuses et peu précises, relatives aux phénomènes magnétiques eux-mêmes.

1° INFLUENCE DES COURANTS INDUITS

52. — Les retards observés dans un certain nombre d'expériences proviennent en grande partie des *extra-courants* se produisant dans le circuit magnétisant; ainsi, on sait qu'un gros électro-aimant n'atteint sa force portante maximum qu'après un temps qui peut atteindre plusieurs minutes; une partie de ce retard peut provenir des courants induits dans le noyau lui-même (comme nous le verrons en exposant des expériences récentes de Hopkinson); mais la plus grande partie provient sans doute du retard que l'extra-courant produit dans l'établissement même du courant magnétisant: un galvanomètre aperiodique placé sur le circuit n'atteint que progressivement sa déviation. La courbe d'établissement du courant a été étudiée par Th. Gray (1) sur un électro-aimant formé de plusieurs bobines qu'on pouvait disposer ensemble ou séparément, de manière à modifier la résistance, la self-induction, etc. La durée de la période variable dépend de la valeur de la force électromotrice utilisée: le courant magnétisant variant alors en effet lui-même, l'aimantation, et par suite les courants induits dans le noyau ou dans le circuit, varient également dans leur intensité et leur répartition.

Parmi les nombreuses expériences montrant cette action, on peut encore citer la suivante: l'armature de fer portée par un électro-aimant ne tombe pas, lorsqu'on renverse brusquement le courant, si le circuit magnétisant est court; elle tombe si le circuit est long; dans le premier cas, en effet, la self-induction du circuit étant peu considérable, l'extra-courant est faible, et le changement de signe du courant, et par suite de l'aimantation, est assez rapide pour que l'armature n'ait pas eu le temps de s'éloigner de l'aimant d'une façon appréciable lorsque l'aimantation a repris une valeur suffisante pour l'y maintenir.

53. — L'influence des *courants induits dans le noyau lui-même* est également facile à mettre en évidence: Helmholtz montre que si un circuit renferme une bobine dont le noyau est formé de fils de fer fins isolés, les variations du courant sont à peu

(1) Th. GRAY, *Proc. Roy. Soc. London*, t. LI, p. 503, 1892.

près aussi rapides que s'il n'y avait pas de fer, alors qu'un noyau massif les rend beaucoup plus lentes (1).

Dove se sert de deux bobines induites, reliées respectivement aux deux circuits d'un galvanomètre différentiel ; dans l'une d'elles est un noyau de fer plein ; dans l'autre, des fils fins en nombre tel que le galvanomètre reste au 0 quand on supprime le courant primaire ; on écarte ensuite un peu le faisceau de fils, de manière que l'avantage reste à la bobine à noyau plein ; on observe cependant une déviation d'abord dans le sens correspondant au courant induit dans la bobine à faisceau, puis une déviation plus forte dans l'autre sens ; le courant induit s'établit en effet plus rapidement dans la première que dans la deuxième, et, bien qu'il soit plus faible au total, l'emporte au début (2).

Les expériences d'Hopkinson (3) mettent en évidence d'une manière plus directe le retard dû aux courants induits. Dans un noyau cylindrique massif, entouré par une bobine, sont pratiquées des cavités cylindriques où l'on place de petites bobines reliées respectivement à un galvanomètre ; si on renverse le courant primaire, on observe des déviations présentant un maximum atteint au bout d'un certain temps, variant, comme il est naturel, avec la distance de la bobine secondaire à la surface ; ce retard dépend de la force électro-motrice utilisée ; il augmente d'abord avec elle, puis diminue ; son maximum correspond à la valeur du champ magnétisant pour laquelle la perméabilité du noyau est la plus grande et a été jusqu'à 4 minutes. Le retard du maximum de la déviation, près du centre d'un noyau, sur le renversement du courant primaire, est à peu près proportionnel au carré du diamètre du noyau ; en extrapolant cette loi, Hopkinson trouve que l'effet du renversement se ferait sentir au centre d'un fil de un quart de millimètre de diamètre au bout d'un temps de l'ordre de $1/40000^e$ de seconde, au centre de la terre, après seulement plusieurs milliers d'années, et il fait remarquer que des courants induits de ce genre, dus à une cause initiale à déterminer, et parcourant la terre,

(1) HELMHOLTZ, *Pogg. Ann.*, t. LXXXIII, p. 535, 1851.

(2) DOVE, *Pogg. Ann.*, t. XLIX, p. 73, 1840.

(3) J. HOPKINSON, *Proc. Roy. Soc. London*, t. LVI, p. 108, 1894. Trad. *in extenso* dans *l'Éclairage Électrique*, t. IV, p. 229 et 281, 1895.

pourraient donner lieu à des phénomènes analogues à ceux du magnétisme terrestre, et ne s'amoulineraient que très lentement.

2° RETARD DANS L'ÉTABLISSEMENT DE L'AIMANTATION ELLE-MÊME

54. **Trainage magnétique.** — Dans ses expériences sur l'aimantation par un champ très faible (20), lord Rayleigh compensait l'action de la tige étudiée par celle d'une bobine parcourue par le courant magnétisant lui-même; lorsque la tige est d'acier ou de fer dur, la compensation établie pour une certaine intensité de ce courant subsiste si on donne à celle-ci une nouvelle valeur comprise dans les limites indiquées plus haut; ainsi, l'aimantation correspondant à la nouvelle valeur du champ est acquise d'un seul coup; lorsque la tige est de fer doux, on observe au contraire une augmentation progressive de l'aimantation correspondant à une certaine augmentation brusque du champ.

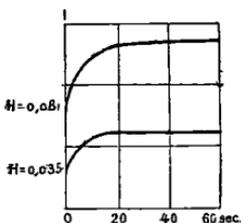


Fig. 13.

Ces expériences ont été reprises avec grand soin par Ewing (1), qui avait d'ailleurs signalé, antérieurement aux expériences de lord Rayleigh, le phénomène précédent. Les courbes de la figure 13 donnent, par exemple, la variation de l'intensité d'aimantation en fonction du temps pour un fil de fer forgé de 39^{cm},6 de longueur et 0^{cm},404 de diamètre, soumis brusquement à des champs d'intensité $H = 0,035$ et $H = 0,081$.

Dans d'autres expériences, Ewing fait croître le champ jusqu'à environ 0,5 par bonds successifs, en laissant un intervalle d'une minute entre les différentes variations du champ; à chaque variation il se produit d'abord une augmentation brusque de l'intensité d'aimantation, puis une augmentation de plus en plus lente, qui, au bout d'une minute, est une fraction notable de la première, par exemple un tiers ou même un demi.

(1) EWING, *Magn. Ind. in Iron*, p. 122; *Phil. Trans.*, 1885, p. 569 et *Proc. Roy. Soc. London*, 20 juin 1889.

Klémencic (1) a opéré avec des valeurs du champ allant jusqu'à 1,63 ; il trouve que l'augmentation croît, en valeur absolue, avec l'intensité du champ, mais beaucoup plus lentement que l'aimantation elle-même ; la valeur relative de cette augmentation (rapportée à l'aimantation totale), tend au contraire rapidement vers 0 lorsque le champ croît.

Lorsque le champ a été maintenu longtemps à la valeur qui précède une certaine augmentation, l'accroissement de l'intensité d'aimantation qui suit la variation brusque du champ est beaucoup plus lent que si le champ n'est resté que très peu de temps à sa valeur primitive ; l'effet immédiat de la variation du champ sur l'aimantation est d'ailleurs à peu près le même dans les deux cas.

Une conséquence curieuse de ces phénomènes de traînage a été indiquée par Ewing : si on produit une variation alternative rapide du champ, l'aimantation passe seulement par les valeurs immédiates, et se trouve représentée par une droite telle que AOA' (fig. 14) ; si on produit la même variation d'une façon extrêmement lente, l'aimantation atteindra la valeur maximum (ou à peu près) correspondant à chaque valeur du champ, et on obtiendra une droite BOB' ; si on amène le champ rapidement à son maximum, qu'on l'y laisse un moment, puis qu'on passe rapidement au minimum, suivi d'une nouvelle pause, etc., on obtiendra une courbe telle que BC'B'C ; cette courbe enfermant une certaine aire, il y aura dissipation d'énergie (76), ce qui ne se produirait pas dans les deux premiers cas.

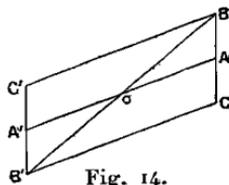


Fig. 14.

55. — Cette variation de l'aimantation dans les champs faibles ne peut être confondue avec les phénomènes de retard dus aux courants induits ; en se reportant aux résultats numériques de Hopkinson, on trouve que pour une tige de l'épaisseur de celle qui a servi à Ewing (0^{cm},4) le retard produit par les courants induits serait d'environ 1/100^e de seconde au

(1) KLÉMENCIC, *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 68, 1897 et t. LXIII, p. 61, 1897. Voir aussi C. FROMME, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 41, 1898 ; l'auteur étudie les phénomènes qui se produisent quand on fait passer le champ d'une valeur H à une valeur plus faible h , qui peut être nulle.

centre alors qu'il atteint ici plusieurs minutes. Elle est aussi d'une autre nature que l'hystérésis, car nous verrons plus loin que la forme des courbes d'aimantation varie assez peu avec la rapidité de variation du champ. C'est donc un phénomène particulier concernant le déplacement des particules magnétiques dans le voisinage de leur position d'équilibre.

56. Propagation de l'aimantation de proche en proche. — Les expériences relatives à la propagation de l'aimantation sont peu nombreuses et n'ont pas encore conduit à des résultats bien nets; mais elles semblent cependant mettre en évidence un phénomène ne dépendant pas non plus de l'action des courants induits.

BEEZ (1) place près d'une des extrémités d'un barreau de fer une petite bobine inductrice B, et, près de l'autre extrémité, une bobine inductrice B'; un mécanisme particulier permet de fermer ou d'ouvrir le courant inducteur et de mesurer au bout d'un temps très court, variable et connu, l'intensité du courant induit dans B', il trouve ainsi qu'il s'écoule un certain temps entre l'ouverture, par exemple, du courant inducteur et la production du courant induit; avec un barreau de 58^{cm} de longueur et 2^{cm},4 d'épaisseur, l'intervalle de temps est d'environ 8/1 000^e de seconde. La même expérience ayant été faite avec un canon de fusil intact puis avec un autre fendu suivant une génératrice, a donné sensiblement les mêmes résultats, ce qui montre que les courants induits périphériques n'ont pas d'influence notable. On observe encore un certain intervalle, plus court que les précédents, en employant un faisceau de fils de fer.

DONATI et POLONI (2) employaient une bobine induite de position variable et déterminaient l'intensité du courant induit pour chaque distance des deux bobines; ils trouvent ainsi une fonction de la forme

$$i = A. e^{-\alpha x} \left(1 - e^{-\beta \frac{t}{x}} \right).$$

Mais la quantité β varie avec x , de sorte qu'on ne peut

(1) BEEZ, *Pogg. Ann.*, t. CV, p. 497, 1858.

(2) DONATI et POLONI, *Nuovo Cimento* (2), t. XIII, p. 97 et 242, 1875.

représenter les variations par rapport au temps par la même fonction en chaque point. G. WIEDEMANN (1) fait remarquer avec juste raison que ces expériences présentent une grave cause d'erreur, les variations de l'aimantation dans la partie même du noyau entourée par la bobine n'étant pas instantanées à cause de l'action, si faible soit-elle, des courants induits; cette action ne suffit d'ailleurs pas à expliquer la totalité du phénomène, comme le montrent les expériences de Beetz.

Si la bobine inductrice placée près d'une des extrémités d'un noyau est parcourue par un courant périodique, l'aimantation aux différents points du noyau présentera une différence de phase augmentant avec l'éloignement du point; c'est ce qu'on peut constater en faisant passer le courant inducteur dans une des bobines d'un électrodynamomètre, dont l'autre bobine est parcourue par le courant induit dans une bobine déplaçable le long du noyau (2); ou encore en plaçant une bobine inductrice à chaque extrémité d'un noyau allongé: il se produit alors dans celui-ci des ondes stationnaires qu'on étudiera au moyen d'une bobine induite mobile, reliée à un appareil sensible, par exemple à un téléphone (3).

57. Influence de la vitesse de variation du champ sur la forme des courbes d'aimantation. — La comparaison entre les courbes d'aimantation correspondant à une même variation du champ opérée très lentement, puis avec rapidité, a été faite par J. et B. Hopkinson, puis par J. Hopkinson, Wilson et Lydall (4), la dernière courbe étant construite par le procédé indiqué plus haut (13); les deux courbes atteignent à peu près le même maximum, mais la courbe correspondant à une variation rapide (fréquence = 125) est légèrement déformée par rapport à l'autre; cette déformation est plus manifeste pour l'acier que pour le fer doux; la différence correspondant dans une autre série d'expériences aux courbes obtenues avec les fréquences 72 et 5 est plus grande que celle qui existe entre

(1) G. WIEDEMANN, *Die Lehre der Electricität*, t. IV, p. 229.

(2) OBERBECK, *Wied. Ann.*, t. XXII, p. 672, 1884.

(3) TROUTON, *The Electrician*, t. XXVII, p. 520, 1891. TROWBRIDGE, *Phil. Mag.* (5), t. XXXIII, p. 374, 1892.

(4) J. et B. HOPKINSON, *The Electrician*, 9 septembre 1892. J. HOPKINSON, WILSON et LYDALL, *Proc. Roy. Soc. London*, t. LIII, p. 352, 1892.

cette dernière courbe et celle qui est obtenue au moyen d'une variation lente, ce que les auteurs interprètent en pensant que la différence est due à un véritable *effet de temps* ; les noyaux utilisés dans ces expériences étaient des paquets, en forme de tore, de fils de fer de un quart de millimètre, isolés, de manière à rendre négligeable l'action des courants induits.

La méthode d'Hopkinson a été appliquée par Breslawer (1) à la même comparaison, pour un noyau constitué par des lames de tôle d'environ un quart de millimètre d'épaisseur, découpées de manière à former un tore ; il a trouvé que les courbes cycliques obtenues pour une fréquence voisine de 25 différaient nettement des courbes correspondant à une variation lente ; dans la partie montante, la courbe rapide est en retard

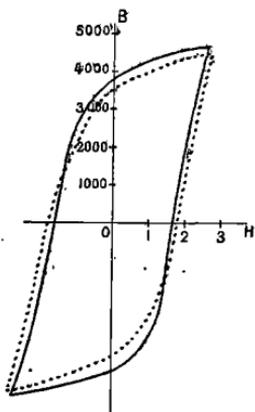


Fig. 15.

sur la courbe lente, et, dans la partie descendante, elle est au contraire en avance ; ainsi, la figure 15 représente en trait plein une courbe lente, en pointillé la courbe rapide correspondante ; le maximum du flux d'induction pour la variation rapide est en retard sur le maximum du courant magnétisant d'un intervalle qui a varié, pour une fréquence à peu près constante de 25, entre $1,74 \cdot 10^{-3}$ et $0^s,38 \cdot 10^{-3}$.

J'ai appliqué la même méthode, avec quelques modifications, à la construction, pour différentes fréquences, des courbes représentant la variation du flux d'induction en fonction du champ (2) ; ces expériences avaient pour but l'étude de l'influence de la fréquence et particulièrement du rôle des courants induits ; elles ont donc été faites sur des noyaux, en forme de tore, comprenant plusieurs intermédiaires entre un noyau plein et un noyau de fils fins ($0^{\text{mm}},2$ de diamètre) ; le maximum du flux d'induction s'est toujours trouvé en retard sur celui du courant (3). Avec le noyau plein ou les noyaux de gros fils,

(1) Max BRESLAUER, *Inaug. Dissertation*, Berlin, 1895.

(2) Ch. MAURAIN, *Ann. de Ch. et de Ph.* (7), t. XIV, p. 282, 1898 ; *Journ. de Ph.* (3), t. VII, p. 461, 1898.

(3) Son zéro est également en retard sur celui du courant, mais ce

l'intervalle de temps séparant les deux maximums est plus considérable que pour les autres, à cause de l'influence manifeste des courants induits ; mais même pour les noyaux les plus divisés, où ceux-ci sont extrêmement réduits, on trouve encore un intervalle de l'ordre de $1/1000^{\circ}$ de seconde. Il semble donc bien qu'on ne puisse rapporter ce phénomène à l'influence des courants induits et qu'il s'agisse là d'un retard effectif de l'aimantation sur le champ.

Ainsi, les résultats des expériences précédentes montrent qu'une vitesse de variation correspondant à celle des courants alternatifs ordinaires apporte déjà certaines modifications à l'action du champ sur le magnétisme du fer.

3° AIMANTATION ANOMALE

58. — On réunit habituellement sous le nom de phénomènes d'aimantation anormale des faits particuliers d'aimantation résiduelle, pouvant se résumer ainsi : dans certains cas cette aimantation est de sens inverse à celui qu'on pourrait attendre, ou bien le barreau étudié présente plusieurs couches aimantées alternativement dans les deux sens, ou encore plusieurs barreaux placés dans des conditions qui semblent au premier abord les mêmes, ne se trouvent pas aimantés de la même façon. On peut diviser les résultats obtenus en deux groupes, suivant qu'on emploie un courant continu ou une décharge électrique.

59. **Aimantation anormale à l'ouverture d'un courant continu** (1). — Lorsqu'on supprime brusquement le champ magnétisant, on obtient en général une aimantation résiduelle plus

deuxième retard n'est pas particulier aux courbes correspondant à une variation rapide, tandis que, dans les courbes correspondant à une variation lente, le maximum de l'induction magnétique coïncide toujours avec celui du courant magnétisant.

(1) Von WALTENHOFEN, *Wien. Ber.* (2), t. XLVIII, p. 564, 1863 et *Pogg. Ann.*, t. CXX, p. 560, 1863. RIGHI, *C. R.*, t. XC, p. 668, 1880; *Journ. de Phys.* (1), t. X, p. 483, 1881; *Mém. di Bologna* (4), t. I, p. 20, 1880. BARTOLI et ALESSANDRI, *Nuovo Cimento* (3), p. 816, 1880. G. WIEDEMANN, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, p. 620, 1887 et *Die Lehre der Electr.*, t. IV. FROMME, *Wied. Ann.*, passim, 1873 à 1895. P. WEISS, *Éclairage Électrique*, t. VIII, p. 56 et 105, 1896.

faible que lorsqu'on le diminue progressivement jusqu'à zéro ; parfois, surtout si le barreau employé est épais, l'aimantation résiduelle est de sens inverse à celui de l'aimantation induite produite par le courant. L'aimantation résiduelle obtenue après une diminution progressive du champ n'est au contraire jamais anormale.

60. — On a fait sur la cause de ces phénomènes plusieurs hypothèses :

1° Les particules magnétiques étant brusquement écartées de la position qu'elles occupaient sous l'action du champ, se mettraient à osciller et s'arrêteraient à une phase quelconque de leur mouvement oscillatoire, le point d'arrêt pouvant être en deçà de leur position d'équilibre dans un champ nul. Lorsqu'on supprime graduellement le champ, les particules n'oscilleraient pas et arriveraient à la position la plus rapprochée possible de leur position primitive ;

2° La suppression brusque du courant magnétisant ferait naître dans le circuit des extra-courants oscillatoires sous l'action desquels l'aimantation du noyau peut-être modifiée de différentes façons. Ces courants oscillatoires étant en général assez rapides, les couches superficielles du noyau doivent former écran pour les couches intérieures (79), de sorte que cette cause s'appliquerait principalement aux barreaux minces pour lesquels la partie superficielle, seule intéressée ici, a une importance relative plus considérable que pour les barreaux épais ;

3° La suppression brusque du champ produirait dans le noyau lui-même des courants induits fermés, dans des plans perpendiculaires à la direction de l'aimantation, et de sens tel qu'ils tendent à empêcher la disparition de l'aimantation dans les parties centrales, c'est-à-dire de même sens que le courant magnétisant. Mais ces courants induits se produisant dans le noyau lui-même n'auraient une action nulle sur les couches extérieures que si le barreau était de longueur infinie ; ils tendent dans le cas général à aimanter les couches superficielles dans le sens inverse de celui de l'aimantation primitive : cette aimantation superficielle produirait ainsi des phénomènes d'aimantation anormale.

61. — Il semble bien que ces différentes causes intervien-

nent en effet ensemble ou séparément. Remarquons qu'elles disparaissent toutes dans le cas d'une diminution progressive du champ.

L'action de la première cause semble ressortir de ce fait que, si on a au préalable donné à un barreau une aimantation résiduelle dans le sens normal, par une diminution progressive du champ, et qu'on fasse ensuite une expérience avec suppression brusque du champ, l'aimantation obtenue n'est jamais anormale; elle peut être anormale au contraire si l'aimantation résiduelle primitive était dans le sens anormal.

Les oscillations dans la bobine interviennent seules dans les expériences de M. Weiss : le noyau est formé de magnétite, substance peu conductrice, de sorte que les courants induits y sont peu intenses; d'ailleurs on supprime toutes les irrégularités observées d'abord en plaçant entre la bobine magnétisante et le noyau un petit cylindre creux de cuivre, qui forme écran contre l'action des extra-courants de la bobine; enfin, on augmente au contraire les irrégularités en plaçant dans le circuit de la bobine un condensateur, ce qui augmente la période des oscillations et rend ainsi plus profonde leur pénétration dans le noyau. Il faut remarquer que ces expériences étaient particulièrement favorables à l'action des oscillations se produisant dans le circuit, à cause de la mauvaise conductibilité de la magnétite, qui permet à ces oscillations d'exercer leur action bien plus profondément que dans un noyau de fer, par exemple.

Les courants de Foucault paraissent agir dans les cas où on a constaté une aimantation superficielle anormale, l'aimantation des couches centrales étant normale (en dissolvant par un acide les couches superficielles); leur action explique aussi le résultat des expériences de Righi : en opérant avec des barreaux de plus en plus courts, les autres conditions restant les mêmes, l'aimantation résiduelle obtenue, d'abord normale et considérable, diminue, s'annule et devient anormale; or, l'action des courants de Foucault sur les couches superficielles est d'autant plus grande que le barreau est plus court.

62. Aimantation anormale par les décharges électriques (1). — Une décharge électrique parcourant la bobine magnétisante

(1) SAVARY, *Ann. de Ch. et de Ph.* (2). t. XXXIV, p. 5, 1826. RIESS,

peut produire des effets de même ordre que les extra-courants oscillants, dans le cas précédent. Mais les irrégularités observées seront plus marquées, puisque ces effets, seulement perturbateurs lors de l'emploi d'un courant continu, constituent ici le phénomène principal. Les oscillations des particules magnétiques et les courants induits dans le noyau interviennent sans doute également, mais d'une manière plus complexe que dans le cas précédent. En effet, si la décharge a lieu dans un seul sens, il y aura production et destruction plus ou moins brusques du champ; on se trouvera à peu près dans le cas d'un courant continu supprimé brusquement; si la décharge est oscillante, le résultat obtenu dépendra de son intensité et de sa rapidité d'oscillation; dans certains cas les particules magnétiques suivront les variations du champ et s'arrêteront dans une position peu différente de leur position d'équilibre en l'absence d'un champ magnétique, les oscillations électriques s'éteignant en général progressivement; dans d'autres cas elles subiront une impulsion assez forte pour que leur mouvement oscillatoire s'arrête seulement après la fin de la décharge, et dans une position quelconque. Enfin, le rôle des courants induits intérieurs peut varier avec l'intensité et la fréquence de la décharge, la nature et la forme du noyau, etc.

63. — Ces considérations montrent que dans aucun cas on ne peut compter sur le sens de l'aimantation obtenue pour déterminer le sens de la décharge; elles expliquent la diversité des résultats obtenus dont nous allons résumer les principaux.

64. — Les expériences de SAVARY sont restées parmi les plus précises : un certain nombre d'aiguilles d'acier équidistantes sont placées sur un plan incliné; au-dessus d'elles et perpendiculairement à leur direction est disposé un fil rectiligne dans lequel on fait passer la décharge d'une bouteille de Leyde; les aiguilles les plus éloignées se trouvent aimantées

Pogg. Ann., t. XLVII, p. 62, 1839 et t. CXXII, p. 304, 1864. MARIANINI, *Ann. de Ch. et de Ph.* (3), t. X, XI et XIII. VERDET, *Ann. de Ch. et de Ph.* (3), t. XXIV, p. 237. HANKEL, *Pogg. Ann.*, t. LXV, 537, 1845 et t. LXIX, p. 321, 1846. GARHART, *Lumière Électr.*, t. XXXI, p. 341, 1889. HAGENBACH, *Arch. des Sciences Ph. et Nat.*, C. R. de la session de Schafhouse, p. 63, 1894. H. VEILLON, *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 311 et *Écl. Électrique*, t. X, p. 461, 1897.

très faiblement et dans un sens qu'on peut appeler normal, celui qu'aurait une aimantation due à un courant continu parcourant le fil rectiligne en allant de l'armature positive à l'armature négative de la bouteille de Leyde; en étudiant les aiguilles de plus en plus rapprochées du fil, on constate que l'aimantation augmente, passe par un maximum, décroît, change de sens, atteint un maximum dans cette direction anormale, change de sens, etc. Les aiguilles les plus rapprochées sont la plupart du temps aimantées dans le sens normal. Les points d'inversion ne sont d'ailleurs pas équidistants. Il est probable que cette variation sous l'influence de la distance se rapporte, au moins en partie, à la variation corrélatrice de l'intensité du champ magnétisant.

Les couches superficielles paraissent surtout intervenir; en effet, la longueur des aiguilles est sans grande influence sur le phénomène, tandis que, en opérant avec des aiguilles de plus en plus grosses, on obtient des variations de moins en moins marquées; à partir d'un certain diamètre (1^{mm},5 environ), l'aimantation est de même sens pour toutes les aiguilles, mais présentant cependant encore des maximums et des minimums.

L'influence de l'intensité se retrouve dans d'autres expériences; ainsi, HANKEL étudie l'aimantation d'aiguilles placées successivement dans une bobine parcourue par la décharge; en faisant varier progressivement l'intensité de celle-ci, l'aimantation obtenue change plusieurs fois de sens. MARIANINI observe le même phénomène avec de petites tiges de fer doux.

Le caractère irrégulier des résultats s'atténue lorsqu'on diminue la rapidité de la décharge; ainsi, Hankel constate qu'en augmentant la self-induction du circuit on réduit l'aimantation anormale.

65. — Il est particulièrement intéressant d'étudier la distribution de l'aimantation produite par les décharges; les couches superficielles doivent avoir une aimantation très irrégulière, les actions des courants oscillants se localisant près de la surface des conducteurs. En effet, CARHART, en dissolvant par un acide un barreau d'acier aimanté par la décharge d'une batterie, trouve un moment magnétique total croissant d'abord jusqu'à un maximum et décroissant ensuite d'une manière à peu près régulière, ce qu'on peut interpréter en supposant l'aimantation des parties superficielles de sens inverse à celle des parties

centrales. Dans des expériences analogues, VEILLON a trouvé dans certains cas, une série de maximums et de minimums, puis un changement de signe et une décroissance continue. Il ne faut pas oublier d'ailleurs que la disparition des couches superficielles altère la distribution de l'aimantation des autres couches, et que les résultats obtenus ne sont par suite pas très précis.

4° AIMANTATION PAR LES OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES

66. — On a pu, comme nous l'avons vu (13) étudier d'une manière assez précise les cycles d'aimantation correspondant à des variations du champ dont la fréquence est celle des courants alternatifs usuels, de 20 à 120 environ ; cette possibilité provient en somme de ce fait que les alternances sont alors produites par un moyen mécanique dont on peut disposer pour l'étude même de l'aimantation variable ; mais la construction de la courbe pour des fréquences plus élevées, obtenues par un phénomène exclusivement électrique, paraît impraticable actuellement, et on n'a jusqu'ici que des expériences en quelque sorte qualitatives, pouvant seulement indiquer si les substances magnétiques sont influencées par de rapides variations.

67. — Les expériences d'aimantation par les décharges électriques montrent que le magnétisme suit, plus ou moins complètement, des variations du champ de cet ordre de fréquence (quelques milliers d'oscillations par seconde).

La même conclusion ressort d'expériences de EMDEN (1), d'un genre différent : on produit des ondes électriques dans deux circuits géométriquement identiques, l'un de cuivre, l'autre de fer, en y envoyant les décharges de deux batteries semblables, chargées au même potentiel ; dans chaque circuit est pratiquée une interruption où se produisent des étincelles oscillantes ; on en détermine la période T en recevant sur une plaque photographique leur image dans un miroir tournant ; la période est toujours plus grande pour le circuit de fer que pour le circuit de cuivre ; de plus les oscillations s'amortissent

(1) EMDEN, *Sitzungsber. der k. bayer. Akad.*, t. XXII, p. 71, 1892.

beaucoup plus rapidement dans le premier, ce que l'on constate par le nombre des étincelles photographiées lors d'une même décharge. Dans le tableau suivant N représente la fréquence des oscillations dans le circuit de cuivre, et $\frac{T_f}{T_c}$ le rapport de leurs périodes dans les deux circuits

N	47.10 ⁴	13.10 ⁴	5,2.10 ⁴	2,7.10
$\frac{T_f}{T_c}$	1,1	1,17	1,09	1,175

J.-J. THOMSON (1) a montré l'action des propriétés magnétiques d'une manière très élégante : un circuit conducteur reliant les armatures extérieures de deux bouteilles de Leyde comprend deux bobines, dans l'une desquelles est placé un tube à vide sans électrodes. Les armatures internes sont chargées par une machine électrostatique ; si on rapproche les boules d'un excitateur relié respectivement à ces armatures internes, il se produit entre elles une étincelle, tandis qu'une décharge oscillante parcourt le circuit extérieur ; le tube à vide brille à ce moment d'un vif éclat ; si on place dans la deuxième bobine un cylindre de cuivre, l'éclat est très peu diminué ; il est au contraire presque annulé si on remplace le cylindre de cuivre par un cylindre de fer.

M. PELLAT (2) produit des oscillations électriques par une disposition analogue ; les armatures externes de deux bouteilles de Leyde sont reliées par un circuit conducteur comprenant une bobine ; les armatures internes sont chargées au moyen d'une bobine de Ruhmkorff et disposées de façon qu'une étincelle éclate entre elles à chaque oscillation du trembleur. Le circuit extérieur est ainsi parcouru par des oscillations dont la fréquence est d'environ 3.10^6 ; si on relie ses extrémités aux plateaux d'un électromètre-balance, on obtient une déviation proportionnelle au carré moyen de la différence de potentiel qui existe entre elles ; cette déviation n'est pas modifiée si on introduit dans la bobine un faisceau de fils de cuivre isolés ; elle est très légèrement diminuée par l'introduction d'un cylindre plein de laiton ; elle est réduite au contraire à environ

(1) J.-J. THOMSON, *Recent Researches*, p. 322.

(2) H. PELLAT, *C. R. de l'Acad. des Sciences*, t. CXXVI, p. 731, 1898.

un tiers de sa valeur par un petit faisceau de fils de fer isolés ; ces expériences montrent que la réduction n'est pas due aux courants induits dans le faisceau de fils, mais bien à la dépense d'énergie causée par l'hystérésis.

68. — D'ailleurs un grand nombre d'expériences ont été faites au moyen des oscillations hertziennes, dont la fréquence est de l'ordre de 10^8 ; même pour cette rapidité de variation les propriétés magnétiques subsistent ; pour des rapidités plus grandes encore, on n'a jusqu'ici que des renseignements indirects, que nous résumerons plus loin,

Certaines expériences de HERTZ (1) semblaient montrer que les propriétés magnétiques n'avaient pas d'influence sur la propagation des oscillations électriques. Hertz employait comme résonateur un cadre métallique rectangulaire, sur un des côtés duquel était une petite interruption, où on observait les étincelles ; ce résonateur servait à étudier la propagation des ondes électromagnétiques dans les fils ou dans l'air ; on sait que la longueur d'onde ou, ce qui revient au même, la période observée dans ces conditions dépend seulement du résonateur ; or, Hertz n'avait observé aucune différence en employant deux résonateurs identiques, l'un de cuivre et l'autre de fer. Mais toutes les expériences postérieures ont montré une influence positive des propriétés magnétiques.

69. — BJERKNES (2) montra d'abord que l'amortissement des oscillations dans différents résonateurs géométriquement identiques est beaucoup plus grand si le résonateur est d'un métal magnétique que s'il est d'un métal non magnétique. La variation du potentiel en un point du résonateur, et en particulier la différence de potentiel qui existe entre les extrémités de l'interruption qui y est pratiquée, peut-être représentée par une fonction pendulaire simple amortie du temps de la forme

$$V = A.e^{-\alpha t} \cos \beta t.$$

L'amortissement peut être mesuré par la quantité α ; c'est ce

(1) HERTZ, *Wied. Ann.*, t. XXXI, p. 429, 1887 et t. XXXIV, p. 351, 1888.

(2) BJERKNES, *Wied. Ann.*, t. XLVII, p. 69, 1892 et t. XLVIII, p. 592, 1892. Aussi *C. R.*, t. CXV, p. 725, 1892.

coefficient que mesure Bjerknæs (1) ; les valeurs obtenues rangent les métaux dans l'ordre suivant : cuivre, laiton, argent, platine, nickel et fer, celles qui correspondent à ces deux derniers métaux étant bien plus considérables que les autres. Ainsi on avait :

	Cuivre.	Platine.	Fer.
α	0,002	0,004	0,018

On doit remarquer, à la vérité, que la quantité mesurée par Hertz et par Bjerknæs n'est pas la même ; en effet, Hertz observait les étincelles produites à l'interruption du résonateur, et cherchait la plus grande distance explosive correspondant à chaque position de celui-ci ; il mesurait donc seulement ainsi le maximum de la différence de potentiel ; Bjerknæs termine les deux extrémités en regard par de petits plateaux ayant la forme d'un quart de cercle, entre lesquels se trouve une petite lamelle d'aluminium suspendue à un fil de torsion ; on a ainsi un système analogue à un électromètre à quadrants ; la charge par influence de l'aiguille est proportionnelle à chaque instant au champ électrique, et par suite à la différence de potentiel entre les deux plateaux, de sorte que la déviation constante obtenue mesure le carré moyen de cette différence de potentiel. Il est possible que les propriétés magnétiques fassent sentir leur influence sur la variation du potentiel et n'altèrent pas sa plus grande valeur. Quoiqu'il en soit, les résultats de Bjerknæs mettent en évidence l'action des propriétés magnétiques.

70. — Bjerknæs a encore montré cette action d'une autre façon : on sait que les courants oscillants sont localisés à la surface des conducteurs, leur densité diminuant d'autant plus rapidement à partir de la surface extérieure que les oscillations sont plus rapides ; on a cherché la loi théorique — plus ou moins approchée — de cette variation, c'est-à-dire la profondeur à laquelle le courant a été réduit à une certaine fraction fixe de sa valeur à la surface ; on trouve une expression proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{\mu}}$ (2), μ étant la perméabilité magnétique, supposée

(1) H. POINCARÉ, *Les Oscillations Électriques*, Paris, Carré, 1893, p. 163.

(2) *Id.*, p. 253.

constante, du conducteur. Ainsi l'épaisseur de la couche où le courant est sensible doit être plus faible pour les métaux magnétiques que pour les autres (1).

Bjerknes a soumis la question à l'expérience de la façon suivante : reprenant les expériences précédentes avec un résonateur d'un certain métal, de cuivre par exemple, il recouvre ce cuivre d'une couche d'un autre métal déposé par électrolyse, et fait croître l'épaisseur de cette couche jusqu'à ce que la déviation obtenue à l'électromètre à quadrants précédemment décrit, qui s'est mise à varier, soit devenue constante et égale à celle qu'on obtient avec un résonateur tout en fer. On ne peut espérer d'expériences de ce genre autre chose qu'un ordre de grandeur. C'est ainsi que la déviation constante obtenue avec un résonateur de cuivre par exemple (100) n'est pas tout à fait identique à la déviation devenue constante d'un résonateur en fer cuivré (106); mais le sens des résultats montre nettement l'influence des propriétés magnétiques : pour le cuivre, Bjerknes a trouvé nécessaire une couche d'environ $\frac{1}{100}$ de millimètre, et pour le fer de $\frac{3}{1000}$ seulement.

71. — Des expériences de TROWBRIDGE (2) et de SAINT-JOHN (3) sur la propagation des oscillations électriques dans les fils confirment les résultats précédents.

72. — BIRKELAND (4) s'est proposé d'éliminer l'influence des courants induits et de chercher si un corps magnétique, mais non conducteur, aurait sur les oscillations électriques une grande influence; il se servait d'un résonateur rectangulaire muni d'un micromètre à étincelles, dont l'une des branches était constituée par une spirale; dans cette spirale on pouvait

(1) Il est facile de se rendre compte de ce résultat : la localisation superficielle est due à l'influence des courants induits; or l'intensité de ces courants dépend du flux d'induction, et par suite de la perméabilité magnétique.

(2) TROWBRIDGE, *Silliman's Amer. Journal*, (3), t. XLVIII, p. 307, 1894 et *Phil. Mag.*, t. XXXVIII, p. 441, 1894.

(3) Ch.-E. SAINT-JOHN, *Silliman's Amer. Journal*, (3), t. XLVIII, p. 311, 1894 et *Phil. Mag.*, t. XXXVIII, p. 425, 1894.

(4) BIRKELAND, *C. R. de l'Acad. des Sciences*, t. CXVIII, p. 1320, 1894.

introduire des cylindres constitués par de la limaille de fer noyée dans de la paraffine; la distance explosive était alors réduite dans une très forte proportion, par exemple à $\frac{1}{100}$ de sa valeur primitive, ce qui montre nettement l'influence des propriétés magnétiques. Un cylindre de fer plein placé dans la spirale n'a qu'une action très faible : il est probable que cela provient de ce que, les courants induits pouvant se développer dans la masse conductrice du cylindre, les oscillations ne pénètrent que dans une couche superficielle très mince, tandis que, dans le mélange non conducteur de limaille et de paraffine, elles pénètrent très profondément.

73. — KLEMENCIC (1), dans une première série d'expériences, montre que des ondes électro-magnétiques s'affaiblissent beaucoup plus vite en se propageant le long de fils de fer que le long de fils d'un métal non magnétique; mais il a obtenu des renseignements plus précis par la méthode suivante : les ondes électriques passent dans un conducteur constitué par deux fils de même diamètre et de métaux différents, mis l'un au bout de l'autre, et réunissant les deux plaques où prennent naissance les oscillations; si on fait passer dans ces fils un courant continu, leurs élévations de température, mesurées au moyen de pinces thermoélectriques, sont dans le rapport de leurs résistances; si on les fait parcourir ensuite par les oscillations électriques, on obtient pour le rapport des élévations de température un nombre différent du précédent. Lord Rayleigh (2) a montré que si on désigne par r' la résistance pour des oscillations électriques de fréquence N d'un fil dont la résistance pour un courant continu est r , le diamètre a , la perméabilité magnétique μ (supposée constante) et la résistivité ρ , on a :

$$r' = r \cdot \pi a \sqrt{\frac{N \mu}{\rho}}$$

Supposons donc qu'on ait déterminé les rapports des élévations de température dans les deux cas pour deux fils de même

(1) KLEMENCIC, *Sitzungsber. der Akad. der Wissenschaften in Wien*, t. CI, p. 309, 1892 et *Wied. Ann.*, t. L, p. 456, 1893.

(2) LORD RAYLEIGH, *Phil. Mag.*, t. XXI, 1886.

diamètre, l'un de fer (μ, ρ_1) et l'autre de cuivre ($\mu = 1, \rho_2$), on aura :

$$r'_1 = r_1 \cdot \pi a \sqrt{\frac{N\mu}{\rho_1}}$$

et

$$r'_2 = r_2 \cdot \pi a \sqrt{\frac{N}{\rho_2}}$$

d'où

$$\frac{r'_1}{r'_2} = \frac{r_1}{r_2} \cdot \sqrt{\frac{\mu \rho_2}{\rho_1}}$$

Les rapports $\frac{r'_1}{r'_2}$ et $\frac{r_1}{r_2}$ sont égaux aux rapports des élévations de température mesurées, de sorte qu'on peut déduire de la formule précédente la valeur moyenne de la perméabilité μ .

En opérant ainsi, Klémencic a obtenu :

	Fer doux.	Acier doux.	Acier dur.	Acier Bessemer doux.	Acier Bessemer dur.	Nickel.
μ	118	106	115	77	24	29

Ces valeurs sont très faibles, à peu près du même ordre que les valeurs obtenues pour la perméabilité initiale. On peut donner de ce fait deux explications, entre lesquelles il semble difficile de décider actuellement : ou bien le champ produit par les oscillations électriques est extrêmement faible, de l'ordre des valeurs pour lesquelles μ reste constant ; ou bien la valeur du champ est plus considérable, mais l'aimantation ne peut pas suivre complètement ses variations ; cette dernière explication n'est nullement invraisemblable, puisque nous avons vu qu'une vitesse de variation énormément moins grande cause déjà des modifications appréciables dans les courbes d'aimantation.

74. — Il résulte en somme de tout ce qui précède que les propriétés magnétiques subsistent pour des oscillations dont la fréquence est de l'ordre de 10^8 , sans qu'on puisse dire si elles éprouvent des modifications profondes. Subsistent-elles encore pour des oscillations beaucoup plus rapides ? Les oscillations lumineuses, que l'on tend actuellement à considérer

comme de nature électromagnétique, ont une fréquence de l'ordre de 10^{15} . J.-J. Thomson fait remarquer que certains résultats expérimentaux sont en désaccord avec ceux qu'on pourrait déduire des formules obtenues dans la théorie électromagnétique de la lumière (1). Ainsi on trouve que la vitesse de la lumière doit être proportionnelle à $\frac{c}{\sqrt{\mu}}$, μ représentant la perméabilité magnétique (2) ; la perméabilité entre également dans les formules relatives à la réflexion.

Or voici les résultats obtenus par Kundt (3) pour les indices des métaux, par des mesures directes faites sur des lames prismatiques (lumière blanche) :

	Argent.	Or.	Cuivre.	Platine.	Fer.	Nickel.	Bismuth.
n	0,27	0,58	0,65	1,64	1,73	2,01	2,26

D'autre part Rubens (4) et Drude (5) ont trouvé pour le pouvoir réflecteur (lumière du sodium) :

	Argent.	Or.	Cuivre.	Nickel.	Acier.	Fer.
Rubens .	95,3	85,1	73,2	62,1	58,5	56,1
Drude .	90,3	71,1	70	62	»	56,1

Ainsi les métaux magnétiques ne se placent pas nettement à part dans ces tableaux, comme semblerait l'exiger la grande valeur de leur perméabilité magnétique par rapport à celle des autres métaux. On doit en somme, à cause de l'incertitude de la théorie, se borner à tirer de là, avec J.-J. Thomson, la conclusion, non pas que les propriétés magnétiques du fer ne subsistent plus pour ces vitesses de variation, mais que rien ne prouve qu'elles se maintiennent.

(1) J.-J. THOMSON. *Recent Researches*, p. 422.

(2) MASCART et JOUBERT, *Leçons sur l'Él. et le Magn.*, t. I, p. 700 (2^e édit.).

(3) KUNDT, *Wied. Ann.*, t. XXXIV, p. 469, 1888 et t. XXXVI, p. 824, 1889.

(4) RUBENS, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, p. 265, 1889.

(5) DRUDE, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, p. 549, 1890.

CHAPITRE IV

ÉNERGIE DISSIPÉE DANS L'AIMANTATION

75. — Le phénomène de l'hystérésis entraîne une dissipation d'énergie; cette dissipation d'énergie constitue l'une des causes qui diminuent le rendement des machines électriques industrielles, dans lesquelles se trouve presque toujours un noyau magnétique soumis à un champ périodiquement variable (1); c'est d'ailleurs une des manifestations les plus directement accessibles de l'hystérésis, et son étude peut fournir sur ce phénomène d'utiles renseignements.

76. **Mesure de l'énergie dissipée au moyen de l'aire des courbes d'aimantation.** — On peut donner une expression simple de l'énergie nécessaire à la production d'une variation de l'aimantation : soit un noyau magnétique fermé, aimanté uniformément sous l'action d'un courant circulant dans un solénoïde entourant le noyau; une variation de l'aimantation exigera une dépense d'énergie par le courant, mesurée par le produit $id\varphi$ de l'intensité du courant par la variation du flux d'induction total; désignons par l la longueur du noyau, s sa section, n_1 le nombre de spires du solénoïde par unité de longueur, et B l'induction magnétique; on a :

$$d\varphi = n_1 l s . dB;$$

(1) Les pertes totales d'énergie dans ces machines dépassent rarement 2 à 3 p. 100; les principales sont celles qui proviennent des courants induits et de l'hystérésis; on peut réduire les pertes dues aux courants induits en divisant la masse de manière à empêcher la formation de ceux-ci; quant aux pertes par hystérésis, on ne peut les réduire beaucoup, du moins avec les moyens actuels, parce qu'il est nécessaire de conserver un noyau magnétique pour obtenir un flux d'induction considérable; il faudrait employer des substances de grande perméabilité et ayant peu d'hystérésis, d'où le grand intérêt de l'étude des propriétés magnétiques des fers industriels.

l'énergie mise en jeu par le courant est donc $in_1 l s dB$, c'est-à-dire par unité de volume,

$$dw = in_1 dB,$$

qu'on peut écrire :

$$dw = \frac{4 \pi n_1 i}{4 \pi} dB = \frac{H \cdot dB}{4 \pi}. \quad (1)$$

Considérons maintenant un cycle d'aimantation ; l'énergie totale mise en jeu sera :

$$w = \frac{1}{4 \pi} \int_c H \cdot dB, \quad (2)$$

le signe \int_c indiquant que l'intégrale est étendue au cycle tout entier.

Si l'induction magnétique B était une fonction déterminée de H, cette intégrale serait nulle ; mais en général cela n'a pas lieu (c'est en somme la traduction analytique du phénomène de l'hystérésis), de sorte que l'intégrale n'est pas nulle et est mesurée par l'aire de la courbe fermée obtenue en prenant comme ordonnées B et H.

Cette quantité d'énergie peut encore être représentée par plusieurs intégrales équivalentes à la précédente ; en effet, en y remplaçant d'abord dB par sa valeur $dH + 4 \pi dI$, on obtient :

$$w = \frac{1}{4 \pi} \int_c H (dH + 4 \pi dI) = \frac{1}{4 \pi} \int_c H dH + \int_c H dI.$$

Or la première de ces intégrales est nulle, puisqu'il s'agit d'un cycle fermé, de sorte qu'il reste :

$$w = \int_c H \cdot dI.$$

Remplaçons maintenant dans (2) H par sa valeur $B - 4 \pi I$, il vient :

$$w = \frac{1}{4 \pi} \int_c (B - 4 \pi I) dB = \frac{1}{4 \pi} \int_c B \cdot dB - \int_c I dB ;$$

la première intégrale est également nulle pour un cycle, et il reste :

$$W = - \int_c I. dB.$$

Ainsi l'énergie dissipée est mesurée indifféremment par l'aire des courbes (H, B), (H, I) ou (I, B) (1).

77. — Puisque l'aire de la courbe fermée d'aimantation mesure l'énergie dissipée pendant une période du champ, tous les procédés indiqués plus haut pour l'étude de ces courbes permettent celle de l'énergie dissipée ; mais la plupart de ces procédés comportent un parcours lent du cycle d'aimantation, tandis que dans les applications on a affaire à des variations rapides ; la première question qui se pose est donc de savoir si tous les procédés de mesure sont équivalents, c'est-à-dire si la quantité d'énergie dissipée dépend de la vitesse de variation.

78. **Influence de la rapidité de variation sur l'énergie dissipée dans un cycle d'aimantation.** — Les travaux relatifs à cette question ont été longtemps entachés d'erreur parce que leurs auteurs ne se préoccupaient pas du rôle des courants induits. Or les courants induits produits dans le noyau magnétique sous l'action du champ variable dépendent par eux-mêmes, sous forme de chaleur, une certaine quantité d'énergie, de sorte que si on mesure l'énergie totale mise en jeu, les résultats obtenus ne donnent rien de précis sur l'énergie dissipée dans l'aimantation. Mais, même en employant un procédé de mesure qui donne cette dernière quantité seulement, on obtient des résul-

(1) WARBURG, *Wied. Ann.*, t. XIII, p. 141, 1881. EWING, *Phil. Trans. L. R. S.*, 1885, p. 569. HOPKINSON, *Phil. Trans.*, 1885, p. 466. LORD RAYLEIGH, *Phil Mag.*, (5), t. XXII, p. 195 ; 1886. On doit remarquer que ce sont seulement les valeurs des intégrales pour un cycle fermé qui sont équivalentes, et que les expressions élémentaires ne le sont nullement ; si on avait affaire à une variation non cyclique, il faudrait revenir à la formule (1) ; supposons par exemple qu'il s'agisse d'une variation dans la région où la saturation est déjà presque atteinte ; la quantité d'énergie à dépenser est la somme de deux termes $\frac{HdH}{4\pi} + HdI$; le second est très petit par rapport au premier, puisque I est devenue sensiblement invariable ; ainsi le terme important est alors le premier, c'est-à-dire celui qui disparaît dans l'intégrale relative à un cycle complet.

tats dépendant dans une proportion extrêmement considérable de l'action des courants induits ; en effet, ceux-ci sont de sens tel qu'ils tendent à réduire le champ, et par suite l'aimantation à l'intérieur du noyau, d'une façon d'autant plus accentuée qu'ils sont plus rapidement variables et que le noyau est plus conducteur, de sorte que l'aimantation moyenne dans tout le noyau est diminuée dans une proportion plus ou moins forte.

79. — On peut étudier cette *action protectrice des courants induits* (1) en plaçant entre deux bobines concentriques, formant un appareil d'induction, des cylindres creux de nature et d'épaisseur variables, et en mesurant le rapport des intensités des courants induits obtenus, avec et sans cylindre écran, pour un même courant alternatif inducteur. L'intensité des courants induits dépendant du flux d'induction et, par suite, de la perméabilité du noyau, la protection sera beaucoup plus intense avec un écran de fer qu'avec un écran identique d'un métal non magnétique.

Cette action se complique, dans le cas des métaux magnétiques, par ce fait qu'elle dépend de la valeur de la perméabilité, et par suite de l'intensité du courant alternatif inducteur ; si on emploie un courant (et par suite un champ) d'amplitude progressivement croissante, on trouve, avec un écran de fer, une protection croissant d'abord, puis décroissant lentement après un maximum : les variations de cette protection sont évidemment beaucoup moins nettes que celles de la perméabilité, puisque, le champ étant alternatif, on a à considérer une valeur moyenne de celle-ci dans un intervalle croissant.

On peut d'ailleurs observer ces variations d'une manière plus nette en opérant ainsi : on se sert dans une série d'expériences d'un même écran et d'un même champ alternatif, d'amplitude assez faible, mais on superpose à ce dernier un champ constant, produit par exemple par une bobine parcourue par un courant continu ; et on fait varier l'intensité de ce courant et par suite la région de la courbe d'aimantation où se produisent les variations périodiques du champ.

Il résulte de ce qui précède que l'influence des courants induits est extrêmement complexe dans les noyaux magnétiques,

(1) Ch. MAURAIN, *Ann. de Ch. et de Ph.* (7), t. XIV, p. 208, 1898 ; *J. de Ph.* (3), t. VII, p. 274, 1898.

et qu'il faut en éviter la production autant que possible si l'on veut obtenir des résultats nets relatifs à l'aimantation elle-même.

80. — Nous avons vu plus haut que les expériences d'Hopkinson et de Breslauer ont mis en évidence une certaine déformation des courbes d'aimantation parcourues rapidement par rapport aux courbes parcourues lentement ; mais les aires enveloppées par ces deux sortes de courbes pour une même variation du champ sont très sensiblement les mêmes ; ainsi, en se reportant à la figure 15, on voit que, pour passer de l'aire de la courbe lente à celle de la courbe rapide il faut d'une part ajouter et d'autre part retrancher deux quantités à très peu près équivalentes.

81. — Un autre procédé de comparaison consiste à mesurer la quantité d'énergie transformée en chaleur, dans un noyau soumis à un champ alternatif rapide, par une *méthode calorimétrique* quelconque, la quantité d'énergie dépensée dans une variation lente de même amplitude étant toujours mesurée par l'aire de la courbe d'aimantation.

Dans cette catégorie de mesures rentrent celles de Warburg et Hönig (1) ; ils employaient un thermomètre à éther dans le réservoir duquel se trouvait le noyau étudié, formé d'un faisceau de fils fins (0^{mm},22 et 0^{mm},68 de diamètre). Leur conclusion est que, pour la fréquence utilisée égale à 4,2 et réalisée au moyen d'un commutateur, l'énergie dépensée par période est les $\frac{2}{3}$ environ de l'énergie dissipée dans un cycle lent.

Borgmann (2) mesure seulement, par une méthode analogue, la quantité de chaleur mise en jeu dans des tubes de fer (fendus suivant une génératrice pour réduire les courants induits) soumis à un champ interrompu cinq, dix ou vingt fois par seconde au moyen d'un mouvement d'horlogerie ; il la trouve à peu près proportionnelle au nombre d'interruptions par seconde, c'est-à-dire que l'énergie dissipée dans un cycle reste à peu près constante.

(1) WARBURG et HÖNIG, *Wied. Ann.*, t. XX, p. 814, 1883.

(2) J. BORGMANN, *Journ. de la Soc. Physico-Chimique russe*, t. XIV, p. 67, 1882 ; *Journal de Ph.* (2), t. II, p. 574, 1883.

Tanakadaté (1) effectue la même comparaison que Warburg et Hönig; il observe l'élévation de température d'un anneau de fils de fer de 1^{mm},15 de diamètre, formant le noyau d'une bobine parcourue par un courant alternatif, et en déduit, par un calcul complexe et peu sûr, la quantité de chaleur produite dans un cycle; il emploie un couple thermoélectrique; il trouve, pour le rapport entre l'énergie dissipée dans un cycle rapide et celle qui est dissipée dans un cycle lent, $\frac{2}{3}$ au lieu de $\frac{8}{10}$.

Evershed et Vignoles (2) trouvent au contraire entre les deux quantités une différence très faible, attribuable aux erreurs d'expériences; ils mesurent l'élévation de température au moyen d'un thermomètre sensible.

On voit que les résultats obtenus au moyen de mesures calorimétriques sont peu concordants; il semble bien que ces divergences doivent être attribuées aux causes d'erreurs que présentent de telles mesures (pertes de chaleur par rayonnement ou par conductibilité, variant avec la fréquence, la rapidité de l'élévation de température dépendant de la fréquence) et aux difficultés qu'il y a à tirer des élévations de température observées une mesure en valeur absolue. On peut encore se demander si toute l'énergie dissipée dans l'aimantation est bien transformée en chaleur, et si les seuls procédés corrects ne sont pas ceux où l'on mesure l'énergie électrique dépensée dans le circuit magnétisant.

82. — M. Wien (3) emploie une méthode différente, dont le principe repose sur la variation de la self-induction d'un électro-aimant avec la fréquence d'un courant alternatif circulant dans sa bobine, variation qui est en relation avec l'énergie dissipée par hystérésis dans le noyau; il compare la quantité d'énergie dissipée par période pour une variation lente, et pour les fréquences 128, 256 et 520; il trouve qu'elle augmente avec la fréquence, d'autant plus que les limites de l'aimantation s'approchent davantage de la saturation. Il est difficile d'indi-

(1) TANAKADATÉ, *Phil. Mag.* (5), t. XXVIII, p. 207, 1889.

(2) EVERSLED et VIGNOLES, *The Electrician*, t. XXIX, p. 583 et 605, 1892.

(3) M. WIEN, *Wied. Ann.*, t. LXVI, p. 859; 1898.

quer la précision de ces résultats, parce que M. Wien calcule par des procédés assez complexes les quantités d'énergie correspondant aux différents harmoniques en lesquels le courant qu'il emploie peut être décomposé, pour ne conserver que les nombres relatifs à la période fondamentale.

83. — On peut encore mesurer la dissipation d'énergie entre les deux bornes du circuit magnétisant au moyen d'un wattmètre : c'est ce qu'a fait par exemple Steinmetz (1) dans une partie des nombreuses expériences faites par lui pour vérifier la loi dont nous parlerons plus loin ; dans un cas où les courants induits avaient encore une certaine importance, il trouve une augmentation avec la fréquence de l'énergie dissipée dans un même cycle du champ ; mais ces résultats semblent peu précis, à cause de l'incertitude des calculs d'où Steinmetz déduit la valeur de l'induction maximum et celle de la quantité d'énergie dissipée par les courants de Foucault. En employant également un wattmètre, Gray (2) n'a pas trouvé de variation sensible pour un même cycle entre les fréquences 50 et 130 ; il employait un noyau formé de feuilles de tôle de 0^{mm},16 d'épaisseur isolées les unes des autres par des feuilles de papier, de sorte que les courants de Foucault étaient extrêmement réduits.

84. — J'ai fait plusieurs séries d'expériences en construisant, par la méthode d'Hopkinson, les courbes d'aimantation correspondant à différentes fréquences (3) ; pour étudier l'influence des courants induits, j'ai employé des noyaux de plus en plus divisés, en forme de tore ; avec un noyau plein, l'action protectrice des courants induits se fait sentir si fortement que, bien que ces courants dissipent par eux-mêmes une certaine quantité d'énergie, l'énergie totale dissipée dans un même cycle du champ magnétique décroît de 1 à 0,57 quand la fréquence croît de 18 à 54 ; avec un noyau formé de fils de 2^{mm},68 de diamètre, les courants de Foucault étant déjà fortement réduits, la variation dans le même intervalle n'est plus que de

(1) STEINMETZ, *Trans. of the Americ. Inst. of el. eng.*, t. IX, p. 8, 1892.

(2) TH. GRAY, *Proc. Roy. Soc. London*, t. LVI, p. 48, 1894.

(3) CH. MAURAIN, *Ann. de Ch. et de Ph.* (7), t. XIV, p. 254, 1898 ; *Journal de Ph.* (3), t. VII, p. 461, 1898.

1 à 0,73 ; enfin, avec des noyaux de fils fins ($0^{\text{mm}},5$ et $0^{\text{mm}},2$) la quantité d'énergie dissipée est indépendante de la fréquence ; la manière régulière dont on atteint ce résultat en fractionnant le noyau de plus en plus montre bien que l'action des courants de Foucault est alors négligeable, c'est-à-dire que l'énergie totale, trouvée indépendante de la fréquence, est celle dissipée du fait seulement de la variation de l'aimantation.

85. — En résumé, on peut admettre que l'énergie dissipée dans un même cycle d'aimantation est, *dans les limites ordinaires de fréquence*, indépendante de cette fréquence, de sorte qu'on pourra utiliser pour l'étude de cette énergie les procédés de mesure correspondant à une vitesse quelconque de variation. Il y a cependant quelques réserves à faire sur les résultats obtenus par des méthodes calorimétriques, et aussi sur ceux déduits d'expériences où les courants de Foucault ont de l'importance ; dans ce dernier cas, on calcule en effet l'énergie dissipée par ces courants et on la retranche de la dissipation totale mesurée, pour avoir la quantité correspondant à l'aimantation seulement ; or, cette quantité est elle-même altérée, comme nous l'avons vu, par l'action protectrice des courants induits sur les couches intérieures. On doit encore prendre quelques précautions dans la comparaison des résultats obtenus avec des cycles lents ; nous avons vu en effet que la forme du cycle d'aimantation ne devient parfois définitive qu'après plusieurs applications du même cycle de champ magnétique, phénomène dont on n'a pas toujours tenu compte.

86. **Loi de Steinmetz.** — Malgré l'allure irrégulière des courbes d'aimantation, Steinmetz a pu obtenir une expression donnant l'énergie dissipée dans un cycle en fonction des deux limites seulement de ce cycle. Si on désigne par B_1 et B_2 les limites entre lesquelles a varié l'induction, la quantité ω d'énergie dissipée (en ergs par cmc) est donnée par la formule

$$\omega = \gamma \left(\frac{B_2 - B_1}{2} \right)^{1,6},$$

dans laquelle γ représente un coefficient dépendant de l'échantillon considéré. Le facteur 2 n'est employé que pour simplifier l'expression dans le cas, qui est le plus fréquent dans la

pratique, où les deux limites sont égales et de signes contraires ; on a alors $B_2 = -B_1 = B$, et il reste

$$\omega = \eta \cdot B^{1,6}.$$

Remarquons que la relation $B = H + 4\pi I$ montre que B est sensiblement proportionnel à I lorsqu'il s'agit d'une aimantation assez éloignée de la saturation, de sorte qu'on peut dans ce cas remplacer dans les expressions précédentes B par I , en changeant seulement le facteur de proportionnalité. Les expériences portant sur des champs intenses ne permettent guère, comme nous le verrons plus loin, de décider s'il faut alors employer B ou I ; dans certains cas il semble que l'emploi de I donne de meilleurs résultats que celui de B (Weiss) ; nous conserverons, provisoirement, la relation sous la forme que lui a donnée Steinmetz.

Cette relation est susceptible d'une représentation géométrique très simple : on peut en tirer, en effet

$$\log \omega = \log \eta + 1,6 \log B,$$

de sorte qu'en prenant comme coordonnées les valeurs de $\log W$ et $\log B$, la courbe représentative doit être une droite ayant pour coefficient angulaire 1,6.

87. — Steinmetz, après avoir donné sa formule dans une courte note, (1), a exposé dans un premier mémoire les résultats de vérifications portant sur des cycles symétriques, c'est-à-dire où les valeurs limites de B sont égales et de signes contraires (2). Il mesure la dissipation d'énergie entre les bornes de la bobine magnétisante au moyen d'un wattmètre ; l'amplitude de l'induction est déduite de l'indication d'un voltmètre à courants alternatifs mesurant la différence de potentiel efficace produite par la self-induction ; on admet dans ce calcul une variation sinusoïdale, ce qui n'est qu'approximativement exact.

Dans une série d'expériences faites sur un transformateur

(1) *Trans. of the americ. inst. of electr. eng.*, décembre 1890.

(2) *Trans. of the americ. inst. of electr. eng.*, t. IX, p. 1, 19 janvier 1892. Voir aussi : *Elektrotechnische Zeitschrift*, t. XII, p. 62, 1891 et t. XIII, p. 519, 1892 ; *The Electrician*, t. XXVI, p. 261, 1891.

Westinghouse, il a obtenu les résultats suivants, en représentant pour chaque fréquence N l'énergie dissipée par la formule $w = \eta B^x$:

N	28	36	137	205
x	1,6111	1,6476	1,5887	1,6012
η	0,002410	0,002315	0,002438	0,002434

On voit que les valeurs de x sont très voisines de 1,6 ; la limite commune de l'induction était, dans ces expériences, environ 1 500. Dans d'autres expériences portant sur des noyaux en fer à cheval formés par l'empilement de feuilles de tôle, les limites de l'induction ont varié de 85 à 19 000, et les valeurs obtenues en calculant l'énergie dissipée au moyen d'une formule de la forme $\eta B^{1,6}$ n'ont pas présenté de différences systématiques avec celles déduites de l'expérience.

88. — Dans de nouvelles expériences (1), Steinmetz s'est proposé de vérifier sa loi pour des cycles dans lesquels les limites B_1 et B_2 de l'induction sont quelconques ; pour cela, il place dans le même circuit, comprenant la bobine magnétisante, un alternateur et plusieurs accumulateurs, et s'assure que le courant constant produit par ces derniers n'est pas troublé par le courant alternatif : un électro-dynamomètre dont une des bobines est parcourue par un courant constant et l'autre par le courant du circuit précédent donne la même indication, qu'on fasse marcher ou non l'alternateur. La bobine magnétisante produit ainsi un champ alternatif à limites dissymétriques. Les résultats obtenus sont encore représentés d'une manière satisfaisante par la formule de Steinmetz.

89. — Steinmetz a opéré aussi avec des variations lentes du champ, en employant l'appareil d'Eickemeyer (15) et en contrôlant de temps en temps les résultats par une expérience faite par la méthode balistique. Il a ainsi vérifié que sa loi s'applique à la fonte, le fer poreux, un faisceau de fils de fer galvanisé, le fer blanc, la magnétite non cristallisée, la limaille de fer tassée ou mélangée à de la paraffine.

(1) *Trans. of the amer. inst. of electr. eng.*, t. IX, p. 671, septembre 1892 et t. XI, mai 1894.

Enfin, il a montré que sa formule représentait d'une manière satisfaisante les résultats de nombreuses expériences d'Ewing.

90. — Les conclusions de Steinmetz ont été l'objet d'un certain nombre de critiques. Ainsi, Gray (1), ayant mesuré au wattmètre l'énergie dissipée des noyaux formés de lames de tôle, a trouvé, en essayant de représenter les résultats par une expression de la forme ηB^ε des valeurs de ε différentes pour différents échantillons; il semble de plus que pour suivre exactement les résultats de l'expérience il faille faire croître légèrement ε avec les limites $\pm B$ du champ. Ewing et Miss G. Klaassen (2) ont fait de nombreuses mesures par la méthode balistique, perfectionnée par eux à cette occasion (10); pour un anneau de fils de fer fins, les limites de l'induction ayant varié de 43 à 14 720, ils trouvent que entre 4 000 et 8 000 on peut représenter les résultats par une expression de la forme ηB^ε , mais l'exposant ε étant égal à 1,475 (avec $\eta = 0,01$); au dessus de 8 000, on pourrait employer une formule analogue, mais en prenant cette fois 1,7 comme valeur de ε (avec $\eta = 0,00134$); pour les valeurs très faibles de l'induction, il faudrait également employer une valeur de l'exposant plus élevée que dans la région moyenne. Avec un autre noyau de même genre, le coefficient η de la formule $\eta B^{1,6}$ ayant été déterminé de manière qu'il y eût accord pour une certaine valeur de l'induction ($B = 300$) entre la formule et le résultat expérimental, on obtient :

B	w mesuré.	w calculé.
150	7	10,3
300	31	31
1 000	256	215
10 000	8 340	8 540
14 000	15 200	14 630

Ewing conclut de l'ensemble des résultats que la formule de Steinmetz ne peut donner de résultats satisfaisants que dans une région moyenne. Des renseignements publiés récemment

(1) Th. GRAY, *Proc. Roy. Soc. London*, t. LVI, p. 48, 1894.

(2) EWING et Miss G. KLAASSEN, *The Electrician*, 6 avril 1894.

par le laboratoire physico-technique de la Reichenstalt de Charlottenburg semblent appuyer l'opinion d'Ewing (1).

91. — Cependant, dans une étude approfondie de cette question, M. Weiss arrive à une conclusion beaucoup plus favorable à la loi de Steinmetz (2). Il reprend d'abord les résultats de Steinmetz et d'Ewing et les représente graphiquement en employant les logarithmes ; les courbes obtenues correspondent à des échantillons très variés et embrassent des valeurs très différentes de l'induction ; elles ne présentent aucun écart systématique pour les valeurs moyennes et élevées et sont très sensiblement des droites ayant pour coefficient angulaire commun 1,6 ; pour les valeurs les plus faibles elles paraissent s'incliner légèrement, de manière que leur coefficient angulaire augmente.

92. — M. Weiss, en interprétant les résultats obtenus par Lord Rayleigh pour l'aimantation dans des champs très faibles, trouve que le coefficient angulaire, à l'origine, doit être voisin de 3 ; il a d'ailleurs fait à ce sujet des expériences sur un fil de fer écroui, par la méthode balistique rendue très sensible. et trouvé l'énergie dissipée dans les petits cycles proportionnelle à H^3 , c'est-à-dire, comme la perméabilité est alors sensiblement constante, à B^3 . Ainsi, il a obtenu :

H	W	$\frac{W}{H^3}$
0,797	1,03	2,04
0,993	1,99	2,03
1,297	4,55	2,08
2,015	17,4	2,13

La formule $W = \eta B_x$ conviendrait donc avec un exposant partant de 3 et arrivant très rapidement à la valeur fixe 1,6.

93. — Dans l'étude des alliages de fer et d'antimoine, M. Weiss a obtenu des résultats très intéressants relativement

(1) *Zeitschrift. f. Elektr.*, t. XVI, p. 70, 1898 ; *Ecl. Electrique*, t. XVIII, p. 304, 25 février 1899,

(2) P. WEISS, *Soc. de Physique*, 15 mai 1896 ; *Éclairage Électrique*, t. VIII, p. 436, 1896.

à l'application de la formule précédente, ou plus exactement de la formule $W = A.I^\alpha$, qui lui a semblé donner de meilleurs résultats; pour chacun de ces alliages, on peut représenter très exactement l'énergie dissipée dans un cycle d'aimantation par une formule de ce genre, mais l'exposant α partant d'une valeur plus grande que 1,6, pour les alliages contenant le moins de fer, et se rapprochant de 1,6 à mesure que la teneur en fer est plus forte; ainsi on a :

Alliage à 42,7 % de fer	$\alpha = 1,39.I^{2,17}$
» 45,2 »	2,10.I ^{1,99}
» 51,2 »	1,95.I ^{1,78}
» 54,4 »	1,06.I ^{1,78}
» 56,8 »	1,15.I ^{1,70}

Par contre, la formule précédente ne convient nullement pour représenter l'énergie dissipée dans l'aimantation de la magnétite cristallisée, bien que Steinmetz ait trouvé que la loi exponentielle s'applique à la magnétite compacte; la magnétite cristallisée semble donc jusqu'ici le seul corps auquel la loi de Steinmetz ne s'applique pas du tout.

94. Exemples numériques. — La quantité d'énergie dissipée dans un cycle d'aimantation est extrêmement variable avec les échantillons; pour en donner une idée, nous indiquerons les valeurs du coefficient η trouvées par Steinmetz pour différentes substances, et la quantité d'énergie correspondante pour les limites de l'induction $B = \pm 10.000$ (1) :

Substances.	η	$\eta.B^{1,0}$ pour $B = 10.000$
Fer doux	0,002	8 730 ergs par cmc.
Tôle de fer ordinaire . .	0,003	13 100 »
Acier doux fondu recuit.	0,005	21 800 »
Acier fondu	0,012	52 400 »
Fonte	0,016	69 800 »
Magnétite compacte . . .	0,020	» »
Limaille de fer tassée . .	0,025	» »
Acier trempé	0,025	109 000 »
Acier au mang. trempé . .	0,082	358 000 »

(1) On trouvera de nombreux renseignements dans l'*Éclairage Électrique*, t. XVIII, p. 304, 1899.

Il est remarquable que le coefficient η se trouve le même pour la limaille de fer et l'acier trempé; Steinmetz explique cette dissipation d'énergie relativement grande dans la limaille en admettant que les particules de limaille s'alignent en files sous l'action du champ et retombent ensuite; ce coefficient a été trouvé en effet plus faible (environ la moitié) pour de la limaille noyée dans la paraffine.

Nous trouvons dans le tableau précédent l'influence du magnétisme résiduel et surtout du champ coercitif; les corps pour lesquels le champ coercitif est grand ont des courbes d'hystérésis très larges, correspondant à une dissipation d'énergie considérable; ainsi, pour les aciers trempés utilisés pour la construction des aimants permanents à cause de la valeur élevée de leur champ coercitif, cette dissipation peut être, à induction égale, vingt fois plus grande que pour le fer doux, et même davantage.

95. Variation de la dissipation d'énergie avec la température.

— Les expériences à ce sujet sont encore peu nombreuses; Kunz (1) a trouvé que, pour des noyaux de fils de fer, l'aire des cycles d'aimantation correspondant à des limites égales de l'intensité d'aimantation diminue régulièrement avec la température, jusqu'à la température critique, pour laquelle elle est évidemment nulle, et peut être représentée par une formule de la forme $a - bt$, les coefficients a et b dépendant d'ailleurs non seulement de l'échantillon étudié, mais encore des limites de l'intensité d'aimantation.

Pour les noyaux de fils d'acier, la variation est beaucoup moins régulière; l'aire reste à peu près constante ou même augmente légèrement jusqu'à 300° environ, puis décroît rapidement de 300° à 600° et ensuite lentement jusqu'à la température critique; la courbe d'aimantation correspondant à certaines limites du champ est plus renflée vers 300° qu'à la température ordinaire, c'est-à-dire que le champ coercitif est augmenté; mais par contre elle est moins allongée, ce qui correspond à la diminution de la perméabilité magnétique quand la température croît; il est d'ailleurs probable que les résultats seraient différents pour des champs très faibles ou très intenses.

(1) KUNZ, *Elektrotechn. Zeitschrift*, 5 avril 1894; *Lumière Electr.*, t. LII, p. 485, 1894.

96. — On a constaté souvent que les pertes par hystérésis dans les transformateurs augmentent avec le temps ; cet effet avait d'abord été attribué à une fatigue magnétique mal définie ; mais Ewing (1) a montré qu'il était dû seulement aux élévations de température subies par le noyau (par exemple sous l'influence de la dissipation d'énergie elle-même). Roget (2) a étudié d'une manière précise l'effet de la durée d'une élévation de température sur l'hystérésis d'un noyau de fils de fer doux ; une élévation de température inférieure à 40° est sans influence quelle que soit sa durée ; si le noyau a été maintenu un certain temps à une température comprise entre 40 et 135° , son hystérésis reste augmentée, l'augmentation croissant d'une manière lente et régulière avec la durée de la chauffe ; au-dessus de 135° , l'hystérésis croît d'abord avec la durée de la chauffe, puis décroît lentement après un maximum dont la position dépend de la température de cette chauffe, en restant, dans les limites des expériences de Roget, supérieure à sa valeur initiale.

Des expériences de ce genre sont très importantes, puisqu'elles montrent qu'on peut espérer arriver à réduire les pertes par hystérésis en soumettant au préalable les noyaux à une chauffe d'une certaine durée.

97. Dissipation d'énergie pour de hautes fréquences. — On n'a guère fait sur les propriétés magnétiques aux hautes fréquences que des expériences qualitatives ; cependant, Klemencic a obtenu quelques résultats numériques par la méthode suivante (3) : les décharges d'une batterie passent dans un circuit comprenant une bobine de faible résistance et de forte self-induction ; si on place dans cette bobine une tige de fer, les décharges sont fortement amorties à cause de l'énergie absorbée par l'aimantation et aussi par les courants de Foucault ; cette dernière quantité d'énergie peut être calculée approximativement, de sorte qu'on peut déduire par différence, de la mesure de l'amortissement, l'énergie dissipée dans l'aimantation. Klemencic trouve, pour une tige de fer doux, une quantité qui paraît plus grande que celle déduite de l'aire d'une courbe

(1) EWING, *The Electrician*, 11 janvier 1895. Voir aussi CAMPBELL et LOVEL, *Éclairage Electr.*, t. III, p. 560, 1895.

(2) ROGET, *The Electrician*, t. XLI, p. 182, 3 juin 1898.

(3) KLEMENCIC, *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 249.

d'aimantation (31 000 ergs au lieu de 18 000) ; pour des tiges de nickel et d'acier les deux quantités sont du même ordre de grandeur. Ces résultats semblent d'ailleurs peu précis, à cause de l'incertitude du calcul et des conditions mal définies des expériences (limites du champ mal connues et d'ailleurs variables à cause de l'amortissement même des oscillations, distribution superficielle des courants induits).

96. **Hystérésis dans un champ tournant.** — Les expériences sur l'hystérésis réalisées au moyen d'un champ tournant doivent être étudiées à part, les résultats obtenus étant difficiles à interpréter ; elles sont importantes, puisque, dans la plupart des dynamos, le noyau magnétique tourne par rapport à un champ fixe (au lieu que dans les transformateurs on a affaire à un noyau fixe soumis à un champ alternatif).

99. — Supposons un noyau à section circulaire par rapport auquel tourne autour du point O un champ constant H ; en un point quelconque M du noyau, la composante du champ parallèle au diamètre OM varie périodiquement à peu près comme un champ alternatif ordinaire ; mais, au moment où elle est nulle, ce qui a lieu approximativement quand le champ est perpendiculaire à OM, le point M est soumis à une composante transversale dont la valeur est d'autant plus grande que le champ démagnétisant est plus faible, c'est-à-dire que ce point est plus rapproché du centre. Ainsi, l'intensité d'aimantation n'est jamais nulle et ses valeurs à chaque instant ne sont pas les mêmes aux différents points du disque, de sorte que la quantité d'énergie dissipée est différente de celle qui correspondrait à une variation d'un champ extérieur de direction fixe entre les limites $\pm H$ (1).

Si le noyau est allongé et placé dans le plan du champ tournant, l'aimantation transversale a une importance bien moins grande que dans le cas d'un disque, et on se rapproche d'au-

(1) Ewing a fait remarquer, ce qui a d'ailleurs été vérifié depuis, que la quantité d'énergie dissipée dans un champ tournant intense doit être beaucoup plus faible que celle dissipée dans un champ alternatif dont l'amplitude est la même que la valeur du champ tournant, parce que les molécules sont renversées à l'aller et au retour dans le dernier, tandis qu'elles tendent à suivre le champ tournant sans les mouvements brusques entraînant la dissipation d'énergie. (Voir le chapitre VI.)

tant plus des conditions ordinaires que le noyau est plus allongé.

100. — Baily (1) produit un champ tournant par la rotation d'un électro-aimant; le noyau est formé de lames minces empilées, de fer ou d'acier, et suspendu par un appareil de torsion entre les pôles de l'électro-aimant; il tend à tourner par suite du phénomène de l'hystérésis, et le couple moyen ainsi produit est équilibré par un certain angle de torsion qu'on lit au moyen d'un miroir; l'énergie dissipée par tour est proportionnelle au couple de torsion et par suite à la déviation; celle-ci augmente d'abord avec le champ, lentement puis assez rapidement, atteint un maximum et décroît ensuite.

101. — Des résultats semblables ont été obtenus par Beattie et Clinker (2) qui employaient à peu près la même disposition; l'influence des courants induits n'était pas complètement éliminée dans les noyaux employés par eux; des expériences préalables ayant montré que la déviation, obtenue dans les mêmes conditions avec un noyau non magnétique, c'est-à-dire due seulement aux courants induits, étant proportionnelle à la vitesse de rotation du champ, on peut admettre que, dans le cas d'un noyau magnétique, la partie de la déviation due aux courants induits est proportionnelle à cette vitesse; en désignant par D_n la déviation totale correspondant à un nombre de tours n par seconde, $D_{n'}$ celle qui correspond à n' , par D_H la partie correspondant à l'hystérésis magnétique, on aura

$$D_n = D_H + \Lambda n$$

et

$$D_{n'} = D_H + \Lambda n'$$

d'où

$$D_H = \frac{n'D_n - nD_{n'}}{n' - n}.$$

La variation de D_H avec le champ est bien celle trouvée par

(1) BAILY, *Éclairage Électr.*, t. II, p. 91, 1895.

(2) BEATTIE et CLINKER, *Assoc. Britann.*, Liverpool, 1896; *Éclairage Électr.*, t. IX, p. 529, 1896.

Baily. En déterminant au préalable le moment de torsion, on peut calculer la dissipation d'énergie correspondant à une certaine déviation. La figure 16 représente la dissipation

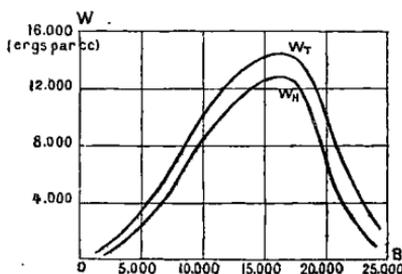


Fig. 16.

d'énergie totale W_T et la partie due à l'hystérésis W_H , en ergs par centimètres cubes et par période, en fonction de l'induction B , pour un disque de 6^{cm} , 16 d'épaisseur et de 4^{cm} , 17 de diamètre.

En remplaçant le disque par un fil allongé placé dans le plan de rotation du champ, on se trouve, comme nous l'avons vu, dans des conditions plus voisines de celles qui correspondent à un champ alternatif ordinaire; en effet, Beattie et Clinker ont alors obtenu une déviation croissant d'une manière continue avec l'induction.

102. — Des appareils fondés sur le principe précédent permettent de mesurer commodément, par une seule lecture, l'énergie dissipée dans l'hystérésis; on obtiendra, en opérant sur un noyau circulaire, des résultats se rapportant à l'emploi des tôles dans les dynamos, et, en employant un noyau allongé, des résultats correspondant sensiblement à l'hystérésis ordinaire; les noyaux devront être suffisamment divisés pour rendre négligeable l'action des courants induits.

Dans cette catégorie rentrent les hystérésimètres de F. Holden (1) et de M. Marcel Deprez (2).

(1) F. HOLDEN, *The Electrical World*, 15 juin 1895.

(2) Marcel DEPREZ, *C. R.*, t. CXXVIII, p. 61, 1899. *Éclairage Élect.*, t. XVII, p. 148, 1899.

M. Blondel (1) remarque qu'il n'est pas nécessaire que la vitesse du champ tournant soit de l'ordre de celles utilisées dans l'industrie. Soit C le moment de rotation du couple exercé sur un noyau par un champ tournant de fréquence n , et w l'énergie d'hystérésis correspondant à une période. On a

$$C = \frac{nW}{2\pi n} = \frac{W}{2\pi}.$$

W est très sensiblement indépendant de la fréquence (85); l'appareil comprend donc un aimant en U, entre les branches duquel se trouve le paquet de tôles à étudier, mobile autour de l'axe de symétrie; on fait tourner à la main l'aimant à l'aide d'une manivelle; le couple ainsi produit est équilibré par un ressort antagoniste, gradué au moyen d'échantillons étalons: l'angle de torsion correspondant à l'équilibre mesure ainsi W . On peut étudier un paquet de tôles circulaire ou allongé, suivant qu'on se propose la mesure de l'hystérésis en champ tournant ou en champ alternatif. Un avantage particulier de ce procédé est que, la vitesse étant très réduite, les courants de Foucault sont très atténués. Si on veut faire varier le champ, on remplace l'aimant permanent par un électro-aimant.

Ewing (2) a employé un appareil analogue: l'échantillon à étudier, formé par exemple de lames de tôle empilées, tourne devant un aimant permanent mobile autour d'un fléau dont l'arête est dans le prolongement de l'axe de rotation; l'angle de rotation de l'aimant mesure l'hystérésis, les courants de Foucault interviennent peu quand la rotation n'est pas trop rapide. Il semble, d'après ce qui précède, que les phénomènes complexes qui se passent ici se concilient peu avec une mesure correcte de l'hystérésis ordinaire; cependant Ewing, en étudiant plusieurs noyaux par la méthode balistique et par cet appareil, a trouvé les indications de celui-ci très satisfaisantes.

(1) BLONDEL et CARPENTIER, *C. R.* t. CXXVIII, p. 358, 1898. *Éclairage Élect.*, t. XVII, p. 437, 1898, et t. XVIII, p. 227, 1899.

(2) EWING, *Inst. of el. eng.*, 25 avril 1895; *Éclairage Élect.*, t. III, p. 427, 1895.

CHAPITRE IV

INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE (1)

103. — Le fait le plus général est que les corps très magnétiques perdent leurs propriétés magnétiques à une certaine température et les reprennent par refroidissement ; pour le fer et l'acier ordinaires, cette *température critique* varie entre 600 et 900° ; si l'intensité d'aimantation est de l'ordre de celle des aimants permanents ordinaires, ce qui correspond aux conditions des expériences anciennes, la variation avec la température est faible d'abord, devient un peu plus rapide à partir de

(1) J'ai seulement indiqué ici les principaux phénomènes auxquels donne lieu la variation de la température ; on pourra en trouver une étude plus détaillée dans EWING, *Mag. Ind. in Iron*, p. 160. Voici les principaux travaux relatifs à cette question : GILBERT, *De magnete magnetisque corporibus*, London, 1600. COULOMB, *Mém. de l'Institut*, 1806. RIESS et MOSER, *Pogg. Ann.*, t. XVII, p. 425, 1829. LAMONT, *Pogg. Ann.*, t. LXXXII, p. 440, 1851. L. DUFOUR, *Arch. de Genève*, t. XXXIII et XXXIV. G. WIEDEMANN, *Pogg. Ann.*, t. CIII, p. 563, 1858 et CXXII, p. 355, 1864. ROWLAND, *Phil. Mag.* (4), t. XLVIII, p. 321, 1874 (nickel et cobalt). GAUGAIN, *Journ. de Ph.* (2), t. VII, p. 186, 1878. BAUR, *Wied. Ann.*, t. XI, p. 394, 1880. POLONI, *R. C. de Reale Acc. dei Lincei*, t. V, p. 262, 1882. PERKINS, *Americ. Journ. of Science*, t. XXX, p. 218, 1885. EWING, *Phil. Trans.* 1885, p. 633. G. BERSON, *Ann. de Ch. et de Ph.* (6), t. VIII, p. 432 et *Journ. de Ph.* (2), t. V, p. 437, 1886. LEDEBOER, *Journal de Ph.* (2), t. VII, p. 199, 1888. J. HOPKINSON, *Proc. Roy. Soc. London*, t. XLIV, p. 917, 1888 (Nickel) ; *Phil. Trans.*, 1889, A, p. 443 et *Proc. Roy. Soc. London*, 1888-89-90 (aciers au nickel). DU BOIS, *Phil. Mag.*, 1890 (Nickel). LE CHATELIER, *C. R.*, t. CXIX, p. 272, 1894. P. CURIE, *Soc. fr. de physique*, 20 avril 1894 ; *J. de Ph.* (3), t. IV, p. 263, 1895 et *Thèse de Doctorat*, 1895. M^{me} SKODLOWSKA CURIE, *Bull. de la Soc. d'encourag. pour l'ind. nat.* (2), t. III, p. 36, 1898.

Aciers au nickel : Ch.-E. GUILLAUME, *Les aciers au nickel*, Gauthier-Villars, Paris, 1898 et *Éclairage Électr.*, t. XVI, p. 287, 1898. DUMONT, *Éclairage Électrique*, t. XVI, p. 287, 1898. F. OSMOND, *C. R.*, t. CXXXVIII, p. 304, 1899.

400 ou 500°, mais reste en somme presque entièrement localisée dans un intervalle restreint, de 30 ou 40° par exemple. Tels étaient les résultats anciennement connus ; mais les recherches récentes, et particulièrement celles de Hopkinson, ont montré que les phénomènes étaient en réalité plus complexes, et dépendaient dans une large mesure de l'intensité de l'aimantation ; on doit donc dans les expériences faire varier le champ et la température.

104. — Si on compare deux courbes d'aimantation d'un même échantillon de fer (anneau de fer doux), obtenus sous

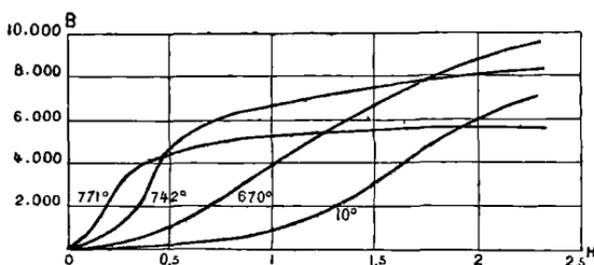


Fig. 17.

l'action d'un champ croissant à partir de 0, l'une à la température ordinaire, l'autre à une température élevée, mais inférieure

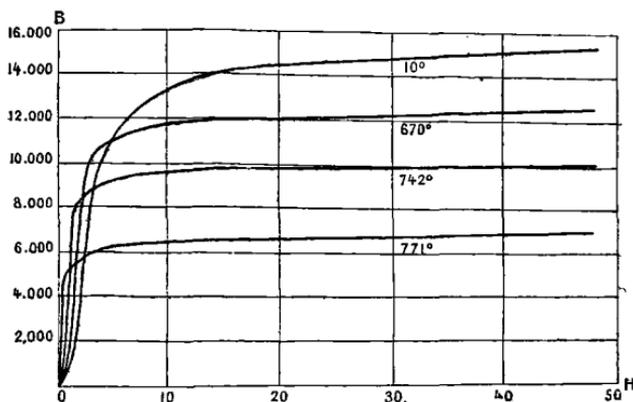


Fig. 18.

cependant à la température critique, 600 ou 700° par exemple,

on trouve que la deuxième courbe est d'abord au-dessus de la première, puis la traverse (la valeur correspondante du champ étant de l'ordre de 1 ou 2 C. G. S.), et reste ensuite au-dessous, le maximum de l'aimantation étant d'autant plus faible que la température est plus élevée. C'est ce qu'indiquent les figures 17 et 18 (Hopkinson).

105. — Il résulte de là que si on veut représenter les variations de la perméabilité magnétique μ en fonction de la température, on trouvera des résultats très différents suivant la valeur du champ magnétisant; ainsi, pour $H = 0,3$ (fig. 19) la

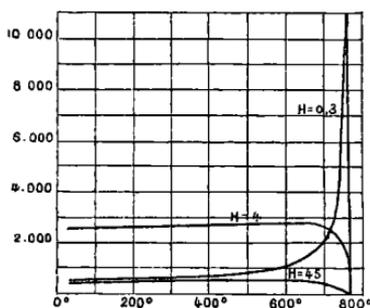


Fig. 19.

perméabilité croît avec la température, d'abord lentement, puis très rapidement jusqu'à un maximum et descend alors très brusquement à une valeur pratiquement égale à 1; pour $H = 4$, les variations sont de même nature, mais l'augmentation est beaucoup plus faible et le maximum à peine accusé; la décroissance est encore rapide; enfin, pour $H = 45$, la perméabilité décroît graduellement.

106. — Il importe de remarquer que, quelle que soit la valeur du champ, les variations de la perméabilité ne deviennent notables qu'à température élevée, de sorte que l'influence des variations de la température ambiante est en général négligeable.

107. — Supposons maintenant que, le champ magnétisant restant fixe, on fasse varier la température; l'aimantation

induite sera suivant les cas augmentée ou diminuée ; en effet, une variation de température, modifiant le mouvement des particules magnétiques, tendra à faciliter l'action du champ ; on obtiendra donc une augmentation ou une diminution de l'aimantation induite suivant que le point correspondant sera dans la partie montante ou dans la partie descendante de la courbe cyclique d'aimantation. Ceci revient à dire que l'effet d'une variation de température dépend non seulement de l'état magnétique actuel du noyau, mais aussi des états antérieurs. L'action immédiate de la température ainsi produite est irréversible, c'est-à-dire que l'état magnétique troublé ne reprend pas sa position primitive. En dehors de cette action irréversible, les variations de température ont une action réversible qui se manifeste par ce fait que, si on fait parcourir au noyau un cycle de température à champ constant, l'aimantation se met, au bout de quelques applications de ce cycle, à osciller d'une manière continue entre deux valeurs bien déterminées (Ewing). Quand le cycle de températures ne comprend pas la température critique, l'action de la température ne présente pas d'hystérésis ; voici un exemple emprunté à Ewing (les nombres correspondent aux indications d'un magnétomètre) :

	Vapeur	Vapeur	Vapeur			
T. Eau 14°	d'éther 35°	d'al. 78°,5	d'eau 100°	78°,5	35°	14°
17,416	17,382	17,304	17,262	17,304	17,382	17,418

108. — Quand le cycle comprend la température critique, il se produit en général un certain retard, se manifestant en particulier par ce fait que la température où le fer reprend par refroidissement ses propriétés magnétiques est plus basse de 20 à 30° que celle à laquelle il les avait perdues.

109. — S'il s'agit d'un aimant permanent, l'action immédiate d'une variation de température doit être de diminuer l'aimantation ; en effet, le champ auquel est soumis l'aimant est seulement le champ démagnétisant dont l'action est favorisée par une variation de température.

C'est ce qu'on observe en effet lorsque l'aimantation permanente a été établie d'une manière normale, c'est-à-dire par aimantation dans une seule direction. Ainsi, un aimant permanent étant chauffé, son aimantation diminue ; ramené à la tem-

pérature primitive, il reprend seulement une partie de son aimantation initiale ; une nouvelle chauffe à la même température redonne les mêmes effets, mais avec une amplitude plus faible ; les pertes définitives se réduisent de plus en plus à chaque nouvelle alternative de chauffe et de refroidissement, de sorte que le barreau arrive à un état où il n'y a plus qu'une variation réversible (Wiedemann).

110. — L'action de la température sur un aimant permanent peut d'ailleurs être plus complexe si, après avoir aimanté le noyau dans un sens, on lui a fait subir une certaine désaimantation ; si cette désaimantation est faible, une élévation de température produit le même effet que précédemment : elle diminue l'aimantation qui augmente ensuite par refroidissement mais sans revenir à sa valeur primitive ; si la désaimantation est plus accentuée, l'aimantation peut revenir par refroidissement à sa valeur primitive, ou même à une valeur supérieure à celle-ci (Wiedemann, Gaugain).

111. — M. Curie a continué l'étude des propriétés magnétiques du fer au-dessus de la température critique ; il emploie un dispositif différent de ceux que nous avons décrits, insuffisants pour l'étude des corps peu magnétiques : un petit morceau de la substance est fixé à un appareil de torsion et disposé dans un champ intense produit par un électroaimant ; l'appareil de torsion permet de mesurer l'action du champ sur le corps et par suite le magnétisme de celui-ci. Dans ce champ intense, maintenu fixe, l'intensité d'aimantation de l'échantillon de fer étudié reste à peu près constante d'abord, puis décroît de plus en plus vite, le maximum de la vitesse de variation correspondant à peu près à 745° ; à partir de 756° , l'aimantation devient très faible ; elle continue à décroître assez lentement, l'allure de la variation se modifiant d'une manière sensible vers 860° ; la variation est lente jusqu'à 1280° mais, à cette température, l'intensité d'aimantation augmente brusquement de la moitié de sa valeur, et se remet à diminuer ensuite jusqu'à 1365° , limite des expériences de M. Curie.

Ainsi le fer présente au point de vue magnétique trois températures de transformation, correspondant à environ 750° , 860 et 1280° ; au-dessus de la première, il se comporte comme les corps faiblement magnétiques ordinaires, c'est-à-dire que

sa perméabilité magnétique reste constante lorsqu'on fait varier le champ.

112. — Ces variations brusques des propriétés magnétiques du fer à certaines températures semblent correspondre à de véritables changements d'état ; on a constaté en effet à la température critique (voisine de 750°) un changement dans la variation avec la température de nombreuses autres propriétés du fer, la dilatation, la résistance électrique, le pouvoir thermoélectrique, la chaleur spécifique ; lorsqu'on laisse refroidir lentement un morceau de fer qui a été chauffé au-dessus de sa température critique, on constate au moment où il passe à cette température un brusque dégagement de chaleur. Les deux autres températures de transformation magnétique observées par M. Curie correspondent également à des modifications dans la marche d'autres propriétés, modifications peu étudiées encore.

113. — Le *nickel* se comporte à peu près comme le fer, mais la température critique y est moins élevée, environ 300 à 350° ; le *cobalt* a donné lieu à peu de travaux ; son point critique est plus élevé que celui du fer ; parmi les autres substances ou alliages magnétiques, les *alliages de fer et de nickel* ont donné des résultats particulièrement intéressants (Hopkinson, Guillaume, Dumont, Osmond).

114. — Prenons comme exemple un acier à 25 p. 100 de nickel, étudié par Hopkinson ; il n'est pas magnétique à la température ordinaire après sa préparation, mais le devient quand on le refroidit au-dessous de 0° ; l'aimantation correspondant à un champ fixe croît à mesure que la température diminue ; si après avoir refroidi l'alliage jusqu'à 50° on le laisse revenir à la température ordinaire, il y reste magnétique ; si on continue à chauffer, l'aimantation augmente jusqu'à un maximum dont la position dépend de la valeur du champ et est comprise entre 400 ou 500° ; puis elle diminue plus ou moins rapidement et disparaît vers 580° ; si alors on refroidit progressivement l'alliage, il reste à l'état non magnétique jusqu'à ce qu'on l'ait refroidi au-dessous de 0° , température où il redevient magnétique, etc...

115. — Cette proportion de 25 p. 100 sépare en deux catégories très nettes les alliages de fer et de nickel : ceux qui contiennent moins de 25 p. 100 de nickel se comportent comme le précédent, mais les températures limitant l'intervalle où ils peuvent être magnétiques ou non magnétiques se rapprochent en s'élevant à mesure que la teneur en nickel diminue. Les alliages contenant un peu plus de 25 p. 100 de nickel se comportent d'une manière toute différente : les températures limites sont beaucoup moins éloignées l'une de l'autre et il est difficile de dire si l'écart assez faible observé entre les tempé-

rature de transformation pendant la chauffe et le refroidissement existe réellement, ou provient seulement de ce que les températures lues sont un peu en avance pendant le chauffage et un peu en retard pendant le refroidissement. On peut dire que l'action de la température est sensiblement réversible pour les alliages de cette catégorie et irréversible pour ceux de la première. Dans la figure 20 on

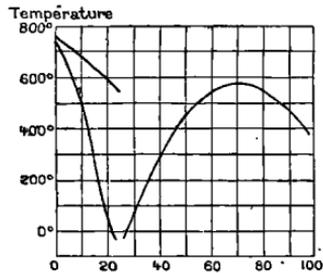


Fig. 20.

a représenté, d'après F. Osmond, la variation des températures limites, en fonction de la proportion de nickel sur 100 ; pour les alliages à plus de 25 p. 100, on a supposé les températures limites confondues, les différences étant incertaines.

116. Ces résultats montrent qu'on peut espérer des découvertes curieuses en essayant, comme Faraday l'avait fait avec des moyens restreints, de rendre magnétiques les corps autres que le fer, le nickel et le cobalt, en les soumettant à des températures très élevées ou très basses ; l'action des basses températures sur les métaux magnétiques eux-mêmes est d'ailleurs à préciser, les résultats très peu nombreux obtenus à ce sujet étant contradictoires.

CHAPITRE VI

THÉORIE DU MAGNÉTISME

117. — Les théories de l'aimantation doivent satisfaire à des vérifications qualitatives très diverses, à cause de la complexité des propriétés magnétiques elles-mêmes, et de leurs relations avec un grand nombre d'autres propriétés physiques ; mais, comme l'étude de l'aimantation ne conduit à aucune loi numérique simple, ces théories n'ont pas à subir, comme celles de l'optique par exemple, des contrôles précis.

118. — Toutes les propriétés connues s'expliquent bien en admettant que les molécules des corps magnétiques constituent autant de petits aimants permanents orientés d'abord dans des directions quelconques, et dont l'action extérieure totale est par suite nulle ; l'aimantation consiste alors dans une orientation plus ou moins complète de ces aimants moléculaires, dont l'action extérieure devient ainsi sensible. Cette hypothèse a été émise par Ampère (1), développée par Weber (2) et Maxwell (3), enfin appuyée et répandue par les travaux d'Ewing (4). Nous allons montrer rapidement comment elle s'accorde avec les phénomènes, en insistant sur les difficultés qu'elle comporte.

(1) AMPÈRE, *Ann. de Chim. et de Ph.*, 1821-1827, et *Mémoires relatifs à la Physique*, publiés par la Soc., Française de Physique, t. II et III.

(2) WEBER, *Pogg. Ann.*, t. LXXXVII, p. 167, 1852.

(3) MAXWELL, *Traité d'Él. et de Magn.*, trad. fr., t. II, p. 91.

(4) J.-A. EWING, *Revue générale des Sciences*, t. II, p. 737, novembre 1891. On trouvera un très intéressant exposé de la théorie moléculaire du magnétisme dans le livre d'Ewing, *Magnetic Induction in Iron*, ch. XI, p. 282 ; l'auteur y examine en détail les conséquences de cette théorie et montre comment elles s'accordent avec les résultats des expériences relatives à l'aimantation et à ses relations avec les autres phénomènes.

119. — Un noyau magnétique ne pourra, d'après l'hypothèse précédente, présenter une aimantation supérieure à celle qu'il aura lorsque tous ses aimants moléculaires auront pris la direction du champ magnétisant ; l'expérience montre en effet l'existence d'une saturation. Si les particules étaient libres de se mouvoir individuellement, elles se placeraient dans la direction d'un champ même faible, et l'on obtiendrait ainsi la saturation ; c'est ce que réalise Beetz (1) ; il fait déposer électrolytiquement du fer sur un trait mettant à nu la surface d'un fil d'argent recouvert de cire, et placé suivant les lignes de force d'un faible champ magnétique ; les molécules s'orientent à mesure qu'elles se forment, et l'aimantation très forte du mince filet de fer obtenu n'est pas augmentée d'une manière sensible si on le soumet ensuite à un champ intense.

120. — Pour expliquer l'allure différente des trois parties des courbes d'aimantation (croissance avec le champ d'abord lente, puis rapide, puis de plus en plus lente), Ewing fait intervenir seulement les actions magnétiques des aimants moléculaires les uns sur les autres ; d'après lui, l'action directrice d'un champ faible les déplace de leur position initiale, qu'elles reprennent, lorsqu'on supprime le champ, si le déplacement n'a pas été trop grand : cette première région est ainsi une région de réversibilité ; si on fait croître le champ, les molécules arrivent ensuite, les unes après les autres, à un état instable où, l'action du champ sur une molécule l'emportant sur celle des molécules voisines, la molécule effectue brusquement un mouvement considérable et arrive dans une nouvelle position d'équilibre stable qui ne sera plus modifiée que lentement si on augmente encore le champ ; si on supprime le champ lorsque certaines des molécules sont parvenues dans cette deuxième région de leur mouvement, celles-ci ne reprennent plus leur état initial, mais restent dans un état voisin de leur nouvelle position stable : de là l'aimantation rémanente ; si enfin on soumet le noyau à un champ de sens inverse à celui du premier, il arrivera un moment où, l'équilibre devenant de nouveau instable, ces molécules effectueront un nouveau mouvement brusque ; un champ décrivant un cycle fermé entraînera ainsi

(1) BEETZ, *Pogg. Ann.*, t. CXI, p. 107, 1860.

à l'aller et au retour un mouvement brusque de certaines molécules, les deux mouvements ayant lieu pour des valeurs différentes du champ : de là le phénomène de l'hystérésis. La dissipation d'énergie proviendrait de la formation de courants induits dans les molécules par l'oscillation brusque des molécules voisines.

121. — On peut reprocher à cette théorie de ne prévoir l'hystérésis que quand la variation de l'aimantation comprend la position d'instabilité pour une partie au moins des molécules, de sorte que l'hystérésis ne devrait pas être sensible lorsque la variation du champ est ou très faible, ou comprise tout entière dans la région de saturation, ce qui paraît en contradiction avec les résultats que nous avons exposés en discutant la formule de Steinmetz. De plus elle expliquerait difficilement la différence des propriétés magnétiques des cristaux dans les différentes directions, étudiée avec détail par M. Weiss pour la magnétite cristallisée (1) et pour la pyrrhotine ou pyrite magnétique (2). Le cas de cette dernière substance est particulièrement curieux : le cristal ne peut s'aimanter que dans un certain plan.

122. — Aussi semble-t-il qu'il faille, avec plusieurs physiiciens et en particulier Wiedemann (3), faire intervenir des forces moléculaires mécaniques, se traduisant, en particulier pour la première phase de l'aimantation, par une résistance à l'action du champ, et empêchant les mouvements même faibles d'être réversibles ; comme la nature de ces forces moléculaires est tout à fait indéterminée, il est facile de les imaginer telles qu'elles satisfassent aux conditions imposées par l'expérience.

123. — L'influence des actions mécaniques sur l'aimantation s'explique bien dans la théorie moléculaire, avec ou sans la modification précédente : l'expérience montre que les vibrations facilitent dans tous les cas l'action du champ et réduisent

(1) *Éclairage Électrique*, t. VIII, p. 56 et 105, 1896.

(2) *C. R. de l'Acad. des Sciences*, 12 avril 1898.

(3) G. WIEDEMANN, *Pogg. Ann.*, 1858 à 1862, *Die Lehre von der Elektrizität*, t. III, p. 516.

par suite l'hystérésis ; mettant en effet les molécules en mouvement, elles leur permettent d'échapper plus facilement aux forces qui tendent à les maintenir dans leur position primitive, que ces forces soient de nature magnétique ou mécanique ; le même effet est produit par toutes les circonstances facilitant le mouvement des molécules, par exemple par la circulation dans le noyau d'un courant alternatif : l'aimantation transversale produite par ce courant met, en changeant de sens, les molécules en mouvement.

124. — On peut expliquer aussi, dans les idées précédentes, les phénomènes dans lesquels intervient le temps, tels que le traînage magnétique ou la propagation de l'aimantation de proche en proche ; les molécules n'obéissent pas en même temps à l'action directrice du champ ; celles qui sont soumises aux liaisons les plus faibles, par exemple les molécules superficielles, se mettent en mouvement les premières ; leur changement de position peut déterminer le mouvement de molécules voisines, et ainsi de suite ; ces phénomènes doivent donc être sensibles surtout dans les noyaux épais, ce que l'expérience confirme. Enfin il est facile de voir comment les actions-mécaniques, l'érouissage, peuvent, en modifiant la disposition des molécules et les liens qui existent entre elles, donner lieu aux modifications observées dans les propriétés magnétiques.

125. — Indépendamment de toute aimantation, si les molécules des métaux magnétiques constituent des aimants permanents, les modifications apportées à ces métaux par les actions mécaniques doivent se différencier de celles apportées aux autres métaux, à cause des actions existant entre les aimants moléculaires ; les coefficients de torsion et d'élasticité ainsi que la résistance à la rupture sont en effet plus grands pour le fer que pour les autres métaux, et Cantone a trouvé dans l'étude des cycles de torsion que le fer et le nickel se comportent d'une manière particulière ; l'étude des déformations n'est d'ailleurs pas assez avancée pour qu'on puisse arriver sur ce point à des conclusions bien précises.

126. — On peut se demander comment et pourquoi les molécules des métaux magnétiques deviennent des aimants au moment de leur formation. Cette question n'a pas reçu de solution satisfaisante. Les physiciens admettent généralement

les vues d'Ampère, développées par Weber, ce qui ne fait d'ailleurs que déplacer la question : chaque molécule serait parcourue par un courant fermé, d'orientation définie, équivalent, comme on sait, à un petit aimant ; l'action d'un champ magnétique orienterait ces courants moléculaires ; elle produirait d'ailleurs, par sa variation, des courants moléculaires de sens tel qu'ils tendent à empêcher le mouvement, c'est-à-dire de sens inverse à celui des courants primitifs. Cette conception permet d'expliquer l'existence des corps diamagnétiques : si les courants primitifs sont nuls, les courants moléculaires induits existent seuls et créent ainsi dans le noyau une polarité de sens inverse à celle qui est produite dans les corps magnétiques ; dans le cas où les courants primitifs, sans être nuls sont assez faibles, la polarité sera, suivant leur intensité, dans un sens ou dans l'autre (1).

127. — L'existence de courants ordinaires dans les molécules supposerait la mise en jeu d'une certaine quantité d'énergie dont on ne voit pas l'origine ; mais les courants moléculaires d'Ampère seraient d'une nature si particulière qu'on ne peut rien dire à ce sujet ; il est possible que les circuits moléculaires soient sans résistance, et que la production et l'entretien de ces courants ne nécessite aucune dépense d'énergie.

128. — L'idée des courants moléculaires comporte une objection assez grave : l'aimantation obtenue doit être la plus grande possible lorsque les courants moléculaires sont tous orientés perpendiculairement au champ inducteur ; mais une nouvelle augmentation du champ doit créer des courants induits de sens inverse, c'est-à-dire diminuant l'aimantation ; ainsi on devrait observer alors une diminution de l'intensité d'aimantation, résultat qui n'a jamais été obtenu ; il est vrai qu'on doit supposer les courants induits faibles par rapport aux courants primitifs, ce qui expliquerait pourquoi leur action passe inaperçue.

(1) MASCART et JOUBERT, *Leçons sur l'élect. et le magn.*, t. I, p. 501.

COURS

DE

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE

De M. H. POINCARÉ

MEMBRE DE L'INSTITUT

1° **Théorie mathématique de la lumière.** — I. Leçons professées pendant le premier semestre 1887-1888, 1 volume in-8°, 420 pages. 16 fr. 50

2° **Électricité et Optique.** — I. Les théories de Maxwell et la théorie électromagnétique de la lumière. Leçons professées pendant le second semestre 1888-89, 1890. 1 vol. in-8° de 340 pages avec fig., 2° édit. (*Sous presse*).

II. Les théories de Helmholtz et les expériences de Hertz. Leçons professées pendant le second semestre 1889-90. 1891. 1 vol. in-8° de xii-264 pages, 2° édit. (*Sous presse*).

3° **Thermodynamique.** — Leçons professées pendant le premier semestre 1888-89. 1892. 1 vol. in-8° de xx-432 pages. 16 fr. »

4° **Leçons sur la théorie de l'Élasticité,** professées pendant le premier semestre 1890-91. 1 vol. in-8° de 210 pages. 6 fr. 50

5° **Théorie mathématique de la lumière.** — II. Nouvelles études sur la diffraction. Théorie de la dispersion de Helmholtz. Leçons professées pendant le premier semestre 1887-88. 1892. 1 vol. in-8° raisin de vi-312 pages, avec figures. 10 fr. »

6° **Théorie des tourbillons.** — Leçons professées pendant le deuxième semestre 1891-92. 1893. 1 vol. in-8° raisin de vi-212 p., avec fig. 6 fr. »

7° **Les oscillations électriques.** — Leçons professées pendant le premier semestre 1892-93, rédigées par Ch. Maurain, ancien élève de l'École normale supérieure, agrégé de l'Université. 1894. 1 vol. in-8° raisin de 344 pages, avec figures. 12 fr. »

8° **Capillarité.** — Leçons professées pendant le deuxième semestre 1888-89, rédigées par J. Blondin, agrégé de l'Université. 1895. 1 vol. in-8° raisin de 196 pages, avec figures. 5 fr. »

9° **Théorie analytique de la propagation de la chaleur.** — Leçons professées pendant le premier semestre 1893-94, rédigées par MM. Rouyer et Baire, élèves de l'École normale supérieure. 1895. 1 vol. in-8° raisin de 320 pages, avec figures. 10 fr. »

10° **Calcul des probabilités.** — Leçons professées pendant le deuxième semestre 1893-94, rédigées par A. Quiquet, ancien élève de l'École normale supérieure. 1896. 1 vol. in-8° raisin de 280 pages, avec figures. 9 fr. »

11° **Théorie du potentiel newtonien.** — Leçons professées pendant le premier semestre 1894-95, rédigées par Ed. Leroy et Georges Vincent, de l'École normale supérieure. 1899. 1 vol. in-8° raisin de 370 p., avec fig., 14 fr. »

SCIENCES PHYSIQUES ET MATHÉMATIQUES

Vient de Paraître

**CINÉMATIQUE ET MÉCANISMES
POTENTIEL ET MÉCANIQUE DES FLUIDES**

COURS PROFESSÉ A LA SORBONNE

Par H. POINCARÉ

MEMBRE DE L'INSTITUT

Rédigé par A. Guillet.

1 vol. in-8° raisin de 392 pages, avec 279 figures. 15 fr.

Vient de Paraître

UNITÉS ÉLECTRIQUES

ABSOLUES

LEÇONS PROFESSÉES A LA SORBONNE EN 1884-1885

Par G. LIPPMANN

MEMBRE DE L'INSTITUT

Rédigées par A. Berget, docteur ès sciences.

1 vol. in-8° raisin de 230 pages, avec figures. Prix . 10 fr. »

Vient de Paraître

**ÉLÉMENTS
D'ANALYSE MATHÉMATIQUE**

A L'USAGE DES INGÉNIEURS ET DES PHYSIENS

COURS PROFESSÉ A L'ÉCOLE CENTRALE DES ARTS ET MANUFACTURES

Par P. APPELL

MEMBRE DE L'INSTITUT

1 vol. in-8° raisin de 720 pages, avec figures, cartonné à l'anglaise.

Prix : 24 francs.

- BEDELL (F.) et CREHORE (A. C.)**, professeurs à l'Université de Cornell. — **Étude analytique et graphique des courants alternatifs**, ouvrage traduit de la deuxième édition anglaise par J. Berthon, ingénieur des arts et manufactures. 1 vol. in-8° raisin de 272 pages, avec figures. 10 fr. »
- BOUASSE (Henri)**, ancien élève de l'École normale supérieure, maître de conférences à la Faculté des sciences de Toulouse. — **Introduction à l'Étude des Théories de la mécanique**. 1895. 1 vol. in-8° raisin de viii-304 pages, avec figures. 6 fr. »
- FOUSSEREAU (G.)**, maître de conférences à la Faculté des sciences de Paris. — **Polarisation rotatoire**. Réflexion et Réfraction vitreuses. Réflexion métallique. Leçons faites à la Sorbonne en 1891-92, rédigées par J. Lemoine, agrégé de l'Université. 1893. 1 volume in-8° raisin de viii-344 pages, avec 140 figures. 12 fr. »
- GREENHILL (Alfred-George)**, professeur de mathématiques au Collège de Wolwich. — **Les fonctions elliptiques et leurs applications**. Ouvrage traduit de l'anglais par J. Griess, professeur de mathématiques au lycée d'Alger. 1895. 1 vol. in-8° raisin de 572 pages, avec figures. 18 fr. »
- JAMET (V.)**, docteur ès sciences mathématiques, professeur au lycée de Marseille. — **Traité de mécanique**, à l'usage des candidats à l'École polytechnique. 1893. 1 vol in-8° raisin de 252 pages, avec figures. 5 fr. »
- LAISANT (G.-A.)**. — **La Mathématique**. Philosophie. Enseignement. 1898. 1 vol. in-8° carré de 292 pages, cartonné à l'anglaise (*Bibliothèque de la Revue générale des Sciences.*). 5 fr. »
- LION (G.)**. — **Traité élémentaire de cristallographie géométrique**, à l'usage des candidats à la licence et des chimistes. 1891. 1 vol. in-8° de 152 pages, avec 134 figures. 5 fr. »
- OSSIAN-BONNET**, membre de l'Institut. — **Astronomie sphérique**. Notes sur le cours professé pendant l'année 1887, rédigées par MM. Blondin et Guillet. Premier fascicule. 1889. 1 vol. in-8° de 116 pages. 5 fr. »
- PALAZ (Adrien)**, professeur à l'Université de Lausanne. — **Traité de Photométrie industrielle**, spécialement appliquée à l'éclairage électrique. 1892. 1 vol. in-8° raisin de 300 pages, avec 92 figures. 9 fr. »
- PELLAT (H.)**, professeur adjoint à la Faculté des Sciences de Paris. — **Leçons sur l'Électricité** (électrostatique, pile, électricité atmosphérique), faites à la Sorbonne 1888-89, rédigées par J. Blondin, agrégé de l'Université. 1890. 1 vol. in-8° raisin de 416 pages, avec 142 figures. 12 fr. »
- **Polarisation et Optique cristalline**. Leçons professées à la Sorbonne, rédigées par MM. Duperray et Gallotti, 1896. 1 vol. in-8° raisin de 284 pages, avec 141 figures. 9 fr. »
- **Thermodynamique**. Leçons professées à la Sorbonne en 1895-96, et rédigées par MM. Duperray, agrégé de l'Université, professeur au lycée de Nantes, et Goisot, ancien élève de l'École normale supérieure, préparateur à la Sorbonne. 1897. 1 vol. in-8° raisin de 314 pages, avec 50 figures. 12 fr. »
- PUISEUX (P.)**, maître de conférences à la Faculté des sciences de Paris. — **Leçons de Cinématique**. Mécanismes. Hydrostatique. Hydrodynamique; Cours professé à la Sorbonne, rédigé par MM. P. Bourguignon et H. Le Barbier. 1890. 1 vol. in-8° de viii-340 pages, avec figures. 9 fr. »
- SOUCHON (Abel)**, membre adjoint du Bureau des longitudes, attaché à la rédaction de la *Connaissance des Temps*. — **Traité d'astronomie théorique**, contenant l'exposition du calcul des perturbations planétaires et lunaires, et son application à l'explication et à la forme des tables astronomiques, avec une introduction historique et de nombreux exemples numériques. Ouvrage dédié aux astronomes, aux marins et aux élèves de l'Enseignement supérieur. 1891. 1 vol. grand in-8° de viii-504 pages. 16 fr. »
- VOYER (J.)**, capitaine du génie. — **Théorie élémentaire des courants alternatifs**. 1894. in-8° écu de 92 pages, avec 50 figures. 2 fr. »

WOLF (G.), membre de l'Institut, astronome de l'Observatoire de Paris. — **Astronomie et Géodésie**. Cours professé à la Sorbonne, rédigé par MM. H. Le Barbier et P. Bourguignon, licenciés ès sciences. 1891. 1 vol. in-8° vu-416 pages, avec figures dans le texte. 10 fr. »

ZENGER (Ch.-V.), professeur à l'École polytechnique de Prague. — **Le Système du monde électro-dynamique**. 1893. Brochure in-8° raisin de 64 pages, avec 17 figures. 2 fr. »

CHIMIE

BARRAL (E.), professeur agrégé à la Faculté de médecine de Lyon. — **Résumé et tableaux d'analyse qualitative minérale**. 1898. 1 vol. in-8° cart. à l'anglaise. 2 fr. »

BÉHAL (Aug.), professeur agrégé à l'École de Pharmacie. — **Étude théorique sur les composés azoïques et leurs emplois industriels**. 1889. 1 vol. in-8° raisin de 174 pages. 6 fr. »

EFFRONT (J.), directeur de l'Institut des fermentations. — **Les Enzymes et leurs applications**. 1899. 1 vol. in-8° carré, de 370 pages, cart. à l'anglaise. 9 fr. »

FRIEDEL (Ch.), membre de l'Institut. — **Conférences faites au Laboratoire de chimie organique de la Faculté des Sciences**. 1888-94. 4 vol in-8° raisin. 26 fr. »

GARROS (F.). — **Étude sur les acides gummiques ; nouveau sucre en C³ « Prunose »**. 1894. Brochure in-8° raisin de 92 pages. 3 fr. »

GUÉRIN (G.), professeur agrégé à la Faculté de médecine de Nancy. — **Traité pratique d'analyse chimique et de recherches toxicologiques**. 1893. 1 vol. in-8° raisin de 500 pages, avec 75 fig. et 5 planches en chromolithographie. 15 fr. »

HANTZSCH. — **Précis de Stéréochimie**, traduct. française par MM. Guye et Gautier. 1896. 1 vol. in-8° raisin de 224 pages, avec figures. 8 fr. »

MESLANS (M.). — **Sur l'éthérification de l'acide fluorhydrique**. 1893. in-8° raisin de 44 pages. 4 fr. »

MEYER (Lothar). — **Les théories modernes de la chimie et leur application à la mécanique chimique**. Ouvrage traduit de l'allemand par MM A. Bloch et Meunier. 1887-89. 2 vol. in-8° raisin d'ensemble 786 pages. 25 fr. »

MOUREU (Ch.), pharmacien en chef des Asiles de la Seine. — **Étude théorique sur les composés pyridiques et hydroypyridiques**. 1894. 1 vol. in-8° raisin de 148 pages. 6 fr. »

OSTWALD (W.), professeur à l'Université de Leipzig. — **Abrégé de chimie générale**. Ouvrage trad. de l'allemand par M. G. Charpy. 1893. 1 vol in-8° raisin de 456 pages. 12 fr. »

REYCHLER (A.). — **Les théories physico-chimiques**. 1897. 1 vol. in-8° raisin de 282 pages, avec 50 figures. 6 fr. »

THOMAS-MAMERT (R.). — **Sur l'application de la Stéréochimie aux réactions internes entre les radicaux éloignés d'une même molécule**. 1895. Brochure in-8° raisin. 2 fr. »

VAN t'HOFF (J.-H.). — **Stéréochimie**. 1892. 1 vol. in-8° raisin de 176 pages. 6 fr. 50

NIETZKI. — **Chimie des matières colorantes** (*Sous-presses*).

L'ÉCLAIRAGE ÉLECTRIQUE

REVUE HEBDOMADAIRE DES TRANSFORMATIONS

ÉLECTRIQUES — MÉCANIQUES — THERMIQUES

DE

L'ÉNERGIE

Paraissant le samedi

DIRECTION SCIENTIFIQUE :

A. CORNU Professeur à l'École Polytechnique, Membre de l'Institut.	A. D'ARSONVAL Professeur au Collège de France, Membre de l'Institut.	G. LIPPMANN Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut.	D. MONNIER Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures
A. POTIER Pr à l'École des Mines, Membre de l'Institut.	H. POINCARÉ Pr à la Sorbonne, Membre de l'Institut.	A. WITZ Pr à la Faculté libre des sciences de Lille	J. BLONDIN Professeur agrégé de l'Université.

Lorsqu'en septembre 1894 *La Lumière Électrique* cessa brusquement de paraître, l'émoi fut grand parmi tous ceux, savants et industriels, qui s'occupent d'électricité. C'était, en effet, un recueil universellement apprécié, dont la collection constitue aujourd'hui une sorte d'encyclopédie de la Science électrique et de ses applications, où tous les faits nouveaux, toutes les découvertes récentes se trouvent consignés et étudiés avec les développements qu'ils comportent.

Comblant le vide laissé dans la Presse scientifique par la disparition de cet important organe s'imposait. C'est dans ce but que, groupant les principaux collaborateurs de ce recueil et y adjoignant des éléments nouveaux en vue d'accentuer son double caractère industriel et scientifique, **L'Éclairage Électrique** a été fondé. Publié sous le même format, avec la même périodicité, aussi largement illustré que *La Lumière Électrique*, **L'Éclairage Électrique**, qui paraît régulièrement depuis le 15 septembre 1894, a su conserver, et même, suivant d'aucuns, dépasser le rang qu'avait atteint son prédécesseur.

Composition de chaque Numéro

Chaque numéro comprend cinq parties :

1^o *Articles de fond.* — 2^o *Revue industrielle et des inventions.* — 3^o *Revue des Sociétés savantes et des publications scientifiques.*

Depuis quelques mois, il a été ajouté à chaque numéro un SUPPLÉMENT où sont publiés les :

4^o *Nouvelles.* — 5^o *Bibliographie.* — 6^o *Chronique.* — 7^o *Sommaires des périodiques.* — 8^o *Ouvrages reçus.* — 9^o *Brevets d'invention.*

CONDITIONS ET PRIX DE LA PUBLICATION

L'Éclairage Électrique paraît régulièrement tous les samedis, par fascicules in-4^o de 56 pages sur deux colonnes, avec de très nombreuses figures.

Chaque année de la publication forme 4 volumes trimestriels de 500 pages chacun, accompagnés d'une table très détaillée, par matières et par noms d'auteurs à la fin de chaque volume.

Imprimé avec le plus grand soin, et orné de figures très soignées, *L'Éclairage Électrique*, bien que le prix de l'abonnement annuel en puisse paraître élevé (50 fr. pour la France et 60 fr. pour l'étranger), est la publication française d'électricité la moins chère, étant donnée l'abondance des matières qu'on y trouve traitées et la quantité de pages qu'elle contient (2000 par an).

Tout ce qui peut intéresser le savant ou l'ingénieur électricien y est signalé, traité ou analysé. *L'Éclairage Électrique* peut être considéré comme une encyclopédie de la science de l'électricité et de ses applications, qu'il suffit de consulter pour être au courant de toutes les nouvelles théories et expériences, de toutes les nouvelles entreprises, inventions ou découvertes en électricité, sans être obligé de consulter aucune autre publication.

Spécimens des Sommaires de l'Éclairage électrique.

N° 11. — SAMEDI, 18 MARS 1899

Les stations centrales des hauts fourneaux, par Aimé WITZ.

Instruments de mesures: *Compteur électrolytique Bastian, compteur de temps Bastian à prépaiement; compteurs Evershed et Vignoles*, par H. ARMAGNAT.

Théorie de l'électricité et de la chaleur de M. Riecke, par M. LAMOTTE.

Machines dynamo-électriques: *Machines à courant continu: Porte-balais, Johnson et Lundell; dynamo unipolaire Finlay; dynamos et moteurs Max Deri; dynamos delà Allmanna Svenska Elektriska Aktiebolaget*, par C.-F. GUIBERT.

Revue industrielle des inventions. — *Piles J.-L. Dobell à charbon. — Machine H. H. Perry pour tourner et polir les collecteurs de dynamos. — Combinateur Thomson-Houston pour quatre moteurs de traction. — Dispositif Thomson-Houston pour freinage électrique des voitures de tramways.*

Revue des Sociétés savantes et des publications scientifiques. — *Étude sur le pont de Kelvin et de Varley, par TOBLER. — Détermination de l'intensité maxima d'un courant*

de décharge d'après son action magnétisante, par F. POCKELS.

Chronique. — *L'utilisation des forces motrices du Rhin de Schaffouse à Bâle. — L'électrolyse par les courants de retour de tramways à Jersey-City. — Filaments de lampes en carbure de silicium. — La fabrication électrolytique du chlorate de calcium. — Obtention de solutions de métaux au moyen de l'arc électrique. — Résistance électrique du contact entre deux sphères d'acier. — Sur les phénomènes de luminescence.*

Supplément. — *Nouvelles. — Les tramways électriques de Madrid. — La locomotion par plates-formes mobiles. — Traction électrique. — Éclairage électrique. — Compagnie de tramways de Rouen. — Compagnie générale parisienne de tramways. — Compagnie de tramways de Nice et du littoral. — Société anonyme de locomotion électrique. — Éclairage électrique de Saint-Petersbourg. — Société filiale belge néerlandaise d'aluminium. — Société française d'électro-metallurgie. — Avis, adjudications.*

Littérature des périodiques.

Bibliographie.

N° 12. — SAMEDI, 25 MARS 1899

Propriétés des aimants rectilignes, par VICTOR GUILLET.

Accumulateurs électriques: *Electrodes avec parois poreuses; Essais comparatifs des accumulateurs*, par F. LOPEZ. — *Théorie de l'électricité et de la chaleur de M. Riecke*, par M. LAMOTTE.

Instruments de mesures: *Compteurs Hummel, Aron, Ferranti*, par H. ARMAGNAT.

Revue industrielle et des inventions. — *Appareil de commande électrique et de gouvernail*, par G. MARTINEZ. — *Moteurs alternatifs à grande puissance de démarrage*, par Max DÉNI.

Revue des Sociétés savantes et des publications scientifiques. — *Société française de physique (séance du 17 mars): Sur la télégraphie sans fil*, par TISSOT. — *Sur l'interrupteur de Wehnelt*, par VILLARD. — *Spectres de quelques éléments dans la décharge continue à travers les tubes de Geissler; relation entre l'émission lumineuse, l'intensité du courant et la pression*, par A. KALAHNE.

Chronique. — *L'interrupteur électrolytique de Wehnelt. — Propulseur électrique portatif Mac Lachlan pour bateaux de plaisance. — Résultats comparatifs d'exploitation de tramways électriques pour les premiers semestres des années 1897 et 1898. — Analyse de l'eau d'alimentation des chaudières en vue de son épuration chimique. — Effets des courants alternatifs sur les animaux.*

Supplément. — *Nouvelles. — Exposition universelle de 1900. — Les instituts électrotechniques en Allemagne et en Suisse. — Les grandes industries électriques en Vénétie. — Transmission d'énergie à haute tension à Provo (Canada). — Les stations génératrices de Niagara-Falls et les glaces. — La traction électrique à New-York pendant une tourmente de neige. — Jurisprudence: Société centrale d'électricité de Bordeaux contre des Compagnies d'assurances. — Traction électrique. — Éclairage électrique. — Société anonyme d'électricité. — Adjudication et avis. — BREVETS D'INVENTION.*

L'Enseignement Mathématique

REVUE INTERNATIONALE

PARAISANT TOUS LES DEUX MOIS

Par fascicules in-8° raisin de 80 pages.

DIRECTEURS :

C.-A. LAISANT

Docteur ès-sciences
Répétiteur
à l'École polytechnique de Paris

H. FEHR

Privat-Doctent à l'Université de Genève
Professeur
au Collège et à l'École professionnelle

COMITÉ DE PATRONAGE :

MM. P. APPELL (Paris); — N. BOUGAIEV (Moscou); — Moritz CANTOR (Heidelberg); — L. CREMONA (Rome); — E. CZUBER (Vienne); — Z.-G. DE GALDEANO (Saragosse); — A.-G. GREENHILL (Woolwich); — F. KLEIN (Göttingen); — V. LIGUINE (Varsovie); — P. MANSION (Gand); — MITTAG-LEFFLER (Stockholm); — G. OLTRAMARE (Genève); — Julius PETERSEN (Copenhague); — E. FIGARD (Paris); — H. POINCARÉ (Paris); — P.-H. SCHOUTE (Groningue); — C. STEPHANOS (Athènes); — F. Gomes TEXEIRA (Porto); — A. VASSILIEF (Kasan); — ZIWET (Ann-Arbor, Michigan, U. S. A.).

PRIX DE L'ABONNEMENT ANNUEL :

France et Colonies, Suisse, 12 fr. ; Union postale, 15 fr.
Le numéro, 3 fr.

Tous ceux qui s'intéressent à la Science mathématique et à ses progrès savent quelle importance il faut attribuer à l'enseignement. Or, les mathématiciens des divers pays vivent à cet égard dans une ignorance presque complète de ce qui se fait au delà des frontières. Il y aurait cependant un intérêt considérable à connaître l'organisation de l'enseignement, les programmes, les méthodes pédagogiques, les tentatives de perfectionnements, les modifications qui surviennent, etc. De là est sortie l'idée de *l'Enseignement mathématique*, qui, dès son apparition, a groupé des adhésions illustres, qui nous sont bien précieuses. Cet organe international s'attache surtout à l'enseignement secondaire ou moyen, mais sans négliger aucune des autres branches. Il a un caractère franchement international, bien que publié en langue française.

L'Enseignement mathématique paraît tous les deux mois par fascicules de 80 pages in-8 raisin.

BIBLIOTHÈQUE

DE LA

REVUE GÉNÉRALE DES SCIENCES

Collection de volumes in-8° carré, avec figures, cartonnés à l'anglaise.

Prix : 5 francs

Torpilles et Torpilleurs, par A. BRILLIÉ, Ing^r des constructions navales. 1 vol. in-8° carré de 204 p., avec 48 fig. et 10 pl.

Les Eaux-de-vie et Liqueurs, par X. ROCQUES, Ing^r ch. 1 vol. in-8° carré de 224 p., avec 56 fig.

L'Apiculture par les méthodes simples, par R. HOMMELL, Ing^r-agronome. 1 vol. in-8° carré de 338 p., avec 102 fig. et 5 pl.

Les Méthodes pratiques en Zootechnie, par C. PAGÈS, D^r en médecine. D^r ès sciences. 1 vol. in-8° carré de 215 p. avec 12 fig.

La Cytologie expérimentale. Essai de cytomécanique, par A. LABBÉ, D^r ès sc. 1 vol. in-8° carré de 192 p., avec 56 fig.

Opinions et curiosités touchant la Mathématique, d'après les ouvrages français des XVI^e-XVII^e et XVIII^e siècles, par G. MAUPIN, Licencié ès sc. phy. et math. 1 vol. in-8° carré de 200 p., avec fig.

La Technique des rayons X. Manuel opératoire de la radiographie et de la fluoroscopie à l'usage des médecins, chirurgiens et amateurs de photographie, par Alexandre HEBERT. 1 vol. in-8° carré de 138 p., avec fig. et 10 pl.

La Plaque photographique (gélantino-bromure d'argent). Propriétés, le visible, l'invisible, par R. COLSON. 1 vol. in-8° carré de 164 p., avec fig. et 1 pl. en chromolithographie hors texte.

L'Éclairage à l'Acétylène, historique, fabrication, appareils, applications, dangers, par G. PELLISSIER. 1 vol. in-8° carré de 237 p., avec 102 fig.

Les Gaz de l'atmosphère, par WILLIAM RAMSAY, traduit de l'anglais par G. CHARPY, D^r ès-sc. 1 vol. in-8° carré de 194 p., avec 6 fig.

La Mathématique, PHILOSOPHIE, ENSEIGNEMENT, par C.-A. LAISANT. 1 vol. in-8° carré de 296 p., avec 5 fig.

L'Artillerie, ORGANISATION, MATÉRIEL, France, Angleterre, Russie, Allemagne, Italie, Espagne, Turquie, par le Commandant VALLIER. 1 vol. in-8° carré de 275 p., avec 45 fig.

Les Terres rares. Minéralogie, propriétés, analyse, par P. TRUCHOT. 1 vol. in-8° carré de 315 p., avec 6 fig.

L'Éclairage à incandescence par le gaz et les liquides gazeifiés, par P. TRUCHOT, 1 vol. in-8° carré de 250 p., avec 70 fig.

Physique et Chimie viticoles, par A. DE SAPORTA, 1 vol. in-8° carré de 300 p., avec 43 fig.

L'Hygiène coloniale, par le D^r TREILLE (*Sous-Presses*).

Evolution des êtres vivants, par le D^r BUSQUET (*Sous-presses*).