

Du poignet à la nuque.	690 ohms.
Du poignet à la plante du pied.	900 —
D'un pied à l'autre.	900 —
D'une main à l'autre.	900 —

On voit que la méthode de mesure adoptée a conduit à des chiffres relativement faibles.

Le même expérimentateur, en employant successivement diverses électrodes dont les surfaces étaient représentées par les nombres 4, 36 et 64, a trouvé pour valeurs correspondantes des résistances d'un même segment du corps 2100, 700 et 400 ohms (1).

En résumé, nous arrivons aux conclusions suivantes :

La résistance que le corps humain oppose au passage d'un courant continu dépend :

Des deux points choisis sur la surface du corps pour appliquer les deux électrodes ;

De l'état de siccité ou d'humectation de l'épiderme aux points d'application ;

Des surfaces de contact de l'épiderme avec les électrodes ;

De l'intensité et de la durée du courant.

Il serait à désirer que les expérimentateurs indiquassent toujours aussi exactement que possible les natures ou les valeurs de ces variables, lorsqu'ils publient le résultat d'une mesure de résistance. Le groupement d'observations nombreuses et variées faites dans ces conditions permettrait peut-être de découvrir quelques lois empiriques du phénomène dont il s'agit. Les données actuelles sont incomplètes et insuffisantes.

(1) Comptes-rendus de l'Académie des sciences, 20 juin 1898.

CHAPITRE III

COURANTS INDUITS

Champ magnétique. — Flux de force. — Electro-magnétisme. — Aimantation par les courants. — Courants d'induction. — Self-induction. — Extra-courants. — Générateurs d'électricité. — Induction mutuelle de deux courants. — Principe des transformateurs. — Bobine de Ruhmkorff. — Courants à grande fréquence. — Rayons X.

33. Champ magnétique. — Les courants électriques destinés aux grandes applications industrielles s'obtiennent généralement au moyen de machines rotatives spéciales, commandées par des moteurs ; c'est une *énergie mécanique* que l'on transforme ainsi en énergie électrique, en vertu des phénomènes d'*induction*, dont la découverte est due à Faraday et remonte à 1831.

Pour bien saisir le mécanisme de ces phénomènes, il faut posséder préalablement la notion de ce que l'on appelle un *champ magnétique*.

On sait que l'étude expérimentale des barreaux aimantés a conduit les physiciens à assimiler un tel barreau à une masse inerte présentant vers ses extrémités deux centres d'action appelés *pôles* de l'aimant ; on peut faire abstraction par la pensée de la matière même du barreau et reporter la cause de ses propriétés sur ses deux pôles, considérés comme deux points géométriques sur chacun desquels serait concentrée une *masse magnétique*. Suspendons ce barreau aimanté de manière qu'il puisse

tourner, en restant horizontal, autour d'un pivot vertical, sa faculté d'orientation bien connue s'exercera immédiatement ; on est convenu d'appeler *pôle nord* celui des deux pôles qui se tourne vers le nord et *pôle sud* l'autre pôle ; on dit *positive* la masse magnétique du pôle nord et *negative* celle du pôle sud ; ces deux masses sont égales et de signes contraires.

Deux masses magnétiques de même signe se repoussent, deux masses magnétiques de signes contraires s'attirent. Coulomb a constaté que *les attractions et les répulsions magnétiques sont inversement proportionnelles aux carrés des distances*. L'action mutuelle de deux pôles, à une distance donnée, dépend de leurs puissances particulières ; si, l'un d'eux restant fixe, ainsi que la distance, on change le second de manière à rendre double, triple, ..., l'action mutuelle primitive, on dira que l'on a doublé, triplé, ... la masse magnétique de ce second pôle. Moyennant cette convention, on peut dire que *les attractions et les répulsions de deux masses magnétiques sont proportionnelles aux produits de ces deux masses*. En résumé, les masses magnétiques obéissent à la loi Newtonienne de l'attraction universelle, ainsi que l'exprime le théorème suivant : *La force agissant entre deux masses magnétiques est dirigée suivant la droite qui joint leurs points de concentration ; elle est proportionnelle au produit de ces deux masses et inversement proportionnelle au carré de leur distance*.

En désignant par m et m' les deux masses magnétiques, et par r leur distance, leur action mutuelle φ s'exprime par la formule

$$\varphi = -\frac{mm'}{r^2},$$

absolument analogue à celle qui régit l'action mutuelle de deux masses électriques. En raisonnant comme nous

l'avons fait précédemment pour ces dernières, on peut définir l'*unité CGS de masse magnétique* ; c'est la *masse magnétique qui agissant sur une masse magnétique égale placée à la distance d'un centimètre la repousserait avec la force d'une dyne*.

Cela posé, un système quelconque de masses magnétiques $m, m', m'' \dots$, occupant des positions fixes, détermine ce que l'on appelle un *champ magnétique*, espace dans lequel son action peut s'exercer. Plaçons en un point quelconque P l'unité positive de masse magnétique, elle sera sollicitée par une force résultante dont la direction et l'intensité constitue la *force du champ* en ce point P.

En divisant chaque masse magnétique agissante par sa distance au point P et faisant la somme de tous ces quotients, on obtient la fonction de point

$$V = \frac{m}{r} + \frac{m'}{r'} + \frac{m''}{r''} + \dots$$

que l'on appelle le *potentiel du champ magnétique* au point P. On démontre que ce potentiel représente le travail qu'il faudrait dépenser pour amener l'unité de masse magnétique depuis l'infini jusqu'au point P.

Examinons le cas particulier tout à fait simple où le système d'aimants fixes se réduirait à une seule masse positive m , concentrée sur un point. Pour tous les points d'une sphère de rayon r ayant son centre sur cette masse

m , le potentiel aura la valeur constante $\frac{m}{r}$, ce que nous

pouvons exprimer en disant que la surface de cette sphère est *équipotentielle*. En chaque point de cette surface sphérique l'action magnétique exercée sur l'unité de masse positive, c'est-à-dire la *force du champ*, lui est *normale*, ce que nous pouvons exprimer en disant que cette surface est une *surface de niveau*. Si nous considérons une série

de surfaces sphériques, ayant toutes leur centre en m et différant entre elles par leurs rayons, elles seront toutes normales à un rayon quelconque issu de leur centre commun ; or ce rayon représente une *ligne de force*, parce qu'en chacun de ses points la force du champ est dirigée suivant ce rayon lui-même ; nous voyons ainsi que les *lignes de force du champ magnétique sont perpendiculaires aux surfaces de niveau*.

Quel que soit le système de masses agissantes m , m' , m'' ,..... le champ magnétique correspondant présente des propriétés analogues à celles que nous venons d'exposer. On peut toujours tracer par la pensée une série de *surfaces équipotentielles* ou *surfaces de niveau*, normales aux actions magnétiques, et tracer ensuite un système de *lignes de force* perpendiculaires à ces surfaces.

S'agit-il, par exemple, du champ magnétique créé par les deux pôles N et S d'un barreau aimanté (fig. 21), un plan passant par la ligne SN coupera les surfaces de niveau suivant le système de courbes tracées en plein sur la figure ; celles des lignes de force qui se trouvent situées dans ce plan sont représentées par les courbes tracées en pointillé, normales aux précédentes. Chacun de ces deux systèmes de courbes présente une double symétrie, relativement à la ligne SN et relativement à la perpendiculaire AB élevée au milieu de cette ligne. On retrouve ce système de lignes de force dans le *spectre magnétique* que l'on obtient en plaçant au-dessus d'un barreau aimanté une mince lame de verre ou de carton, recouverte d'une couche uniforme de limaille de fer, et imprimant à cette limaille quelques légères secousses.

La plus simple des champs magnétiques est ce que l'on appelle un *champ magnétique uniforme* ; l'action magnétique y reste constante en grandeur et en direction, en sorte que les lignes de force sont des droites parallèles

entre elles et les surfaces de niveau des plans normaux à ces droites. La terre, qui peut être assimilée à un aimant, crée autour de nous un champ uniforme, dont l'intensité constante est un peu faible. D'après les mesures prises à

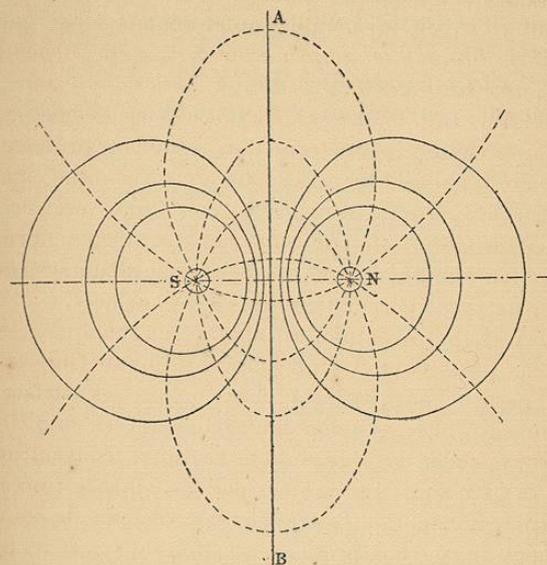


Fig. 21.

Saint-Maur le 1^{er} janvier 1888 l'intensité du champ magnétique terrestre à Paris a pour valeur moyenne 0,4652 dyne ; sa composante horizontale n'est que de 0,1948, et sa composante verticale de 0,42245.

34. *Flux de force*. — Traçons dans un champ magnétique quelconque un élément de surface AB (fig. 22) ; soit F la force magnétique correspondant à son centre de

gravité P et F_n la projection de cette force sur la normale NN' à cet élément de surface. Le produit

$$F_n \times \overline{AB}$$

de cette composante normale par l'aire de l'élément de surface constitue ce que l'on appelle le *flux de force* relatif à cet élément.

Une surface fermée quelconque, tracée dans le champ magnétique, peut toujours être décomposée par la pensée

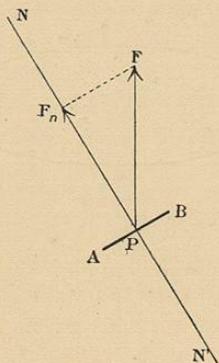


Fig. 22.

en éléments superficiels à chacun desquels correspond un flux de force. Suivant que la composante normale F_n relative à cet élément se dirige vers l'extérieur ou vers l'intérieur de la surface fermée, le flux de force correspondant peut être considéré comme *sortant* ou comme *entrant*; on convient de le regarder comme *positif* dans le premier cas et comme *néglatif* dans le second. Moyennant cette convention, on peut opérer la sommation de tous les flux de force élémentaires; Green a démontré le théorème suivant: *Le flux de force total correspondant à une surface fermée de forme quelconque, ne renfermant*

aucune masse magnétique, est identiquement nul. Les flux entrant et les flux sortant se détruisent donc mutuellement.

Cela posé, considérons un circuit fermé quelconque ABCD, placé dans le champ magnétique (fig. 23) et prenons le pour base d'une surface arbitraire AMC, en forme

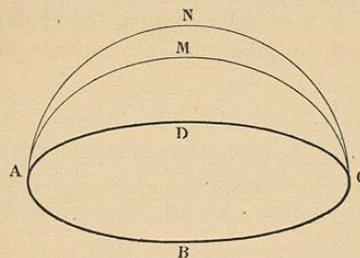


Fig. 23.

de calotte. Nous appellerons *flux de force embrassé par le circuit* le flux total correspondant à cette surface; cette définition n'aurait aucun sens précis si la forme de la surface AMC influait sur la valeur du flux total qui lui correspond; il nous faut donc démontrer que cette forme est sans influence, cela est facile en recourant au théorème de Green. Prenons, en effet, une autre surface ANC, ayant aussi pour base le circuit ABCD; l'ensemble des deux surfaces AMC et ANC constitue une surface fermée, ne renfermant aucune masse magnétique, pour laquelle le flux total est identiquement nul; par conséquent, il entre ou sort par la surface AMC autant de flux de force qu'il en sort ou entre par la surface ANC, en sorte que ces deux surfaces, considérées séparément, ont des flux correspondants parfaitement égaux. Ces considérations nous conduisent à la conception très importante du *flux de force traversant un circuit fermé*; on entrevoit une analogie entre ce flux

de force traversant le circuit et un flux liquide qui le traverserait s'il était plongé dans un cours d'eau.

Le théorème de Green, dont nous venons d'apprécier l'utilité, se complète de la manière suivante lorsque des masses magnétiques sont à l'intérieur d'une surface fermée : *Le flux de force total correspondant à une surface fermée de forme quelconque s'obtient en multipliant par le nombre 4π la somme algébrique M des masses magnétiques qu'elle renferme.*

35. *Electromagnétisme.* — Un courant électrique crée autour de lui un véritable champ magnétique. L'origine de cette découverte remonte à 1820 et réside dans cette expérience d'Ørsted qu'un conducteur traversé par un courant et approché d'une aiguille aimantée l'écarte de sa position d'équilibre. C'est Ampère qui a démontré l'identité complète entre le champ d'un courant et le champ d'un aimant ; c'est au génie d'Ampère qu'est due la découverte si remarquable de *l'équivalence d'un courant fermé et d'un feuillet magnétique.*

Prenons une surface quelconque, (une calotte sphérique, par exemple), limitée par un périmètre fermé. Divisons-la, par la pensée, en une infinité d'éléments, tous de même surface. Prenant alors une série d'aiguilles aimantées infiniment courtes et toutes identiques entre elles, faisons traverser chaque élément de surface par une aiguille passant normalement par son centre, de manière que tous les pôles nord se trouvent d'un même côté de la surface, et, par conséquent, tous les pôles sud du côté opposé. Supposons enfin que la substance matérielle de ces aiguilles s'anéantisse en déposant sur les deux côtés de la surface les masses magnétiques des pôles. Nous obtiendrons ainsi un *feuillet magnétique*, sorte d'aimant théorique, résultant d'une couche uniforme de magnétisme nord ou positif

répandue sur une face de la calotte et d'une couche égale de magnétisme sud ou négatif uniformément répandu sur la face opposée. La *densité superficielle* σ de la couche positive est le rapport de la masse magnétique composant cette couche à l'aire qu'elle recouvre ; il faut d'ailleurs, pour maintenir la séparation des couches positive et négative, attribuer une petite épaisseur h à la surface ; on appelle *puissance du feuillet* le produit de l'épaisseur infiniment petite de la lame par la densité superficielle de la couche

$$\Phi = h\sigma.$$

Soit ABCD (fig. 24) le périmètre fermé qui termine le feuillet magnétique. Pour obtenir la valeur du potentiel

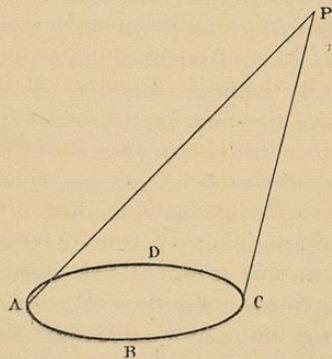


Fig. 24.

magnétique créé par ce feuillet au point quelconque P, on considère ce point comme le sommet d'un cône ayant pour base le périmètre ABCD, ce qui détermine l'angle solide ω sous lequel du point P, on verrait, ce contour terminal (1).

(1) Prenons le sommet P de cet angle solide pour centre d'une sphère ayant pour rayon l'unité de longueur ; l'aire de la surface sphérique découpé par le cône sert de mesure à l'angle solide.

Le potentiel du feuillet magnétique est égal au produit de la puissance magnétique de ce feuillet par l'angle solide sous lequel est vu son contour terminal ; c'est ce que l'on exprime par la formule

$$V = \Phi \omega.$$

Ce potentiel représente le travail qu'il faudrait dépenser pour amener l'unité de masse magnétique depuis l'infini jusqu'au point P en présence du feuillet magnétique.

Cela posé, supprimons le feuillet magnétique en conservant seulement son contour terminal ABCD et supposons que ce contour représente un fil conducteur, en cuivre par exemple. Faisons parcourir ce conducteur par un courant électrique *d'intensité I numériquement égale à la puissance Φ du feuillet*, en déterminant le sens de ce courant d'après cette règle pratique, imaginée par Maxwell : *Si l'on enfonce un tire-bouchon dans la surface-feuillet de manière qu'il entre par la face négative et sorte par la face positive, le sens de la rotation de ce tire-bouchon serait précisément le sens du courant.*

Dans ces conditions, il y aura complète équivalence magnétique du feuillet et du courant. Telle est la signification de ce théorème d'Ampère : *L'action d'un courant fermé est identique à celle d'un feuillet magnétique de même contour et dont la puissance est égale à l'intensité du courant.*

Il est, par conséquent, toujours facile de concevoir un feuillet magnétique équivalent à un courant fermé. En supposant qu'un observateur soit couché dans le courant, en regardant vers l'intérieur du circuit fermé, la face positive du feuillet sera à la gauche et la face positive à la droite de cet observateur. On arrive ainsi à attribuer au courant fermé lui-même une face positive et une face négative.

Le potentiel de ce courant fermé, pour un point quelconque P, a pour valeur

$$V = I\omega + \text{constante},$$

I désignant l'intensité du courant et ω l'angle solide sous lequel, du point P, on voit le circuit fermé; on donne à cet angle ω le signe + ou le signe — suivant que le feuillet équivalent au courant montre au point V sa face positive ou sa face négative. Nous savons que ce potentiel représente le travail nécessaire pour amener l'unité positive de masse magnétique depuis l'infini jusqu'au point P. Pourquoi la valeur du potentiel du courant contient-elle une constante non déterminée, alors qu'il n'en est pas ainsi pour le potentiel du feuillet équivalent? En voici la raison. Lorsqu'il s'agit du feuillet, le chemin arbitraire que nous pouvons, par la pensée, faire parcourir à l'unité de masse magnétique pour l'amener de l'infini au point P est assujéti à l'obligation de ne pas traverser la substance matérielle du feuillet; lorsqu'il s'agit du courant fermé, les traversées deviennent possibles et l'on démontre que chacune d'elles diminue ou augmente de la quantité $4\pi I$ la valeur du potentiel, suivant qu'elle s'effectue dans le sens de la direction du champ ou dans le sens contraire.

Ampère a donné le nom de *solénoïde* à un système de petits courants circulaires tous égaux entre eux, parallèles et équidistants; nous figurons un solénoïde du côté gauche de la figure 25. On peut remplacer chacun de ces courants par un feuillet magnétique équivalent, auquel on peut attribuer une épaisseur égale à la distance de deux courants successifs; comme les faces opposées de deux feuillets consécutifs sont en coïncidence, leurs charges magnétiques se détruisent, il ne reste par conséquent de magnétisme actif que sur les deux faces libres occupant les deux extrémités, faces libres dont les charges sont égales

et de signes contraires. Nous voyons ainsi que le solénoïde doit posséder des propriétés tout-à-fait analogues à celles d'un barreau aimanté.

Le côté droit de la figure 25 représente un *cylindre électromagnétique*, composé, comme le solénoïde, de courants circulaires égaux, parallèles et équidistants ; ces cercles sont reliés entre eux par des segments de droite parallèles

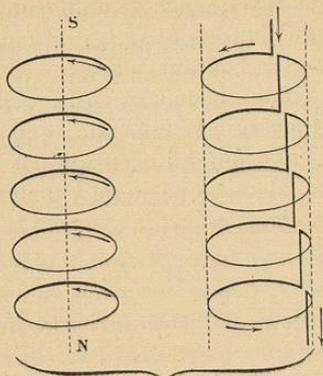


Fig. 25.

à l'axe du cylindre. Pour détruire l'effet de ces bouts de droite et suppléer à l'absence des petits arcs circulaires, il suffirait de ramener le fil de sortie sur le fil d'entrée, en lui faisant suivre sur la surface du cylindre l'hélice qui passe par les milieux des segments de droite. Il est clair, d'ailleurs, que, si les cercles successifs sont très voisins les uns des autres, on peut remplacer par un enroulement hélicoïdal continu l'enroulement discontinu qu'indique la figure, de manière à obtenir une bobine cylindrique. Un cylindre électromagnétique se comporte comme un aimant dont les pôles seraient rigoureusement situés sur ses bases ; il subit l'action directrice du champ terrestre,

On peut faire des expériences très variées concernant les déplacements spontanés des courants fermés placés dans un champ magnétique ; ce serait sortir des limites du cadre imposé par la nature de cet ouvrage que d'entrer dans de longs détails sur les expériences de cette nature, mais il nous paraît très utile d'exposer brièvement les considérations générales qui permettent de bien saisir la clé de ces phénomènes. On appelle *énergie* d'un courant fermé dans un champ magnétique le travail qu'il faudrait dépenser pour transporter ce courant, maintenu invariable par la pensée, depuis l'infini jusqu'à sa position actuelle ; on démontre que cette énergie W est égale et de signe contraire au produit de l'intensité I du courant par le flux de force φ qui le traverse, dans sa position actuelle, en pénétrant par sa face négative ; c'est ce qu'exprime la formule

$$W = - I\varphi.$$

Considérons deux positions différentes du courant dans le champ magnétique, positions auxquelles correspondent les flux φ_1 et φ_2 ; les énergies correspondantes sont

$$W_1 = - I\varphi_1.$$

$$W_2 = - I\varphi_2.$$

leur différence

$$W_2 - W_1 = I(\varphi_1 - \varphi_2)$$

représente le travail qu'il faut dépenser pour amener le courant de la première position à la seconde ; par conséquent *le travail nécessaire pour déplacer un courant fermé dans un champ magnétique est égal au produit de l'intensité de ce courant par la variation du flux qui le traverse en pénétrant par sa face négative*. On démontre, d'ailleurs, que cette variation du flux de force est égale au *flux coupé par le contour du circuit* pendant son tra-

jet, ce qui permet d'énoncer sous une forme différente le théorème précédent.

Cela posé, il existe un théorème de mécanique absolument général, en vertu duquel tout système abandonné à lui-même tend à dépenser la totalité de son énergie ; les positions d'équilibre stable sont, par conséquent, celles auxquels correspondent les valeurs minima de l'énergie du système. Un courant fermé placé dans un champ magnétique se tournera de manière à recevoir par sa face négative le maximum de flux ; si le circuit conducteur est flexible, il prendra la forme circulaire qui lui permet d'embrasser le plus grand flux possible.

36. Aimantation par les courants. — Puisque les courants donnent naissance à de véritables champs magnétiques, ils peuvent évidemment être employés pour obtenir l'aimantation du fer doux. Arago a remarqué, en effet, dès 1820 qu'un fil de cuivre traversé par un courant attire et aimante la limaille de fer.

Introduisons un barreau de fer doux dans l'intérieur d'un cylindre électro-magnétique indéfini, et faisons passer dans la bobine un courant d'intensité I ; le barreau de fer doux recevra une aimantation temporaire et nous obtiendrons un *électro-aimant*. L'action magnétisante dépend, d'une part, de l'intensité I et, d'autre part, du nombre des spires par unité de longueur ; elle est indépendante du périmètre d'une spire, aussi y a-t-il intérêt à réduire ce périmètre à son minimum en enroulant directement le fil conducteur sur le barreau.

Au lieu de donner au barreau de fer doux la forme rectiligne, on peut le courber en forme de fer à cheval. Dans ce cas, on supprime ordinairement les spires dans la partie courbe ; pour que l'enroulement sur les deux branches soit disposé de manière à donner des pôles de

noms contraires aux deux extrémités, il faut qu'il soit le même que si on l'avait fait avant de courber le barreau.

Les électro-aimants peuvent être rendus plus puissants que les aimants permanents d'acier ; le caractère essentiellement temporaire de leur aimantation, qui naît aussitôt que le courant passe et disparaît aussitôt qu'il cesse, les rend précieux pour un grand nombre d'applications.

La théorie de l'aimantation temporaire présente d'assez grandes difficultés notamment à cause de l'existence du phénomène de l'*hystérésis*, dont la découverte est due à M. Ewing, et à cause des variations de la perméabilité magnétique du fer doux. Le lecteur désireux d'approfondir ce sujet pourra recourir aux ouvrages spéciaux.

37. Courants d'induction. — Lorsqu'un conducteur fermé est placé dans un champ magnétique, toute variation du flux de force embrassé par ce circuit détermine une modification du courant. Ce conducteur devient le siège d'un *courant induit*, essentiellement temporaire, dont la durée est égale à celle de la variation du flux. La découverte des courants d'induction remonte à 1831 : elle est due à Faraday.

D'après la *loi de Lenz*, le sens du courant produit par la variation du flux est tel qu'il s'oppose à cette variation ; si donc ce flux diminue, le courant induit sera de même sens que le courant qui produirait ce flux ; si le flux augmente, le courant induit sera de sens contraire au courant qui produirait ce flux ; il en résulte que le courant induit doit changer de signe lorsque le flux passe soit par un maximum, soit par un minimum.

Pour fixer les idées, considérons un rectangle en fil de cuivre ABCD, pouvant tourner autour de la ligne médiane XY, parallèle à ses grands côtés, placé dans un champ magnétique uniforme dont les lignes de force sont per-

pendiculaires à cette ligne médiane (fig. 26). Orientons d'abord cette spire de manière que son plan soit perpendiculaire à la direction du champ et imprimons-lui une rotation uniforme autour de XY. Au début, le flux de force embrassé par le circuit est maximum, en sorte que le courant induit est nul ; ce flux de force décroît ensuite de plus en plus jusqu'à ce qu'il s'annule au moment où le plan de la spire devient parallèle à la direction du champ,

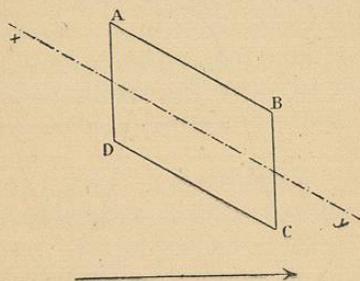


Fig. 26.

de là un courant d'induction d'intensité croissante ; la rotation continuant, le flux de force croît, d'abord assez vite, puis plus lentement jusqu'à ce qu'il atteigne un maximum au moment où le plan de la spire redevient perpendiculaire au champ magnétique, de là un courant d'induction d'intensité décroissante et finalement nulle. Pendant le demi-tour suivant, les choses se passent de la même manière, à cela près que le courant a changé de sens ; ce courant part de zéro, atteint son maximum au moment où le plan de la spire devient parallèle aux lignes de force et revient à zéro lorsque la spire reprend sa position primitive. On obtient ainsi un *courant alternatif*, qui se reproduit périodiquement pendant les tours suivants. En prenant le temps pour abscisse et l'intensité

du courant induit pour ordonnée, on représente graphiquement le phénomène par la courbe qui porte le nom de *sinusoïde* (fig. 27) ; de là le nom de *courant sinusoïdal*.

L'énergie électrique nécessaire pour la création de ce courant induit résulte de la transformation de l'énergie mécanique qu'il faut dépenser pour faire tourner la spire. En dehors du champ magnétique, cette rotation à vitesse uniforme n'exigerait que le faible travail nécessaire pour

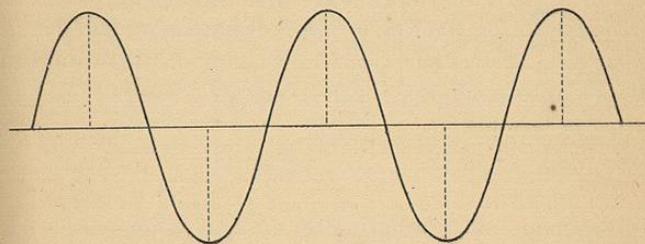


Fig. 27.

vaincre les résistances passives, (frottement de l'axe de rotation sur ses coussinets et résistance de l'air ambiant) ; la présence du champ magnétique oblige à dépenser un travail plus considérable, comme si, au lieu de tourner dans l'air libre, la spire devait tourner dans un milieu visqueux et résistant ; c'est ce supplément de travail qui se transforme en énergie électrique.

Quant à la force électromotrice, elle puise son origine dans la variation du flux de force embrassé pour le circuit ou, ce qui revient au même, dans la coupure des lignes de force du champ par les grands côtés du rectangle tournant (1). Si, sans modifier l'un de ces grands côtés en fil

(1) Les petits côtés du rectangle restant, dans le cas dont il s'agit, constamment parallèles aux lignes de force, ne font aucune coupure du flux.

de cuivre, nous remplaçons les trois autres côtés du rectangle par des tiges non conductrices (en verre ou en ébène), la rotation de la spire hétérogène ainsi constituée aurait lieu sans création d'un courant induit, mais on pourrait néanmoins, au moyen d'instruments de mesure spéciaux, constater l'existence d'une différence de potentiel, périodiquement variable, entre les deux extrémités du fil de cuivre. Sir W. Thomson et M. Helmholtz ont démontré par l'analyse que la force électromotrice d'induction E à un instant quelconque, s'obtient en changeant de signe la dérivée par rapport au temps du flux de force magnétique φ embrassé par le circuit; c'est ce qu'exprime la formule

$$E = - \frac{d\varphi}{dt}$$

L'intensité I du courant induit à l'instant considéré est, d'après la loi d'Ohm, déterminée par la formule

$$I = \frac{E}{R},$$

dans laquelle R désigne la résistance du circuit. On déduit de ces formules que *la quantité d'électricité induite pendant un intervalle de temps quelconque est égale au quotient de la variation correspondante du flux de force traversant le circuit par la résistance de ce circuit.*

Pour déterminer le sens de la force électromotrice à un instant quelconque, on peut recourir à cette règle de Maxwell. *Supposons qu'un tire-bouchon tourne de manière à avancer dans la direction du champ, la force électromotrice sera orientée dans le sens de la rotation de ce tire-bouchon ou en sens contraire, suivant que la valeur absolue du flux de force traversant le circuit sera croissante ou décroissante.*

38. Self-induction. — Du moment qu'un circuit fermé est parcouru par un courant, il donne naissance à un champ magnétique et, par conséquent, à un flux de force par lequel il est traversé. Il est évident que la valeur de ce flux de force est proportionnelle à l'intensité du courant passant dans le circuit fermé; en supposant que cette intensité devienne égale à l'unité, c'est-à-dire à un ampère, on fait acquérir au flux de force dont il s'agit une valeur particulière à laquelle on a donné le nom de *coefficient de self-induction* du circuit. Désignons ce coefficient par L ; le flux de force correspondant à un courant d'intensité I sera égal à LI .

Il résulte de cette observation que lorsqu'un courant d'induction prend naissance dans un champ magnétique variable, il faut tenir compte non seulement du flux de force Q provenant de ce champ magnétique extérieur, mais aussi du flux de force LI provenant de la self induction du circuit; en un mot le flux total φ embrassé par le circuit à un instant quelconque est une somme de deux parties

$$\varphi = Q + LI.$$

Lorsque le circuit fermé est placé dans un milieu à perméabilité magnétique constante, tel que l'air atmosphérique, la valeur du coefficient de self-induction L ne dépend que de la forme du circuit; c'est, pour ainsi dire, une valeur géométrique dont le calcul, toujours possible, est plus ou moins compliqué; son unité CGS est le centimètre et son unité pratique, un milliard de fois plus grande (10^9 fois un centimètre, soit mille myriamètres) a reçu le nom de *quadrant*. Mais le flux créé varie avec la perméabilité du milieu dans lequel le circuit est plongé: la présence d'un noyau ou d'une enveloppe de fer augmente la valeur du coefficient de self-induction.

39. *Extra-courant*. — C'est à la self-induction des circuits qu'il faut attribuer la cause des *extra-courants*.

Considérons une pile électrique munie extérieurement d'un fil conducteur et supposons d'abord le circuit ouvert. Si nous fermons brusquement le circuit, l'intensité du courant électrique n'atteindra pas immédiatement la valeur maximum I qu'elle doit posséder pendant le régime permanent ; il faut un temps certainement court mais cependant appréciable pour que l'intensité du courant croisse depuis zéro jusqu'à I , parce que la self-induction crée une force électromotrice agissant en sens contraire de celle de la pile. Les choses se passent comme si au courant *principal constant*, dû à la force électromotrice de la pile, s'ajoutait un courant *variable*, de sens opposé, dû à la force contre-électromotrice de self-induction. Désignons par R et par L la résistance et le coefficient de self-induction du circuit ; la variation totale du flux de force pendant que l'intensité du courant croît depuis zéro jusqu'à I est égale à LI ; nous avons vu précédemment qu'il suffit de diviser cette variation du flux par la résistance R du circuit pour obtenir la quantité d'électricité induite correspondante ; par conséquent la quantité d'électricité mise en mouvement dans l'extra-courant de fermeture est égale à

$$\frac{LI}{R}.$$

On démontre par le calcul que, pendant cette période de création du courant, la self-induction prélève à son profit, on l'empêchant de se dégager sous forme de chaleur, une partie égale à

$$\frac{1}{2} LI^2$$

de l'énergie totale fournie par la pile. Cette énergie préle-

vée par la self induction s'emmagasine sous une forme mystérieuse dans un réservoir intangible, de même qu'une partie du travail moteur s'emmagasine dans le volant d'une machine au début de sa mise en marche. Lorsque le moteur cesse d'agir sur la machine, la force vive qui s'est emmagasinée dans le volant devient disponible et se transforme en travail mécanique ; de même, si l'on supprime l'action de la pile en ouvrant le circuit, l'énergie électrique emmagasinée par la self induction devient disponible et se transforme en chaleur, grâce à l'*extra-courant de rupture* qui persiste seul et semble être la reproduction, avec un sens contraire, de l'extra-courant de fermeture.

Les extra-courants de rupture manifestent leur existence en produisant des étincelles.

Masson, qui a fait une étude spéciale des effets physiologiques de l'extra-courant, a constaté que son action se localise, pour ainsi dire, sur les points de l'organisme qui sont directement touchés.

40. *Générateurs d'électricité*. — Les phénomènes de l'induction électromagnétique reçoivent une application de haute importance dans la construction des machines génératrices d'électricité.

Une machine de cette nature contient toujours deux organes essentiels, savoir.

Premièrement, un appareil *inducteur* composé soit d'un aimant, soit de plusieurs aimants formant un circuit métallique discontinu, dans les lacunes ou *entrefers* duquel on obtient un champ magnétique intense.

Secondement, un appareil *induit*, appelé aussi *armature*, composé d'un circuit ou de plusieurs circuits de fils métalliques enroulés en spires multiples autour d'un noyau de fer doux et disposés de manière que, par l'effet d'un mouvement de rotation continu, ils coupent périodiquement