

QUELQUES REMARQUES SUR LA THÉORIE DU MAGNÉTISME ¹⁾

Dans le cours des dernières années, notre connaissance des propriétés magnétiques de la matière a fait des progrès considérables. De nombreuses recherches expérimentales ont conduit à la découverte de faits et de relations du plus grand intérêt, et, de son côté, la théorie a pris un nouvel élan et est arrivée à des résultats remarquables. J'ai donc cru pouvoir répondre à l'invitation que M. le directeur de la *Revue Scientifique* m'a fait l'honneur de m'adresser, en présentant dans ce petit article quelques réflexions sur cette partie importante de la physique.

Commençons par rappeler que les idées énoncées par AMPÈRE, il y a près d'un siècle, n'ont rien perdu de leur valeur, malgré le changement profond qui s'est opéré dans les théories électrodynamiques. Nous cherchons toujours à expliquer l'aimantation par de l'électricité en mouvement; pour nous, comme pour AMPÈRE, les molécules d'un corps placé dans un champ magnétique sont le siège de courants circulaires dont la direction dépend de la nature paramagnétique ou diamagnétique du corps. Il est vrai que la conception des fluides électriques a été abandonnée, et que nous nous représentons maintenant les courants moléculaires comme des mouvements de ces petites particules chargées qu'on appelle électrons, mais l'idée fondamentale n'a pas changé. On peut dire la même chose des hypothèses à l'aide desquelles nous nous rendons compte de ces innombrables courants circulant tous dans le même sens.

Tous les physiciens connaissent l'explication ingénieuse que WILH. WEBER a donnée des phénomènes du diamagnétisme. Considérons un morceau de bismuth soumis à l'action d'un champ

¹⁾ *Revue Scientifique*. 50, 1, 1912. Arch. du Musée Teyler. Série III. 1, 1, 1912. Quelques-unes des questions dont s'occupe cet article ont été traitées dans une conférence faite en décembre 1910.

magnétique; les courants moléculaires dans ce métal auront la même direction que le courant induit qui est excité, au moment où le champ est produit, dans un circuit fermé perpendiculaire aux lignes de force. C'est ce qui a conduit WEBER à les regarder comme de véritables courants d'induction. Qu'on se figure, par exemple, autour de chaque molécule un circuit circulaire placé dans la direction que je viens d'indiquer, et dépourvu de toute résistance; il est clair que la création du champ donnera lieu à des courants qui continueront à circuler jusqu'à ce qu'une nouvelle induction, qui accompagne la disparition du champ, les détruise. On voit aussi sans peine qu'on peut attribuer à ces circuits des orientations quelconques telles que toutes les directions se trouvent également représentées, et que l'effet général serait le même si les molécules étaient de petits corps parfaitement conducteurs. Quelle que soit l'image qu'on préfère, on pourra toujours dire que, dans un champ donné, il y aura un système de courants entièrement déterminé, ce système pouvant être établi par une excitation brusque ou lente du champ, ou bien par l'introduction du corps dans un champ qui existait déjà.

Dans la théorie des électrons, on peut essayer de deux manières différentes de reproduire cette explication. On peut d'abord attribuer le diamagnétisme à la rotation d'un grand nombre d'électrons contenus dans le corps, cette rotation devant nécessairement être produite par les forces électriques (forces d'induction) qui existent dans un champ magnétique croissant. Supposons, pour fixer les idées, qu'un électron soit une sphère R sur laquelle une charge électrique superficielle e est uniformément répandue, et figurons-nous qu'au commencement cette sphère est soustraite à toute action magnétique et qu'alors elle se trouve en repos. Si, à un instant postérieur, elle est soumise à un champ H , elle tournera autour du diamètre qui a la direction de ce champ. En prenant pour direction positive de la rotation celle qui correspond ¹⁾ à la direction du champ, et en se servant des unités rationnelles de HERTZ et de HEAVISIDE, on peut écrire pour la vitesse de rotation

$$q = - \frac{eR^2}{3cQ} H,$$

¹⁾ J'entends ce mot dans le sens qui est usuel dans les théories électromagnétiques.

où Q est le moment d'inertie et c la vitesse de la lumière. Cette formule prend la forme

$$q = - \frac{6\pi c R}{e} H,$$

si la masse de l'électron est entièrement de nature électromagnétique.

D'un autre côté, on peut démontrer que la sphère tournante équivaut à un aimant ayant la direction de l'axe de rotation, et dont le moment est donné par

$$\frac{eR^2}{3c} q,$$

c'est-à-dire par

$$- 2\pi R^3 H.$$

Il en résulte, pour l'aimantation d'un corps qui contient n électrons par unité de volume,

$$- 2\pi n R^3 H,$$

et pour son coefficient de susceptibilité, c'est-à-dire pour le rapport constant entre l'aimantation et l'intensité du champ,

$$K = - 2\pi n R^3,$$

expression dont la valeur est égale à une fois et demie la fraction du volume entier qui est occupée par les électrons.

Si l'on songe à la faible susceptibilité des corps diamagnétiques, il semble au premier abord qu'on pourra se contenter de cette explication. Pour l'eau, par exemple, on a $K = - 9,5 \cdot 10^{-6}$; les électrons devraient donc remplir à peu près six millièmes de l'espace. C'est bien peu, sans doute, mais c'est pourtant beaucoup plus que nous ne puissions admettre, eu égard à ce que l'on sait de la grandeur des électrons. Le rayon d'une telle particule étant à peu près $1,5 \cdot 10^{-13}$ cm, et le nombre des molécules dans un centimètre cube d'eau $4 \cdot 10^{23}$, on trouve que, même si chaque molécule contenait mille électrons, le volume occupé par ces particules serait plus d'un million de fois plus petit que ce que nous venons de déduire de la valeur de K .

La seconde explication que j'avais en vue est à l'abri d'une telle objection. Dans celle-ci, on imagine des électrons gravitant autour des molécules ou atomes dans des orbites fermées. Tant que le corps se trouve dans son état naturel, ces mouvements ont lieu indifféremment dans toutes les directions, de sorte qu'il n'y a aucun moment magnétique résultant. Mais, au moment où on établit le champ, il y a des forces d'induction qui tendent à accélérer les mouvements qui ont lieu dans un sens, et à ralentir ceux qui ont la direction opposée. Les inégalités ainsi produites se maintiendront tant que le champ existe.

Dans sa belle étude sur la théorie du magnétisme publiée en 1905, M. LANGEVIN a fait les calculs nécessaires. Il trouve pour le coefficient de susceptibilité une formule qu'on peut mettre sous la forme

$$K = -\frac{1}{8}nRa^2,$$

si l'on considère toutes les orbites des électrons comme des cercles ayant un rayon déterminé a .

Or, ce rayon peut être beaucoup plus grand que le rayon R des électrons, et on voit donc immédiatement que cette nouvelle théorie n'exige pas ce nombre énorme d'électrons dont nous venons de parler. En nommant s le nombre d'électrons que contient une molécule, on trouve pour l'eau

$$a = \frac{11.10^{-8}}{\sqrt{s}} \text{ cm.}$$

Cela nous donne $a = 5.10^{-8}$ pour $s = 4$, et $a = 4.10^{-8}$ pour $s = 10$, résultats qui s'accordent très bien avec ce que nous savons sur les grandeurs moléculaires.

Dans cette théorie du diamagnétisme, il faut admettre que, dans l'état naturel du corps, aucune des particules n'ait un moment magnétique. Si, au contraire, on suppose qu'il y ait dans chaque molécule une circulation d'un ou de plusieurs électrons dans une direction déterminée, avec de si grandes vitesses que les forces d'induction ne peuvent guère les changer, on arrive à la théorie du paramagnétisme développée par M. LANGEVIN. Elle se rapproche beaucoup de l'ancienne théorie de WILH. WEBER, et, sans trop nous éloigner des idées de M. LANGEVIN, nous pouvons considérer les molécules d'un corps paramagnétique comme de

petits aimants à moments invariables, et expliquer l'aimantation par l'orientation de ces „magnécules” sous l'influence d'un champ extérieur.

La petite intensité de l'aimantation qu'un corps prend dans un champ faible prouve qu'il doit y avoir des causes qui s'opposent à l'alignement des magnécules. On les a cherchées souvent dans des forces ou plutôt des couples quasi-élastiques qui cherchent à maintenir les magnécules dans leurs positions d'équilibre; mais M. LANGEVIN, qui avait en vue en premier lieu des corps gazeux ou liquides, n'a pas fait intervenir de telles actions. Il a supposé que c'est seulement le mouvement calorifique qui tend à empêcher l'aimantation. En effet, dans ce mouvement, il y a non seulement translation mais aussi rotation des particules, et on comprend facilement que, si les magnécules peuvent librement tourner autour d'axes perpendiculaires à leurs axes magnétiques, une force extérieure ne pourra pas les maintenir dans les positions qui lui correspondent. Du reste, et cela est bien curieux, la liberté de tourner, qui est très naturelle dans les gaz et les liquides, semble également devoir être admise pour les métaux tels que le fer; cette hypothèse, dont nous allons nous servir dans ce qui suit, est à la base des développements avec lesquels M. WEISS a obtenu de si beaux résultats.

Le problème qui se pose maintenant a une étroite analogie avec celui de l'équilibre d'une colonne gazeuse sous l'influence de la pesanteur. Dans ce cas, c'est le mouvement calorifique qui empêche les molécules de prendre les positions vers lesquelles elles sont poussées par la force extérieure, et le rapport des densités à deux hauteurs différentes est déterminé par la grandeur de cette force d'un côté et par l'intensité de l'agitation thermique de l'autre. Ecrivons $\frac{3}{2}kT$, où k est une constante universelle, pour l'énergie cinétique moyenne d'une molécule à la température T , et h pour la hauteur à laquelle une molécule du poids P pourrait monter en vertu de cette énergie. On aura

$$Ph = \frac{3}{2}kT.$$

Or, une formule bien connue, qu'on trouve dans tous les traités de physique, nous apprend que, lorsqu'on s'élève à cette hauteur h , on verra la densité diminuer dans le rapport de 1 à 0,24.

Il paraît ainsi que, pour qu'il y ait une différence bien marquée entre les densités dans deux niveaux différents, il faut que la différence d'énergie potentielle entre ces niveaux soit du même ordre de grandeur que l'énergie cinétique moyenne d'une molécule. Si, pour la base et le sommet d'une colonne verticale, cette différence, ou, ce qui revient au même, le travail de la pesanteur dans le transport d'une molécule, surpasse notablement l'énergie $\frac{3}{2}kT$, la densité au sommet ne sera qu'une petite fraction de celle à la base. Lorsque, au contraire, le travail en question est très petit par rapport à $\frac{3}{2}kT$, les deux valeurs de la densité seront presque égales.

Le cas des magnécules tournantes se prête à de semblables considérations. En effet, d'après les principes de la mécanique statistique, l'énergie cinétique moyenne de leur rotation est du même ordre de grandeur que l'énergie d'une molécule gazeuse, $\frac{1}{2}kT$ pour chaque degré de liberté. Au lieu des différentes hauteurs, dont il a été question dans le cas précédent, nous avons maintenant à considérer les différentes positions qu'une magnécule peut prendre par sa rotation; parmi celles-ci il y en a deux qu'on peut comparer aux positions extrêmes dans la colonne de gaz. L'une, la direction „positive”, est celle vers laquelle la magnécule tend sous l'action du champ magnétique; l'autre, la direction „négative”, lui est diamétralement opposée. En désignant par m le moment d'une magnécule et par H l'intensité du champ, on peut écrire $2mH$ pour le travail du champ, dans le cas où la magnécule passe de la direction négative à la direction positive. Si cette grandeur, que, pour abrégér, je nommerai la „travail élémentaire” du champ, est très supérieure à l'énergie $\frac{3}{2}kT$, les magnécules seront presque entièrement alignées, dans la direction positive. Dans le cas contraire, où le travail élémentaire est très petit par rapport à $\frac{3}{2}kT$, il n'y aura qu'une légère prépondérance des directions qui sont voisines de la direction positive, et l'aimantation sera une faible fraction de celle qui serait produite par un alignement complet.

Au lieu de comparer entre elles les valeurs de mH et de kT , on peut comparer celles de NmH et de NkT , où N est la constante d'AVOGADRO, le nombre de molécules dans une molécule-gramme. Considérons, par exemple, une substance magnétique dont les magnécules ont les mêmes moments que celles du fer. Si les magnécules de ce métal sont assimilées à des atomes, il faut alors poser ¹⁾,

¹⁾ Dans les calculs numériques qui suivent, je me sers des mêmes unités que M. WEISS.

d'après les mesures de M. WEISS, $Nm = 12,4$ ce qui nous donne, pour un champ de 50 000 gauss,

$$NmH = 62.10^4.$$

Quant au produit Nk , il est égal à la constante des gaz $R = 83.10^6$. Donc, à la température de 15°C ,

$$NkT = 83.10^6 \cdot 288 = 24.10^9,$$

ce qui nous montre que même les champs très intenses ont peu d'influence sur l'alignement des magnécules, et ne produisent qu'un commencement d'aimantation. Ajoutons que, lorsque NmH est petit par rapport à RT , l'aimantation M sera proportionnelle au champ; elle est donnée par la formule

$$\frac{M}{M_0} = \frac{mH}{3kT},$$

dans laquelle M_0 est l'aimantation maxima correspondant à l'alignement parfait. On peut exprimer le résultat dans les termes suivants: l'aimantation est à l'aimantation maxima comme le travail élémentaire du champ au quadruple de l'énergie cinétique d'une molécule.

Le coefficient de susceptibilité a la grandeur

$$K = \frac{mM_0}{3kT};$$

il se trouve être inversement proportionnel à la température absolue. C'est la loi de CURIE, qui se vérifie dans un certain nombre de cas, quoi qu'il y ait de nombreuses exceptions.

Dans la théorie que je viens d'esquisser, il y a un point essentiel sur lequel il importe d'insister. Revenons pour un moment à notre colonne gazeuse verticale, et supposons qu'on puisse faire abstraction des chocs mutuels des molécules et que les parois soient parfaitement polies et élastiques. Admettons de plus qu'au moment où elle se trouve à la base de la colonne, chaque molécule ait une vitesse en vertu de laquelle elle peut monter jusqu'au sommet. On est conduit alors à deux conséquences bien étranges. En premier lieu, la vitesse moyenne des molécules ne serait pas la même à toutes les hauteurs, ce qui est en contradiction avec la seconde loi de

la thermodynamique, et, en second lieu, la densité irait en croissant non pas vers en bas, mais vers en haut. On le reconnaît en considérant deux couches horizontales d'égale épaisseur, dont l'une se trouve à une certaine distance au-dessus de l'autre. Chaque molécule aurait une plus grande vitesse dans la couche inférieure que dans la couche supérieure, et les intervalles de temps, pendant lesquels elle se trouve dans les deux couches, seraient inversement proportionnels aux composantes verticales des vitesses avec lesquelles elle les traverse.

Il n'est pas nécessaire d'expliquer longuement comment l'inégalité des vitesses moléculaires, qui est exprimée par la loi de MAXWELL et qui est nécessairement produite par les chocs, peut servir à éviter ces conséquences inadmissibles. Aussi n'en ai-je parlé que pour faire remarquer que la même difficulté se retrouve dans la théorie des corps paramagnétiques, et qu'on l'écarte de la même manière. A chaque moment on peut diviser toutes les magnécules en deux groupes; celles dont les axes font un angle aigu avec la direction positive, et celles pour lesquelles l'angle correspondant est obtus. Eh bien, si chaque magnécule était libre de toute influence étrangère, exceptée celle du champ magnétique extérieur, et si, à un moment où elle a la direction positive, elle était animée d'une vitesse de rotation qui lui permit d'atteindre la direction négative, le premier groupe serait moins nombreux que le second, et le corps serait diamagnétique.

En soi-même, cela pourrait bien être admis, mais il faudrait admettre en même temps que la vitesse moyenne de rotation est plus grande pour le premier groupe que pour le second, et voilà ce qui nous mettrait en contradiction avec nos vues actuelles sur le mouvement moléculaire. Il faut donc faire intervenir, comme M. LANGEVIN l'a fait, les inégalités des vitesses de rotation qui suivent une loi analogue à celle de MAXWELL et qui doivent se produire par les actions qui s'exercent entre les magnécules elles-mêmes ou entre les magnécules et les autres particules contenues dans le corps.

Pour expliquer les propriétés des corps ferromagnétiques, M. WEISS a introduit la notion du champ magnétique moléculaire qui, combinée avec la théorie de M. LANGEVIN, s'est montrée très féconde. Voici comment on y arrive. D'après les recherches de M. WEISS et d'autres physiciens il est fort probable qu'un corps

ferromagnétique peut avoir une certaine aimantation et même une aimantation très intense sans qu'il soit soumis à un champ extérieur. Comme il y a toujours les mouvements calorifiques, cette aimantation spontanée doit être attribuée à des causes intérieures qui tendent à orienter les magnécules. M. WEISS suppose donc que les magnécules, dès qu'elles ont été amenées plus ou moins dans la même direction, se tiennent mutuellement dans cette direction par des actions qui s'exercent à de petites distances et qui produisent les mêmes effets qu'un certain champ magnétique. C'est ce champ équivalent que M. WEISS désigne comme „moléculaire". On suppose qu'il est proportionnel à l'aimantation même, et je le représenterai donc par wM , où M est l'aimantation et w une constante qui dépend de la nature du corps.

Le champ magnétique moléculaire peut atteindre une intensité bien plus élevée que celle des champs que nous pouvons produire, une intensité, par exemple, de presque cent millions de gauss. Cependant, aux températures ordinaires, il n'est pas assez puissant pour produire un alignement complet des magnécules. En effet, en revenant aux nombres que j'ai déjà donnés, on trouve, pour $H = 10^8$,

$$NmH = 12.10^8,$$

ce qui est encore bien inférieur à $NkT = 24.10^9$. Ce n'est qu'aux températures très basses, comme celle de l'hydrogène liquide, dont se sont servis MM. WEISS, KAMERLINGH ONNES et PERRIER, qu'on arrive à réaliser l'aimantation maxima M_0 dont un corps est capable.

Si on élève la température, l'aimantation spontanée s'affaiblit suivant une loi déterminée, et il y a même une certaine température à laquelle elle disparaît entièrement. Au-delà de cette température Θ , le point CURIE, le corps cesse d'être ferromagnétique et devient paramagnétique.

Dans la théorie de M. WEISS, le point CURIE est donné par l'équation

$$\Theta = \frac{mwM_0}{3k};$$

c'est donc la température à laquelle l'énergie cinétique moyenne d'une molécule est égale au quart du travail élémentaire du

champ moléculaire qui correspond à l'aimantation maxima M_0 .

Je n'entrerai pas ici dans la démonstration de cette formule, et je me bornerai à dire que, pour $T > \Theta$, il est impossible de trouver une valeur de l'aimantation satisfaisant à la condition qu'elle puisse être maintenue par le champ moléculaire, celui-ci, par hypothèse, devant lui être proportionnel.

L'hypothèse du champ magnétique moléculaire a reçu une vérification éclatante par la mesure des chaleurs spécifiques. L'énergie potentielle d'un système de particules agissant les unes sur les autres diminue à mesure qu'elles s'arrangent conformément aux forces qui les sollicitent. Par conséquent, l'énergie potentielle d'un groupe de magnécules doit décroître quand elles s'alignent sous l'influence du champ moléculaire H qui est la résultante de leurs actions mutuelles. Cela se traduit par un terme

$$-\frac{1}{2} HM = -\frac{1}{2} wM^2$$

dans l'expression pour l'énergie potentielle par unité de volume.

Supposons maintenant que la température T soit très peu au dessous du point CURIE Θ ; l'aimantation est alors déterminée par l'équation

$$M = M_0 \sqrt{\frac{5}{3} \frac{\Theta - T}{\Theta}}$$

et le terme en question devient

$$-\frac{5}{6} wM_0^2 \frac{\Theta - T}{\Theta}.$$

Il en résulte que, lorsque la température s'élève d'un degré, l'énergie potentielle augmente de la quantité

$$\alpha = \frac{5}{6} \frac{wM_0^2}{\Theta}.$$

Cela exige une certaine quantité de chaleur qui s'ajoute à celle qui est requise pour l'augmentation de l'énergie du corps qui existe indépendamment des phénomènes magnétiques. La chaleur spécifique doit donc contenir une partie correspondant à la grandeur α , et, comme cette partie n'entre pas en jeu au dessus du point CURIE, il faut que, lorsqu'on passe la température Θ , il y ait

un changement brusque, proportionnel à α , dans la chaleur spécifique. Cette prévision de la théorie a été pleinement confirmée par les expériences de MM. WEISS et BECK.

Remarquons que notre conclusion dépend de la circonstance que, dans le voisinage du point CURIE, l'aimantation spontanée est proportionnelle à la racine carrée de $\Theta - T$. Du reste, l'expression pour α peut être mise sous la forme bien simple

$$\alpha = \frac{5}{2} nk,$$

ce qui nous apprend que le changement de la chaleur spécifique remonte à $\frac{5}{2}k$ pour chaque magnécule. En supposant qu'une telle particule se compose de s atomes, on en déduit pour l'atome-gramme

$$\frac{5}{2} \frac{Nk}{s} = \frac{5}{2} \frac{R}{s}.$$

Le résultat sera exprimé en ergs, si l'on pose, pour la constante des gaz, $R = 83,2 \cdot 10^6$, et on aura la valeur en calories en divisant par $419 \cdot 10^6$. Cela nous donne

$$\frac{4,96}{s}.$$

Les expériences de M. WEISS conduisent à la valeur 6,3 pour le fer et à 1,6 pour le nickel. Le nombre s devrait donc être 1 pour le premier métal et probablement 3 pour le second.

Dans les travaux de M. WEISS, on trouve plusieurs autres renseignements sur cette question de la composition des magnécules. Pour ne pas trop étendre cet article, je n'en parlerai pas ici, pas plus que du „magnéton”, unité universelle du moment magnétique, dont M. WEISS a reconnu l'existence.

Il faut également passer sous silence bien d'autres questions intéressantes. Je me contenterai de faire encore une seule remarque.

Comment se fait-il que la circulation de l'électricité que nous devons admettre dans un atome de fer ne s'épuise jamais, quels que soient les changements, auxquels nous soumettons le métal, ou les combinaisons chimiques dans lesquelles il entre temporairement? S'il n'y avait qu'un seul électron gravitant autour de l'ato-

me, il perdrait bien vite son énergie par le rayonnement électromagnétique qui en émane. Heureusement, ce rayonnement devient bien moins efficace si, au lieu d'un seul électron, il y en a un certain nombre qui sont disposés d'une manière régulière. Tandis que, pour un seul électron e , décrivant un cercle avec la vitesse v et la vitesse angulaire n , l'énergie rayonnée par unité de temps est donnée par

$$\frac{1}{6} \frac{n^2 e^2}{\pi c} \left(\frac{v}{c} \right)^2,$$

on a pour deux électrons diamétralement opposés, qui parcourent la circonférence avec la même vitesse,

$$\frac{8}{5} \frac{n^2 e^2}{\pi c} \left(\frac{v}{c} \right)^4.$$

Dans l'expression du rayonnement d'un nombre s d'électrons également espacés sur le cercle, on aurait le facteur

$$\left(\frac{v}{c} \right)^{2s},$$

qui peut devenir très petit, parce que la vitesse v est sans doute beaucoup plus petite que la vitesse c de la lumière. Reste à savoir si l'on peut ainsi arriver à un affaiblissement du mouvement qui ne soit pas en contradiction avec ce que l'expérience nous apprend. S'il en était autrement, il faudrait imaginer des systèmes, par exemple des sphères tournantes uniformément chargées, qui ne donnent lieu à aucun rayonnement, ou bien admettre que les mouvements dont il s'agit peuvent être régénérés de quelque manière.