Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 4 (1931)
Heft: III-IV

Artikel: Lignes générales d'une Théorie de la Magnétostriction
Autor: Perrier, Albert
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-110039

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 02.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Lignes générales d'une Théorie de la Magnétostriction

par **Albert Perrier.**[1])

(26. V. 31.)

Sommaire. On trouvera un sommaire de ce travail au procès-verbal de la Société suisse de physique cité ci-dessous, voici seulement la division du présent article.

I. Buts et points de départ. — 1. Objets du travail. — 2. Hypothèses. — *II. Conséquences immédiates.* — 3. Champ nul et champs intenses. — 4. Champs faibles et moyens. — 5. Températures variables. — 6. Efforts équivalents et dimensions des groupements, évaluations numériques. — *III. Deuxième approximation.* — 7. Contraintes et couplages mécaniques mutuels. — 8. Les variations du volume. — 9. Unicristaux, striction angulaire. — 10. Couplage magnétique et couplage mécanique, groupements et domaines élémentaires. — *IV. Application à la susceptibilité réversible.* — 11. Le problème. — 12. Couplages mécaniques et paramètre α. — 13. Quelques comparaisons avec l'expérience. — *V. Irréversibilités, traitements thermiques et mécaniques.* — 14. Efforts tangentiels et glissements forcés. — 15. Vieillissement et irréversibilité thermique. — 16. Traitements mécaniques. — *VI. Applications diverses.* — 17. Théorie des phénomènes inverses: action des déformations sur l'aimantation ferromagnétique. — 18. Champs coercitifs et couplages magnétiques. — 19. Ebauche de théorie de la variation thermique du paramètre b. — 20. Phénomènes non magnétiques.

I. Buts et points de départ.

1. Objets du travail. — Sous l'influence de champs magnétiques extérieurs, les milieux ferromagnétiques manifestent des déformations dont on a fait l'objet d'études expérimentales très nombreuses. Les résultats apparaissent très compliqués, surtout dans les champs de moyenne intensité. Les variations des dimensions ne sont des fonctions déterminées ni du champ inducteur $\mathfrak{H}$, ni de l'aimantation *observable* $\mathfrak{J}$. On constate couramment des renversements de signes, alors même que $\mathfrak{H}$ et $\mathfrak{J}$ varient dans un seul sens.

Je me propose de montrer dans ce travail que ces effets peuvent, dans leur ensemble, être reliés rationnellement par un petit nombre d'hypothèses simples et générales à la fois, et qui

---

[1]) Comm. présentée par l'auteur à la Soc. suisse de Physique, séance du 2 mai 1931 à Zurich. Compte-rendu H. P. A. (1931) p. 148.

sont en harmonie avec les données et les notions acquises récemment sur la structure de la matière.

C'est un avis mainte fois exprimé déjà que les lois les plus nouvelles de la mécanique atomique ne sont pas en mesure de rendre compte de diverses propriétés, d'ailleurs très générales et marquées, des corps solides (par exemple les irréversibilités d'ordres divers)[1]. Cette assertion est justifiée si elle s'applique aux tentatives d'application *immédiate* des concepts et lois de la nouvelle mécanique aux faits de l'expérience brute. Pour relier les propriétés de l'atome aux lois de l'expérience directe, je crois indispensable de faire souvent usage de notions et lois intermédiaires, qui d'ailleurs, bien entendu, doivent autant que possible viser à la réalité elles aussi. On est déjà entré dans cette voie et avec fruit.

Les notions mises en œuvre ici participent de ce caractère; elles sont provisoirement hypothétiques en ce sens qu'elles ne sont pas directement exprimables par des mesures et servent à décrire des mécanismes invisibles. Mais si l'expérience les justifie, elles pourront être conservées quelle qu'en soit l'interprétation atomistique; en sens inverse elles cherchent à être immédiatement accessibles à cette interprétation.

J'esquisse encore dans cet article quelques raisonnements montrant comment on peut rattacher à la théorie proposée nombre de phénomènes et de lois ressortissant à des domaines différents, plus ou moins éloignés de l'objet précis du travail, tels les propriétés énigmatiques de la susceptibilité initiale, les effets irréversibles des traitements thermiques et mécaniques, etc. Beaucoup de leurs manifestations sont restées sans explication plausible jusqu'ici. Le lien logique que je crois trouver entre elles, puis les questions nouvelles posées à l'expérimentation témoigneront, j'espère, au moins de la fécondité de cette tentative.

Cet article est une première étude dans un cadre restreint pour l'exploration d'un domaine particulièrement vaste et extrêmement confus (irréversibilités!). Il doit se borner à établir des bases précises autant qu'elles peuvent l'être et à en faire voir l'usage; la discussion expérimentale est réduite aux phénomènes typiques. Des figures eussent été sans aucun doute éminemment désirables, mais il eût fallu en choisir d'emblée une notable quantité pour qu'elles soient utiles, et j'y ai renoncé complètement. On trouvera dans le texte les points de départs de plusieurs travaux détaillés que je n'ai pas la possibilité de rédiger immédiatement.

---

[1]) cf. les «strukturabhängige» et «strukturunabhängige Eigenschaften» dans F. Zwicky, loc. cit. § 5 de ce travail.

2. *Hypothèses.* — Admettant sans autre comme établie l'existence de l'aimantation spontanée ($\mathfrak{J}_s$), je postulerai que cette existence entraîne *dans le groupement élémentaire une déformation anisotrope mais uniforme du réseau.* Chaque groupement pour lui-même n'est donc plus exactement cubique; la déformation a la direction de $\mathfrak{J}_s$ comme axe de symétrie.

Pour la seule interprétation qualitative des cycles de magnétostriction à température ordinaire, on pourrait ne pas préciser davantage, mais on doit aussi considérer comme presque certain (v. § 5) que le champ moléculaire implique une modification isotrope du réseau, beaucoup plus considérable (plus généralement une contraction d'ensemble); celle que j'introduis plus haut est un petit phénomène greffé sur celui-là.

Ainsi, nous envisageons un milieu ferromagnétique comme un agrégat de groupements moléculaires (très grand nombre de molécules!) spontanément aimantés et contractés (éventuellement aussi dilatés) et dont la contraction est légèrement plus forte suivant l'aimantation que transversalement à elle (cas du Fe, du Ni, etc.; l'inverse paraît être le cas du Co).

Dans un cristal, les directions sont évidemment réparties en groupes discrets déterminés par chaque réseau particulier et dont l'ensemble présente la symétrie requise; pour un ensemble microcristallin suffisamment étendu, nous pouvons raisonner sur une répartition isotrope moyenne.

II. Conséquences immédiates.

3. *Champ nul et champs intenses.* — Une première déduction quasi évidente: L'ensemble des groupements, unicristal ou agrégat microcristallin, *a exactement les mêmes dimensions que l'aimantation observable soit nulle, ou que tous ces vecteurs* $\mathfrak{J}_s$[1]) *dirigés dans un sens (la moitié du total) aient pivoté de* 180° *et que le corps apparaisse ainsi aimanté.*

La conclusion suivante n'est guère moins naturelle, mais met en jeu un mécanisme de plus: Partant du dernier état, un champ extérieur $\mathfrak{H}$ croissant dans le sens de $\mathfrak{J}_{obs}$ jusqu'à des valeurs suffisamment élevées, tous les vecteurs $\mathfrak{J}_s$ tournent (d'une manière réversible) jusqu'au parallélisme; à ces conditions limites, on observera:

1° Une aimantation égale à $\mathfrak{J}_s$.

---

[1]) Correctement c'est $\mathfrak{J}_s \Delta v$ qu'il faudrait écrire, Δv désignant le volume du groupement élémentaire, mais notre écriture abrégée ne peut prêter ici à aucune équivoque.

2⁰ Les dimensions suivant $\mathcal{H}$ et normalement à ce vecteur, elles, doivent avoir varié dans des proportions qui les fixent vers celles du groupement élémentaire; c'est à dire que nous devons arriver à *une saturation de la striction, longitudinalement comme transversalement.*

L'expérience a établi ces phénomènes de saturation chaque fois que l'on a disposé de champs suffisants, et par là elle justifie l'hypothèse corrélative de celle de l'aimantation spontanée que *les champs extérieurs n'ont par eux-mêmes aucune action sensible sur les paramètres du réseau cristallin.*

3⁰ Réserve faite de considérations plus approfondies (§ 8), ce volume total doit demeurer invariable, autrement dit: *la variation des dimensions longitudinales doit être de signe contraire et double de celles des dimensions transversales.*

Ces prévisions correspondent bien aux résultats obtenus par les expérimentateurs; que la striction longitudinale soit une contraction (Fe, Ni, etc.) ou une dilatation (Co), les variations relatives du volume ont toujours été trouvées d'un ordre relatif subordonné devant celles des dimensions linéaires.

4. Champs faibles et moyens. — Dans cette région, nous avons à tenir compte simultanément de rotations réversibles des vecteurs $\mathcal{J}_s$ et de pivotements irréversibles de grande amplitude (180⁰ est la limite supérieure, un grand nombre de renversements sont en général proches de cette limite). Faisons croître $\mathcal{H}$, le corps étant préalablement désaimanté, tous les vecteurs commencent par tourner dans le même sens; mais si toutes ces rotations contribuent à accroître l'aimantation observable, les effets *se présentent différemment quant à la striction: la moitié des vecteurs tend à faire prédominer les dimensions parallèles, l'autre les dimensions normales à* $\mathcal{J}_s$. Les courbes représentatives des dimensions doivent donc comporter une tangente horizontale à l'origine. Puis, les vecteurs du premier groupe tournent de plus en plus lentement, et inversement pour le second. La conclusion est dès lors que ce sont les dimensions transversales élémentaires qui l'emporteront tout d'abord dans l'effet d'ensemble. En sorte que *la magnétostriction dans les champs peu intenses doit être généralement de signe inverse de ce qu'elle est finalement à saturation.*

Mais dès le début commencent à se déclancher les renversements irréversibles, et ils se multiplient progressivement; leur effet ne peut être que nul ou de sens normal, car leur nouvelle position, suivant le phénomène discontinu, est nécessairement plus près du parallélisme avec $\mathcal{H}$ que celle qui précède le déclanche-

ment; à dater de cet événement, les rotations, purement réversibles, apportent des contributions définitivement longitudinales. En sorte que l'influence du phénomène irréversible et de ce qui le suit doit inévitablement arriver *à primer l'effet initial*, en conséquence: *La magnétostriction doit passer par un maximum, décroître, s'annuler et tendre enfin vers sa valeur de saturation.*

Le développement relatif de ces diverses branches de courbe dépend des paramètres numériques du groupement élémentaire; la partie de signe anormal peut se réduire considérablement, voire disparaître, ainsi d'ailleurs qu'on l'a observé sur des échantillons de nickel.

Considérons ensuite, non plus un processus unilatéral à partir de l'état neutre, mais une opération *cyclique* entre deux valeurs élevées égales et de signes contraires du champ extérieur. La striction doit devenir cyclique elle aussi, mais nécessairement aussi irréversible, les pivotements des mêmes groupes ne jouant pas pour les mêmes valeurs du champ à l'aller et au retour. Mais de plus, on peut prévoir facilement que l'*irréversibilité relative* (différence des dimensions comparée à leur variation maximum) *doit être incomparablement moins grande que pour l'aimantation observable.* Indépendamment du mécanisme invoqué ici, on peut déjà le prévoir par de simples considérations de symétrie, à vrai dire avec moins de précision. Les courbes aller et retour des cycles seront de forme très semblable à la courbe « de première striction », à cette différence près.

Les deux branches du cycle doivent se couper sur l'axe des aimantations *à une ordonnée faible et à angle vif, ce qui implique un extremum de plus de part et d'autre de l'origine* (un pour chaque branche).

Une autre prévision découle encore, quant à l'aspect général des courbes de striction, de cette première esquisse de mécanisme. Les orientations réversibles fournissant la contribution principale au phénomène, *contrairement à ce qui en est pour l'aimantation, l'intervalle des champs (intenses) situé au-delà du champ coercitif observable doit comporter une variation de grande amplitude encore du phénomène strictif*, corrélativement, le même degré relatif de saturation doit être plus éloigné que pour l'aimantation de la même matière.

Ces diverses propositions théoriques sont en bon accord avec la généralité des faits observés. Dans le fer et le nickel par exemple, les trois quarts de l'amplitude totale du phénomène (y compris

le changement de signe éventuel) se développent entre 100 et 1000 gauss; et avec le cobalt on n'a pas encore observé de saturation commençante.

Remarque. Pour l'explication des renversements de signe, j'ai fait largement appel aux phénomènes coercitifs; ils sont ici des auxiliaires très commodes, mais non l'essentiel; l'élément principal de l'interprétation est la position angulaire convenable des divers vecteurs.

Il pourra agir même en stricte réversibilité, il suffit que la direction du champ inducteur ne soit pas un axe d'isotropie des positions possibles de $\mathfrak{J}_s$ d'un groupement: cette condition restrictive trouve sa réalisation dans divers arrangements, satisfaisant à la symétrie cubique. J'examinerai en détail ces points dans un travail ultérieur.

5. *Température variable.* — Les variations de la température produiront des modifications dans les résultats, mais seulement d'ordre quantitatif: elles se déduiront des variations de l'aimantation spontanée et des champs coercitifs, je les discuterai ailleurs. Je veux cependant relever ici déjà deux points importants.

Le premier que la striction spontanée considérable dont la petite anisotropie joue un rôle essentiel dans le présent travail conduit à prévoir des anomalies des dilatations thermiques et des chaleurs spécifiques qui vont s'accentuant vers la température du point de Curie pour disparaître ensuite. L'idée de ces phénomènes, ainsi que leur théorie et leur comparaison avec l'expérience, ont été publiées par Edmond Bauer[1]) et je n'ai donc pas à y revenir ici.

En second lieu, que l'étude expérimentale de la striction à températures variables et dans des champs intenses renseignera directement sur l'anisotropie élémentaire spontanée. Mais cette grandeur, pour étroitement liée qu'elle doive être à l'aimantation spontanée ne l'est pas nécessairement par une loi simple (quadratique par exemple). C'est avant tout le gros phénomène isotrope rappelé ci-dessus qui pourrait être déterminé par une dépendance simple.

---

[1]) E. Bauer, Les propriétés thermoélastiques des métaux ferromagnétiques et le champ moléculaire. Soc. franç. phys., séance du 16 nov. 1928. Journ. de Physique (VI), t. 10 (1929), p. 345. Un calcul sur le même sujet a été repris en partant de la théorie de Heisenberg par R. H. Fowler et P. Kapitza, Magnetostriction and the Phenomena of the Curie Point. Proc. Royal Society A 124 (1929), p. 1.

6. Efforts équivalents et dimensions des groupements, évaluations numériques. — Il est aisé d'estimer l'effort qui produirait par voie mécanique des déformations longitudinales du même ordre que l'aimantation à saturation observable. On trouve pour le nickel l'ordre de 100 kg./cm², et par conséquent pour le fer l'ordre du quart de cette valeur; on est donc encore dans le domaine pratiquement élastique.

Pour la striction spontanée isotrope, Ed. Bauer trouve qu'elle serait provoquée mécaniquement par des pressions de l'ordre de 1500 kg./cm² (Ni) à 7000 kg./cm² (Fe). Les deux sortes de données ne sont pas exactement comparables (pressions dirigées linéaires et pressions du type hydrostatique); elles suffisent toutefois pour illustrer et justifier notre assertion sur l'ordre subordonné de l'anisotropie en regard de l'effet sous-jacent indécelable sans variation thermique.

On peut aussi obtenir des renseignements sur l'étendue des groupements élémentaires saturés dans une direction commune. v. der Pol[1]), sur la base d'observations acoustiques des discontinuités d'aimantation d'un fil de fer, a évalué une moyenne de l'ordre du $^1/_{10}$ de mm³. Plus récemment, Heaps et Bryan[2]) trouvent par la mesure directe de discontinuités de striction longitudinale de fils très minces de nickel des ensembles de quelques $^1/_{10000}$ de mm³. Mais ces auteurs n'admettent pas l'existence de l'aimantation spontanée. En interprétant leurs chiffres à l'aide de cette hypothèse, je trouve des chiffres plus faibles de une décimale encore, soit quelques unités de 10^{-5} mm³.

Si l'on imaginait que ces éléments fussent des parallélépipèdes, ils auraient donc une arête de quelques dixièmes de millimètres au plus, plus probablement de l'ordre du $^1/_{100}$ mm.

La forme des groupements n'est d'ailleurs sans doute pas celle-là, il me paraît beaucoup plus vraisemblable qu'ils soient des plaques minces ou des bâtonnets allongés (v. ci-dessous et § 10).

J'ai déjà fait allusion[3]) au rapprochement que l'on peut tenter des conceptions introduites ici avec celles qui voient la structure des cristaux sous forme d'une mosaïque de fragments réticulaires[4]).

---

[1]) v. der Pol, Proc. Acad. Amsterdam 23 (1920), pp. 637 et 980.

[2]) C. W. Heaps et A. B. Bryan, Physical Rev. 36 (1930), p. 326.

[3]) Alr. Perrier, Interprétation unitaire des particularités de la conduction des milieux ferromagnétiques. Helv. Phys. Acta III (1930), p. 408.

[4]) F. Zwicky. Zur Mosaikstruktur der Kristalle, Helv. Phys. Acta III (1930), p. 269; id. IV (1931), p. 49.

A propos de ces données numériques, nous pouvons nous poser la question avec plus de précision: les groupements élémentaires des milieux ferromagnétiques pourraient-ils être des éléments de «réseaux secondaires» de F. Zwicky? — Or, cet auteur indique pour les dimensions de ces «supermailles» 50—20,000 Å, soit un volume de 10^{-8} mm^3 au plus: c'est mille fois moins que la plus basse de nos estimations précédentes. Il n'y a donc pas coïncidence entre ces deux éléments, mais la différence étant dans ce sens, il n'est pas interdit de penser que les plans réticulaires d'énergie plus basse qui forment les cloisons des réseaux de Zwicky ne soient aussi des cloisons séparant des éléments saturés uniques, cependant que les groupements où les aimantations tournent d'un même angle comprennent un grand nombre de ces éléments ou mailles du réseau secondaire. La liaison mutuelle qui entraîne leurs aimantations peut fort bien être de nature magnétique et élastique à la fois (v. ci-dessous § 10).

III. Deuxième approximation.

7. *Contraintes et couplages mécaniques mutuels.* — Ce qui précède a montré de quelle manière on peut mettre en accord les théories magnétiques modernes avec les aspects principaux de la magnétostriction. Nous allons voir que la même théorie permet de serrer de plus près la complexité des phénomènes.

A dessein en effet, j'ai laissé dans l'ombre jusqu'ici une conséquence essentielle de mes hypothèses, celle peut-être qui en marque le mieux le caractère physique, la voici.

Quels que soient les types d'arrangements des groupements élémentaires saturés, leur anisotropie (hypothèse fondamentale) croît avec le champ moléculaire (donc la température s'abaissant), et cela implique nécessairement *des contraintes mécaniques mutuelles croissantes*, puisque la matière demeure compacte. On peut admettre raisonnablement par exemple que ces contraintes soient nulles au point de Curie; à moins de modifications profondes du réseau (points de transformations), elles sont alors d'autant plus élevées que la température est plus basse.

Nous voilà donc conduits à envisager un milieu ferro-magnétique comme siège d'efforts intérieurs locaux, variables d'un lieu à l'autre, qui peuvent être des tensions, des compressions, des efforts tangentiels, et dont l'ordre de grandeur peut atteindre celui qui a été évalué plus haut, soit quelques dizaines de kg./cm^2. La présence d'un champ d'origine extérieure n'est bien entendu, nullement nécessaire.

Or, cela nous permet immédiatement de lier *par un principe mécanique les positions des vecteurs* $\mathfrak{J}_s$: négligeant tout autre condition, *ces directions seraient celles qui donnent à l'énergie potentielle de déformation sa valeur moyenne minimum.*

L'action d'un champ extérieur, pour autant qu'elle soit une rotation réversible, est ipso facto liée elle-même par cette condition. Toutes autres conditions réservées, *les rotations réversibles de l'aimantation seront fonctions des contraintes qu'elles provoquent, plus exactement de la modification de ces contraintes* (soit sur l'élément considéré, soit sur tous ses voisins).

8. Les variations du volume. — A l'aide de ces seules considérations, nous pouvons réviser déjà une des premières prévisions de la théorie (§ 3). *L'orientation parallèle de tous les vecteurs* $\mathfrak{J}_s$ *par l'action d'un champ extérieur ne saurait laisser le volume d'ensemble complètement invariable:* les efforts ici invoqués ne sont plus égaux en moyenne. Sans nous arrêter ici à un calcul, voici le schéma du raisonnement pour prévoir une variation de volume. Admettant toujours pour l'anisotropie spontanée de chaque groupement une symétrie de révolution, la répartition désordonnée correspond nécessairement à une prépondérance des directions normales à l'axe dans la proportion de 2 à 1. Si, pour fixer les idées, la striction spontanée longitudinale est une contraction relative, la contrainte moyenne dans cette condition est une tension, une compression dans les autres: la première plus intense que la seconde. Le calcul exact ferait appel aux valeurs numériques des constantes élastiques pour des déformations de directions multiples; je le tenterai dans un prochain travail. En tout cas l'orientation complète correspond à une striction mutuelle fortement diminuée. Et deux milieux, dont les anisotropies élémentaires seraient de sens inverses (Fe et Co?), présenteront de petites variations de volume dans l'ensemble de signes différents.

En d'autres termes, *la variation des dimensions transversales de l'échantillon sera en général dans un rapport légèrement différent de* $\frac{1}{2}$ *vis-à-vis de la variation longitudinale.* La valeur numérique exacte dépendra, bien entendu, et de celle de l'anisotropie élémentaire et de l'arrangement des groupements saturés dans le cristal réel.

Notons encore cette conséquence subsidiaire intéressante: la température croissant et se rapprochant du point de Curie, le rapport de la contraction à la dilatation doit tendre vers $\frac{1}{2}$ (déduction faite du ferromagnétisme sollicité).

9. Unicristaux, striction angulaire. — Considérons un individu cristallin. Les aimantations à saturation y sont réparties diffé-

remment selon le type de réseau atomique. Pour obtenir une conclusion générale, postulons simplement que cette répartition a, dans l'ensemble, une symétrie cubique lorsque le milieu n'offre aucune aimantation observable.

Lorsque par l'intervention d'un champ extérieur de direction oblique, un vecteur $\mathfrak{J}_s$ change son orientation, cela provoque dans ce groupement encore un autre phénomène. *Sans modifier sa densité, le réseau subit une déformation angulaire, disons une striction angulaire,* cela est une conséquence toute naturelle de notre hypothèse que la direction des $\mathfrak{J}_s$ est liée à l'énergie des forces élastiques. Et cela implique une autre cause de contrainte mutuelle des éléments. Cela implique surtout la conséquence générale suivante, jamais signalée à ma connaissance, et qui donnera lieu à des recherches expérimentales fructueuses.

Le réseau cristallin des substances ferromagnétiques et par conséquent la forme extérieure de leurs cristaux acquièrent par l'action d'un champ extérieur une dyssymétrie qui peut s'élever jusqu'à celle du *système triclinique,* si le champ ne coïncide avec aucun des axes du cristal. J'ai eu l'occasion de formuler antérieurement déjà cette proposition qu'un cristal, même régulier, dans un champ magnétique de direction oblique quelconque, constitue avec ce champ un système de symétrie triclinique; sous cette forme générale, cela se justifie par simple application des méthodes de raisonnements de P. Curie. Mais nous voyons que la théorie proposée ici, donne une réalisation tangible de cette propriété générale, puisque *la dyssymétrie prévue s'étend jusqu'à la forme extérieure.*

D'ailleurs, il n'est plus strictement besoin d'englober le champ magnétique dans le «système»; on pourrait imaginer qu'il a disparu, pourvu qu'il subsiste une aimantation oblique. La coïncidence de $\mathfrak{H}$ avec une des directions de symétrie donne un milieu et une forme de symétrie plus élevée, mais jamais jusqu'à celle du système régulier.

On sait que les effets de *torsion* provoqués par des champs hélicoïdaux (Wiedemann) se ramènent dans leur essentiel aux phénomènes linéaires. Notre théorie générale leur est donc immédiatement applicable et les fait prévoir. Mais en outre, les considérations ci-dessus touchant les cristaux individuels pourraient très utilement interpréter le détail de ce groupe de phénomènes. Je ne m'arrêterai pas ici à ce développement.

10. Couplage magnétique et couplage mécanique, groupements et domaines élémentaires. — Nous avons ainsi introduit une liaison

mutuelle nouvelle entre les groupements élémentaires; il convient de faire entrer en ligne de compte d'autres liaisons, déjà connues, qui peuvent être d'un ordre de grandeur comparable.

La plus immédiate réside dans *les actions magnétiques mutuelles des groupements.* On les a souvent invoquées, mais généralement sous-estimées. Si l'on choisit pour les dimensions des groupements élémentaires les chiffres les plus faibles évalués plus haut, on trouve que ces actions peuvent atteindre *quelques milliers de gauss* dans le fer. Il va bien de soi qu'elles sont les unes magnétisantes, les autres démagnétisantes; mais en tout état de cause, *elles sont fort éloignées d'être négligeables;* elles ne le deviennent qu'à la saturaton observable, c'est-à-dire pour le parallélisme des vecteurs $\mathfrak{J}_s$. Ces couplages magnétiques agiront manifestement de la manière la plus effective par des renversements irréversibles de 180°, précisément lorsque les couplages mécaniques ne sont pas modifiés. Cela crée une liaison étroite entre les groupements saturés, tels que les renversements irréversibles d'aimantation devront s'exécuter simultanément dans un grand nombre de ces éléments. Nous avons peut-être là *l'explication de la divergence signalée plus haut* (§ 6) entre les dimensions des mailles du réseau secondaire et celles de nos groupements[1]). Il ne faut toutefois pas perdre de vue que ce couplage magnétique des groupements réagit inévitablement sur le couplage mécanique: un pivotement, même de 180°, dans un groupe modifie le champ magnétique dans des groupes voisins n'y ayant pas pris part, et par conséquent les positions des vecteurs $\mathfrak{J}_s$ de ces groupes, par suite enfin les efforts mutuels. J'ai explicité cette conséquence, parce qu'elle sera d'une particulière utilité dans l'interprétation de ces autres phénomènes de détail que la première approximation de théorie ne comporte pas: l'influence légère de l'aimantation rémanente sur la susceptibilité initiale, la magnétostriction et la résistivité.

IV. Application à la susceptibilité réversible.

11. Le problème. — Considérons des champs très faibles. On sait que dans ce domaine la susceptibilité («initiale») est représentée avec une grande exactitude par une formule linéaire.

$$k = a + bH$$

[1]) Dans mon travail précité (N° XVI) je motivais mon choix du terme de «groupement élémentaire» par son sens extensif et souple; on trouve ici la justification concrète de cette nuance; les groupements seraient des ensembles d'un nombre qui peut être très grand de «domaines» élémentaires proprement dits, lesquels coïncident peut-être avec des mailles de Zwicky.

Les constantes a et b expriment respectivement les contributions réversible et irréversible de l'effet. Une série de travaux systématiques sur le fer, le nickel, la magnétite, divers alliages[1]), ont donné de nombreux résultats, remarquables d'ailleurs. Rappelons les plus essentiels.

Les constantes a et b sont très généralement reliées à l'aimantation spontanée $\mathfrak{J}_s$, parfois par des fonctions de formes très simples, et elles sont liées aussi entre elles par des lois de forme très claires à exposants fractionnaires ou quasi-entiers. Toutes ces fonctions sont telles que a et b croissent avec la température de plus en plus rapidement et atteignent des valeurs très élevées à quelques degrés du point de Curie; elles tombent ensuite à zéro par une chute raide dans ce dernier intervalle. Enfin les traitements thermiques ont une influence considérable sur les *valeurs numériques* de a et b, mais ils respectent en général *la forme* des liaisons fonctionnelles.

On sait que l'origine de ces lois est demeurée mystérieuse jusqu'ici. Je crois pouvoir trouver dans les hypothèses du présent travail une notable partie tout au moins de cette origine.

12. Couplages mécaniques et paramètre a. — Partons d'une conclusion générale du paragraphe 7: les positions des vecteurs $\mathfrak{J}_s$ dans chaque groupement sont au moins déterminées par la condition d'énergie mécanique minimum, soit pour parler intuitivement par les couplages mécaniques mutuels. Précisions: ces directions sont celles que P. Weiss appelle *directions de facile aimantation.* Dans notre interprétation dès lors, des changements de directions des vecteurs $\mathfrak{J}_s$ provoquent la naissance de «*couples de rappels*» vers la position de facile aimantation, car ces changements provoquent un accroissement des efforts mutuels. Nous avons donc en somme des couples de rappels d'*origine élastique* et ils obéiront en conséquence à une loi de proportionnalité pour de faibles rotations. Donc encore, les *constantes* de rappel sont d'autant plus élevées que les contraintes préexistantes elles-mêmes le sont et ces contraintes, à leur tour, sont d'autant plus intenses que l'anisotropie spontanée l'est.

L'*interprétation du terme a est manifeste.* Il suffit de provoquer les rotations par un champ faible oblique sur la direction

[1]) D. Radovanovic, Arch. Sc. phys. et nat. (4), t. 32 (1911), p. 315; thèse Zurich (Univ.) 1911 (Ni, hautes temp.). — A. Perrier et H. Kamerlingh Onnes, Arch. Soc. phys. et nat. (4), t. 34 (1912), p. 522; Comm. Leiden, N° 126 (Ni, basses temp.) — K. Renger, Thèse Zurich [E. P.], 1913 (Fe, Fe_3O_4). — P. Weiss et J. de Freudenreich, Arch. Sc. phys. et nat. (4), t. 39 (1915), p. 125; t. 42 (1916), pp. 6, 449 (Ni, Fe_2Ni, Fe_2Co).

de facile aimantation. Cette interprétation implique par surcroît les conséquences générales suivantes: la constante a doit être d'autant plus faible ou la substance d'autant plus «dure» magnétiquement que l'anisotropie élémentaire spontanée est plus accentuée[1]).

Ainsi que je le notais au début, la présente théorie admet la base fondamentale de celle de P. Weiss, l'aimantation spontanée; par l'introduction faite ici de ces couples de rappels d'origine élastique il apparaît une divergence nette, mais dans le développement ultérieur; ce n'est pas, bien entendu, une modification du point de départ. Pour M. Weiss, l'obstacle à l'orientation vers $\mathfrak{H}$ résulte en somme de *champs démagnétisants intérieurs*, qui dérivent de l'*anisotropie du champ moléculaire*. L'expérience montrera peu à peu ce qui peut ou doit être conservé de ces notions différentes; il serait intéressant, par exemple, d'étudier la striction de la pyrrhotine, si l'on disposait d'échantillons suffisants pour de telles expériences.

13. Quelques comparaisons avec l'expérience. — 1° Le nickel possède une magnétostriction observable plusieurs fois supérieure à celle du fer; dans notre théorie nous attribuerons donc à leurs anisotropies élémentaires le même ordre de différence. Dès lors la susceptibilité initiale du premier *doit être notablement plus faible*. De fait, et compte tenu de la multiplicité des valeurs observées, *le nickel est notablement plus dur que le fer*. L'exemple du *permalloy* est particulièrement frappant: sa susceptibilité initiale est énorme . . ., il est d'autre part sensiblement dépourvu de magnétostriction! Les documents à ma disposition sont trop incomplets sur le cobalt et la magnétite pour autoriser des conclusions positives, du moins ne suggèrent-ils aucune objection. On pourrait invoquer encore l'alliage-combinaison Fe_2Ni. La susceptibilité réversible est inférieure à celle du nickel, à plus forte raison à celle du fer; corrélativement, il semble ressortir d'un traveil de H. Masumoto et S. Nara que sa magnétostriction est considérable (la saturation n'était pas atteinte dans ces expériences).

2° Comparons, non plus des milieux différents, mais les mêmes milieux à température variable. Un fait est solidement établi: $\mathfrak{J}_s$ décroît dans tous les ferromagnétiques suivant la loi étudiée

[1]) Dans l'acception ici choisie du mot «dur», nous faisons abstraction des champs coercitifs, mais en revanche elle s'applique également à des champs très intenses.

et interprétée théoriquement par P. Weiss; il est naturel *d'admettre que l'anisotropie élémentaire diminue en même temps que sa cause,* sinon suivant la même loi; il est en tout cas certain qu'elle disparaît au point de Curie. Notre théorie exige *alors que la susceptibilité initiale, corrélativement la «douceur magnétique» croisse de plus en plus vite et atteigne des valeurs considérables au voisinage du point de Curie.* Enfin la loi quantitative de variation doit être une fonction de $\mathfrak{J}_s$ par l'intermédiaire de l'anisotropie.

3⁰ Poussons plus loin les conséquences de la communauté d'origine avec les anomalies de dilatation thermique (v. plus haut, § 5); *les substances manifestant les effets strictifs les plus intenses, doivent aussi manifester le plus nettement ces anomalies caractéristiques de dilatation ferromagnétique, et réciproquement.*

Or, parmi les substances bien étudiées, c'est le nickel encore qui offre vers le point de Curie l'exemple se rapprochant le plus de la théorie (E. Bauer, loc. cit.); c'est aussi, comme on vient de le voir, ce métal qui se déforme le plus par aimantation. Le permalloy peut être à cet égard encore avantageusement invoqué; dans la série des ferronickels, il occupe une place où la susceptibilité passe par un maximum aigu, vers 78% de Ni (Arnold et Elmen). D'autre part, l'anomalie de dilatation ferromagnétique semble repasser par zéro vers 70% de Ni d'après les recherches complètement indépendantes de Chenevard[1]). La composition des métaux dans ces deux séries n'est pas immédiatement comparable; la correspondance, même imparfaite, n'en est pas moins précieuse[2]).

---

[1]) C. R. 164 (1917), p. 916.

[2]) Mac Keehan (v. Journ. of Franklin Institute 202 (1926), p. 737) a publié lui-même une théorie reliant susceptibilité et striction. Cette théorie diffère essentiellement de la présente, en ce sens qu'elle est «atomique», qu'elle ne fait donc pas appel à la saturation spontanée, ni en conséquence à des éléments secondaires de réseau; en revanche, elle invoque des déplacements *individuels* des atomes métalliques par rapport aux nœuds du réseau normal. Les idées de Mac Keehan sont in abstracto très proches par certains points des miennes; mais comme on vient de le voir, elles s'appliquent à d'autres objets. En conséquence, où seulement les aspects formels interviennent, il doit y avoir parenté de raisonnements et de conclusions. Par exemple, le rapprochement entre la haute susceptibilité et la faible striction du permalloy a été déjà fait par Mac Keehan et ses collaborateurs, mais non pas à ma connaissance celui de ces phénomènes avec les anomalies de dilatation. Selon le même auteur, les propriétés si caractéristiques des permalloys sont attribuables à une compensation entre des strictions inverses du fer et du nickel. Il m'est difficile de partager cet avis, car la striction fondamentale de ces deux métaux s'observe à saturation et elle est de *même signe* pour l'un et l'autre; les effets dans les champs faibles sont d'après ma théorie les manifestations indirectes que j'ai exposées. Je me propose de revenir en détail ultérieurement sur les alliages et aussi le permalloy.

V. Irréversibilités, traitements thermiques et mécaniques.

14. Efforts tangentiels et glissements forcés. — Nous abordons ici le problème des irréversibilités thermiques. La possibilité d'une interprétations de ces effets si embrouillés apparaîtra en raisonnant comme suit: nous avons prévu des contraintes mécaniques spontanées et elles sont fonctions de la température; si ces contraintes sont susceptibles de se modifier spontanément à la même température, la voie est ouverte. Or, j'ai montré (§ 7) que, de toute nécessité, nos contraintes comportent aussi des efforts tangentiels. *J'introduirai alors à titre de nouvelle hypothèse qu'elles suffisent pour provoquer les glissements irréversibles* qui sont, comme on sait maintenant, l'élément essentiel de toutes les déformations rémanentes des métaux. On sait aussi que ces glissements ont reçu une justification rationnelle par les travaux précités de F. Zwicky. Si donc nos groupements sont constitués par des mailles d'un réseau secondaire, dont les cloisons sont précisément des plans de moindre énergie, l'explication gagne en clarté et en certitude. La conséquence magnétique est claire, *car toute variation de contraintes implique une variation des couples de rappels de l'aimantation spontanée, donc en particulier une modification spontanée de la susceptibilité initiale,* et nous avons obtenu ainsi un mécanisme nouveau des transformations spontanées lentes.

Il convient de s'arrêter à la question délicate du sens de ces transformations. A une même température, il suffit d'appliquer le principe du minimum de l'énergie potentielle; les déformations rémanentes seront évidemment telles qu'en moyenne l'énergie de déformation diminue. Mais on ne saurait en conclure que cela entraîne nécessairement un relâchement des liaisons de $\mathfrak{J}_s$ et par conséquent un accroissement de susceptibilité. D'une part, en effet, ces énergies doivent englober celles qui correspondent aux efforts tangentiels et aux efforts normaux à la fois, et la diminution des premières peut être accompagnée d'un certain accroissement des autres; et d'autre part il est parfaitement possible que leur importances respectives dans la liaison des vecteurs magnétiques $\mathfrak{J}_s$ soient d'ordres différents. Consultons d'ailleurs l'expérience: pour la susceptibilité initiale, des échantillons recuits (Renger, loc. cit.) ont montré à des températures plutôt basses des diminutions progressives; la décroissance des énergies de contraintes élastiques internes par glissements irréversibles imposés peut donc correspondre à un accroissement de la dureté magnétique réversible.

Il n'y a nullement opposition entre cette proposition et d'autres, formulées plus haut, d'après lesquelles l'accroissement de susceptibilité résulte nécessairement d'une diminution des contraintes (par suite d'accroissement de la température par exemple). Il s'agissait là d'éléments constitutifs comparés lorsqu'ils restaient semblables à eux-mêmes, c'est-à-dire toutes les contraintes variant dans la même proportion (fonctions thermiques réversibles).

15. Vieillissement et irréversibilité thermique. — Ce que nous venons d'imaginer *est donc un mécanisme des transformations irréversibles à température constante, soit du «vieillissement» magnétique.* Or *nous obtenons du même coup un mécanisme de l'irréversibilité thermique.* Supposons en effet qu'à une température quelconque, l'état intérieur *stable* soit atteint (celui du minimum minimorum des énergies potentielles de déformations); par le jeu des dilatations anisotropes, *cet état intérieur stable ne l'est pour aucune autre température* à laquelle on portera le corps; et s'il y séjourne, un nouveau processus de vieillissement l'éloigne de l'état structural acquis; on ne le retrouvera donc plus en ramenant à la température de départ.

Nous sommes maintenant en mesure de proposer une règle pour les signes. Si, partant d'un état stable par exemple à t_i^0, on amène la température à t_f et qu'un séjour à cette nouvelle température s'accompagne de modifications Δc des paramètres magnétiques, lorsqu'on revient à la température t_i et observe immédiatement, on trouvera des valeurs dont *les différences avec les primitives de t_i sont de même signe que les Δc*: en effet, les variations des efforts provoquées par le retour après vieillissement sont inverses de celles du passage direct; elles doivent donc entraîner une différence de sens inverse par rapport à l'état stable.

Résumons. Notre théorie tend à ramener toutes les irréversibilités de la susceptibilité initiale et d'une façon plus générale de la dureté magnétique à l'*irréversibilité mécanique* résultant de glissements imposés dans les cristaux réels. Ces glissements sont une suite nécessaire (question quantitative réservée) d'anisotropies de dilatation thermique; ils impliquent ainsi l'irréversibilité thermique. *Ces phénomènes apparaissent alors en définitive non plus comme des imperfections des ferromagnétiques, mais comme naturels, liés à la structure même de ces milieux, même s'il s'agit d'unicristaux et de substances pures.*

Les états «stables» correspondent à des structures différentes suivant la température. Les grandeurs, fonctions de la structure,

seraient donc d'autant plus comparables qu'elles seraient observées à des températures variant plus rapidement.

Irréversibilité thermique et vieillissement à température constante ne sont que des manifestations différentes d'un seul phénomène[1]).

L'étendue et le propos de cet article ne permettent pas la discussion des innombrables données expérimentales sur les irréversibilités thermiques. J'y consigne toutefois quelques remarques. Les corps, tels que l'acier en particulier, dont la *limite d'élasticité est élevée* à la température ordinaire, *doivent vieillir très lentement*, particulièrement si leur résistance mécanique a encore été élevée (par trempe, écrouissage); par ordre de vitesses de transformation mécanique on trouvera ensuite le nickel, écroui, puis recuit, et enfin le fer doux, le plus malléable de tous ces corps. Or, c'est bien dans cet ordre que se présentent les vitesses de vieillissement: on sait en particulier que les aciers à aimants, pour loin d'un état stable qu'ils sont sans doute, ne vieillissent pas sensiblement . . . leur résistance au cisaillement intérieur est trop forte! Quant au cobalt, il est encore trop mal connu; on peut cependant alléguer ce fait intéressant: sous sa forme hexagonale il est incomparablement plus dur magnétiquement que sous sa forme cubique; or le premier système cristallin ajoute à l'anisotropie élémentaire des groupements ferromagnétiques l'anisotropie d'ensemble du cristal, c'est-à-dire des contraintes supplémentaires vraisemblablement considérables; elles doivent sans doute élever la dureté (cf. § 20).

16. Traitements mécaniques. — Partons d'une matière stabilisée, isotrope par compensation; nous excluons donc tout d'abord toute orientation générale préférentielle et des groupements constituants et des efforts auxquels ils sont soumis. Soumettons-la à un traitement tel qu'une extension ou une compression qui peut dépasser largement les limites pratiques d'élasticité.

---

[1]) Il me sera permis de rappeler ici des conclusions auxquelles j'étais arrivé il y a plus de 20 ans, subsidiairement à des recherches expérimentales et théoriques:

« . . . le vieillissement est la cause de l'irréversibilité thermique, ils ne forment qu'un seul et même phénomène.»

« . . . les lois à variation infiniment rapide de la température sont rigoureusement réversibles .»

On voit l'identité avec nos propositions actuelles; mais si ces idées m'apparaissaient alors comme une probabilité appuyée fortement par mes expériences, nous les retrouvons maintenant comme conséquences logiques d'un mécanisme précisé: et ce mécanisme, il peut être piquant de le relever, Mr. P. Weiss et moi l'avions soupçonné en 1909 dans le sens général précisé ici.

Conformément à notre mécanisme, les groupements élémentaires se classent en deux catégories, ceux pour qui la déformation longitudinale est accrue et ceux pour qui elle est diminuée (éventuellement jusqu'à changement de signe); il doit s'en suivre deux effets magnétiques simultanément:

La susceptibilité réversible subit une *variation générale (positive ou négative)*, corrélative de la variation générale de l'intensité des efforts intérieurs, car le volume du corps a varié.

En outre, les *directions* de facile aimantation vont se grouper de manière préférentielle autour de la direction générale de contrainte comme axe de symétrie. Ce regroupement peut d'ailleurs être un éloignement ou un rapprochement moyens du parallélisme selon le type de contrainte et la nature du milieu (anisotropie du groupement élémentaire). Le résultat doit être *une anisotropie, peut-être considérable, de la susceptibilité initiale.*

Je n'ai connaissance d'aucune étude expérimentale systématique qui permettrait le contrôle de ces prévisions. Toutefois, les multiples recherches sur les modifications *longitudinales* des propriétés magnétiques par la *traction* sont tout à fait en accord avec elles. Il me paraît en outre plus que probable que les propriétés si caractéristiques que R. Forrer[1]) a communiquées à des fils minces de nickel, en les tractionnant, les fléchissant et les redressant, se rangent tout à fait bien dans ce cadre, bien que ces phénomènes soient des manifestations essentiellement irréversibles; je reviendrai sur cette question à bref délai.

Enfin, l'énorme sensibilité du permalloy aux traitements mécaniques, lesquels, même extrêmement modérés, lui font perdre la majeure partie de son exceptionnelle susceptibilité, apparaîtra comme un appui direct de ces idées.

Les effets du laminage, du tréfilage, etc. sont plus complexes, mais il ne paraît y avoir aucune difficulté de principe à les ramener à nos contraintes plus simples; il convient de se souvenir ici que ces traitements sont précisément générateurs de glissements irréversibles à profusion.

C'est intentionnellement que je n'ai fait aucune distinction entre déformations élastiques et déformations rémanentes: il n'y a pas de raison pour que le sens général des phénomènes soit différent; seule l'échelle numérique peut être largement modifiée. Il va de soi, que dans le cas de grandes déformations, le mécanisme du vieillissement entre en jeu après les traitements méca-

---

[1]) R. Forrer, Sur la structure de l'aimant atomique dans les corps ferromagnétiques. Journ. de Phys. (VI), t. 10 (1929), p. 247.

niques comme après les traitements thermiques. En effet, sauf les questions de dyssymétries supplémentaires, il n'y a *pas de différence de principe dans notre théorie entre les uns et les autres.*

Voici enfin une conséquence quelque peu lointaine et paradoxale: Puisque l'orientation des vecteurs par un champ extérieur modifie la répartition de nos efforts dans tous les groupements, nous devons admettre qu'en maintenant un champ suffisamment longtemps, on doive pouvoir modifier de manière permanente et les propriétés magnétiques et les dimensions. Le phénomène doit être faible, mais il s'agit surtout de choix de température, et cela suggère des expériences multiples et variées.

Au reste, quelques observations curieuses signalées occasionnellement (p. ex. sur la susceptibilité initiale de certains alliages) semblent bien suggérer que la présence ou l'absence de champ ne sont pas indifférentes. Et l'on pourra peut-être parler plus tard de «traitement magnétique».

VI. Applications diverses.

17. Théorie des phénomènes inverses: action des déformations sur l'aimantation ferromagnétique.

La théorie ici ébauchée comporte un autre domaine d'application aussi vaste que le sien propre, celui des effets réciproques, soit ceux des déformations mécaniques sur l'aimantation des ferromagnétiques. L'étude de ce groupe de phénomènes a toujours précédé jusqu'ici celle de la magnétostriction et l'ordre renversé qui est celui du présent travail pourra paraître étrange. J'observerai d'abord que l'ordre traditionnel est seulement celui de la facilité d'exécution expérimentale et une conséquence de ce fait; et d'autre part que la théorie qui nous guide ici comporte logiquement une suite d'idées inverse. On aura remarqué du reste que le paragraphe précédent, qui est à sa place naturelle je crois, fait à la vérité déjà partie du présent sujet. Celui-ci n'en est en somme qu'un développement, et encore très sommaire. Appliquons donc simplement le même raisonnement au problème un peu différent: *l'action de contraintes mécaniques d'origine extérieures sur l'aimantation dans un champ fixe,* aimantation qui peut d'ailleurs avoir été préalablement amenée à des valeurs diverses.

Soit pour fixer les idées, une traction uniforme croissante. Comme suite du mécanisme intérieur décrit, *tous* les vecteurs $\mathfrak{J}_s$ tournent par voie réversible, un *certain nombre* se renversent irréversiblement par le *jeu des couplages magnétiques.* Le résultat obser-

vable doit être une variation progressive de l'aimantation, variation qui se *réduit à zéro* seulement dans le cas où la répartition initiale des vecteurs de saturation était rigoureusement symétrique autour de la direction générale de l'effort; la condition de *l'aimantation observable nulle au début n'est pas suffisante pour cela.*

Le signe de la variation est déterminé avant tout par celui de l'anisotropie élémentaire (types opposés Ni ou Co), subsidiairement par la répartition initiale des vecteurs.

Si, partant d'une déformation initiale (p. ex. une extension), on la diminue jusqu'à zéro et qu'on *prolonge la transformation par une contrainte de sens inverse, la branche de courbe d'aimantation que l'on enregistrera ne doit présenter en règle générale aucune singularité pour la contrainte nulle.* Cela est une conséquence directe de l'hypothèse des efforts locaux et pourra servir, à la suite d'expériences convenables, à fournir des renseignements sur eux.

Le fait que des *cycles* compris largement dans l'*intervalle pratique d'élasticité* sont *irréversibles* est prévu sans autre par la théorie et d'ailleurs déjà exprimé ci-dessus.

Enfin, on pourra interpréter sans nouvelles hypothèses des variations des constantes d'élasticité par aimantation observable, mais il s'agira là d'un effet du second ordre.

18. Champs coercitifs et couplages magnétiques. — Dans tout ce qui précède, on a laissé quelque peu de côté tout ce qui n'est pas en connexion immédiate avec les hypothèses essentielles. Cela conformément à la voie suivie intentionnellement dans un domaine qui comporte énormément d'obscurités; la meilleure semble être d'avancer par prudentes approximations. Singulièrement, je n'ai invoqué les champs coercitifs que pour faire ressortir des différences d'effets des renversements discontinus et des rotations réversibles. On peut cependant indiquer quelques précisions sur eux en rapport avec notre sujet.

Sans doute, les champs coercitifs élémentaires sont-ils fonctions eux aussi des contraintes et par conséquent des traitements mécaniques, et c'est d'ailleurs surtout ce fait que la technique voit généralement; mais, à examiner les innombrables courbes d'aimantation des fers et aciers industriels, il me paraît que ce doit être dans une *mesure beaucoup moins forte que les contributions réversibles des éléments.*

Plaçons-nous maintenant au point de vue du § 10 des couplages simultanés d'ordre mécanique et d'ordre magnétique. Le

modèle décrit par P. Weiss[1]) pour la synthèse d'un cycle d'aimantation ordinaire sera complété et modifié en premier lieu par l'entrée en jeu précisément des efforts intérieurs spontanés, puis par l'attribution d'une importance beaucoup plus considérable aux champs magnétiques mutuels des groupements. En sorte que d'abord les directions «naturelles» des vecteurs $\mathfrak{J}_s$ dans la matière pourront être parfois fort éloignées de celle de «facile aimantation», laquelle est elle-même déterminée pour une bonne part mécaniquement.

Ensuite, *même avec un champ coercitif identique pour tous les groupements*, les renversements irréversibles de leurs aimantations se déclancheront pour des champs extérieurs de toutes valeurs fixès par la seule condition que, *composés avec les champs de couplage, ils équilibrent les champs coercitifs.* En un mot, le couplage magnétique produit une *dispersion des champs coercitifs apparents.* Ces considérations suffisent, je pense, pour interpréter complètement et les arrondis des cycles de l'expérience et le fait que l'irréversibilité en fonction du champ extérieur se manifeste pour toute oscillation de ce dernier dans n'importe quel intervalle, même bien en dehors des valeurs du champ coercitif du cycle limite. Elles suffiront aussi sans doute pour expliquer l'apparition expérimentale des angles vifs des cycles (R. Forrer, loc. cit.) dans les milieux où un traitement mécanique approprié a créé une anisotropie générale qui se répercute nécessairement sur la répartition des champs de couplages magnétiques. Enfin ces considérations sont en même temps une base de raisonnement pour le problème suivant.

19. Ebauche de théorie de la variation thermique du paramètre b. — Nous avons rappelé au § 11 la définition et le sens empiriques du coefficient b de la susceptibilité initiale; nous allons voir comment on peut retrouver déductivement l'aspect général de ses variations thermiques. Nous conservons les prémisses du paragraphe précédent et nous limitons nos considérations aux champs très faibles; le terme b exprime le résultat sur l'aimantation des pivotements irréversibles seuls; même dans ces conditions, nous faisons donc intervenir comme agent essentiel les actions magnétiques mutuelles.

Faisons par exemple croître la température, nous aurons dans cette théorie trois effets à considérer et à combiner, savoir:

1° La décroissance des couplages mécaniques déjà invoquée pour l'interprétation de a (§ 12).

[1]) P. Weiss, L'hyp. du champ moléculaire et la prop. ferrom. Bull. Soc. franç. phys. (1907), p. 95; même mém. au Journ. de Physique, même année.

2⁰ La décroissance des couplages magnétiques (toutes conditions correspondantes d'ailleurs, proportionnels à $\mathfrak{J}_s$).

3⁰ La diminution du champ coercitif élémentaire, suivant une loi parente de $\mathfrak{J}_s$[1]).

Soit n le nombre de groupements dont le moment magnétique a déjà subi le renversement irréversible à la valeur $\mathfrak{H}$ du champ extérieur, $dn/d\mathfrak{H}$ est évidemment d'autant plus élevée en premier lieu que le champ coercitif élémentaire $\mathfrak{H}_c$ est plus faible (cause 3), mais cette grandeur est aussi d'autant plus élevée que les couplages magnétiques sont plus faibles (*dispersion* des champs coercitifs apparents, cause 2); enfin la cause 1 intervient aussi, mais indirectement, par le fait que le champ coercitif apparent baisse par suite de l'orientation préalable au pivotement: c'est donc encore une fois un effet de *même sens*, mais qui sans doute ne doit être appréciable que près du point de Curie, nous le négligerons ici.

Les deux causes (3 et 2) concourent donc pour faire croître le phénomène irréversible avec la température, et l'une et l'autre suivant une loi liée à $\mathfrak{J}_s = f(t)$; rappelons que nous avions prévu une dépendance similaire pour a, mais par la seule cause 1. Rassemblant le tout, nous voyons que théoriquement, *la constante b doit dépendre de $\mathfrak{J}_s$ d'une manière comparable à a, mais suivant une variation relative plus rapide.*

C'est bien là le résultat général de toutes les recherches expérimentales citées (singulièrement les valeurs très élevées que les deux paramètres atteignent quelques degrés au-dessous du point de Curie). La variation différemment rapide est exprimée par la forme générale de loi empirique:

$$b = A\,a^x$$

$$x = 4 \text{ pour Ni, } 5/3 \text{ pour Fe, } 12/5 \text{ pour } Fe_3O_4$$

$$\text{donc toujours } x > 1.$$

Il est intéressant aussi de confronter la théorie avec les expériences faites sur l'*irréversibilité thermique*. Elle s'est manifestée d'une manière tout particulièrement intense aux températures très voisines (intervalle de quelques degrés, d'après Weiss et de Freudenreich, loc. cit.) du point de Curie. Il suffira de se représenter que $\mathfrak{J}_s$ varie dans une proportion énorme (chute abrupte vers zéro au chauffage et inversement) dans cet intervalle; qu'alors

[1]) A. Perrier, Les var. thermiques de l'hystérèse tournante et de l'hystérèse alternative. Arch. Sc. phys. et nat. (4), t. 28 (1909), pp. 5, 119, 137; aussi Journ. de Phys. (4), t. 9 (1910), pp. 785, 865.

conformément à la théorie, les efforts mutuels intérieurs y sont soumis à une variation étendue et rapide dans une semblable proportion; qu'enfin, à ces températures assez élevées, les cristaux sont déjà dans un état de moindre résistance aux glissements réticulaires, pour comprendre que ces phénomènes embrouillés deviennent des appuis pour la théorie bien plus qu'ils ne lui opposent des objections.

Un autre aspect encore: les raisonnements relatifs à a et à b présentent un *caractère très nettement géométrique*, en sorte que des variations de température qui n'affectent pas *sensiblement les positions et formes des groupements ne doivent pas modifier essentiellement la forme des liaisons, entre a et b* par exemple, l'élément constructif fondamental $\mathfrak{J}_s$ étant une fonction bien déterminée de la température; ces conditions ont été réalisées lorsqu'on n'a pas laissé séjourner les échantillons aux températures de vieillissement rapide. Et de fait on a trouvé que les exposants x restaient à peu de chose *près les mêmes dans les états de vieillissement très différents.* Résultat qui est à la fois un argument en faveur des hypothèses et du mode de raisonner et une précieuse indication sur l'origine des différents exposants x: cette origine doit être géométrique, exprimer un caractère des réseaux des substances.

Je me propose de reprendre par le calcul tout cet exposé; mais c'est une étude pour elle-même, non sans difficultés (il faudra, par exemple, faire entrer en ligne de compte aussi les *variations thermiques de l'élasticité*) et assez longue; ce sera pour une autre publication.

20. Phénomènes non magnétiques. — Le lecteur qui aura pris connaissance de ce travail ainsi que de mes publications concernant la magnétorésistance[1]) aura reconnu assez facilement la parenté des hypothèses et des modes de raisonner. Indépendamment du reste de tout mécanisme particulier, *il y a une similitude évidente entre les symétries générales des deux ordres d'effets,* si éloignés soient-ils par leur nature.

Il n'est peut-être pas superflu de discuter à ce propos l'opinion qui a été exprimée quelquefois, que *la variation magnétique de la résistance électrique serait un effet de la magnétostriction.* Voici des raisons expérimentales parlant contre cette opinion.

Faisant appel aux chiffres obtenus par Bridgman dans ses belles expériences sur les conductivités et les déformabilités des

[1]) Voir en particulier: A. Perrier, Arch. Sc. phys. et nat. (5), vol. 9 (1927), p. 347 (courtes notes); plus détaillé: Helv. Phys. Acta, vol. III (1930), p. 400.

métaux sous des pressions de milliers d'atmosphères, on évalue tout d'abord que le *tiers* environ du *coefficient de variation thermique de la résistivité pourrait être imputé à la dilatation thermique* (soit à l'accroissement des constantes des réseaux).

Tenant compte ensuite des connaissances sur la magnétostriction observable à température déterminée, on reconnaît qu'une *part négligeable de la variation de conductance provoquée par aimantation* pourrait provenir de ces changements de dimensions.

Combinant enfin avec la fraction de dilatation thermique, dont nous pouvons rendre l'aimantation spontanée responsable, je trouve que, de toute la variation de résistance liée à cette cause commune, la disparition progressive de $\mathfrak{J}_s$, *seulement quelques centièmes* seraient explicables par cette dilatation. Je pense donc que l'opinion rappelée n'est pas compatible avec les connaissances expérimentales actuelles[1]).

Magnétostrictions spontanée ou observable, magnétorésistances spontanée ou observable sont, si l'on veut, des phénomènes jumeaux, provenant partiellement d'une même cause et assujettis à certains mécanismes communs, mais ils ne dérivent pas les uns des autres.

La théorie proposée pourra étendre ses conséquences à des domaines de physique encore plus éloignés; l'une de ses bases particulièrement le lui permet, celle de l'ansotropie des groupements. La conséquence la plus immédiate, *les couplages mécaniques locaux par les variations de température, n'est en effet nullement astreinte à procéder d'une aimantation spontanée plutôt que de toute autre origine.*

Il est clair que de tels phénomènes devront *apparaître dans tout milieu compact constitué par des particules à dilatation thermique anisotrope*, par exemple dans tout métal microcristallin ou généralement tout solide de pareille structure, pourvu qu'il n'appartienne pas au système cubique.

Et il y aura sans doute lieu d'invoquer ce mécanisme pour l'explication de particularités bien diverses; je suggère entre autres les suivantes. Les constantes élastiques ou thermiques, dont la valeur expérimentale ne serait pas exactement la moyenne calculée à partir des paramètres correspondants de l'individu cristallin; la fragilité de certains métaux non cubiques à l'état polycristallin (Bi, Sb, . . .), leur tendance très forte à former de gros cristaux; l'action de déformations variables et répétées sur les recristalli-

---

[1]) W. L. Webster arrive à une conclusion analogue à la suite de ses expériences sur la striction magnétique des cristaux.

sations à l'état solide; l'irréversibilité des dilatations elles-mêmes par variation rapide de la température, lorsqu'il est impossible de les attribuer à une transformation de phase (ce serait le cas justement pour les ferromagnétiques); peut-être pourra-t-on même chercher dans cette direction l'origine d'une partie des anomalies de la perméabilité des métaux aux gaz, si par exemple il s'avérait que la traversée des atomes étrangers s'opérait sélectivement par la voie des cloisons d'un réseau secondaire.

Lausanne, Laboratoire de physique de l'Université.