Sur les effets des interactions entre les domaines élémentaires ferromagnétiques : Bascule et reptation

L. Néel

► To cite this version:

L. Néel. Sur les effets des interactions entre les domaines élémentaires ferromagnétiques : Bascule et reptation. J. Phys. Radium, 1959, 20 (2-3), pp.215-221. 10.1051/jphysrad:01959002002-3021500 . jpa-00236020

HAL Id: jpa-00236020

<https://hal.science/jpa-00236020>

Submitted on 1 Jan 1959

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

SUR LES EFFETS DES INTERACTIONS ENTRE LES DOMAINES ÉLÉMENTAIRES FERROMAGNÉTIQUES : BASCULE ET REPTATION

Par L. NÉEL,

Université de Grenoble, France.

Résumé. — L'auteur développe une théorie élémentaire des couplages entre domaines ferromagnétiques à cycles rectangulaires, basée sur l'étude détaillée des propriétés de couples de deux domaines : il prévoit ainsi des effets théoriques nouveaux et notamment celui de *bascule*. Il s'agit d'une variation positive ou négative de l'aimantation prise dans un champ H_A , lorsqu'on décrit une série de cycles entre des champs H_A et H_B . Introduisant la notion d'un champ aléatoire de couplage entre le reste de l'échantillon et la fraction de celui-ci dont l'aimantation change au cours du cycle décrit entre H_A et H_B , l'auteur en déduit l'apparition d'un autre phénomène, la *reptation*, caractérisé par un déplacement progressif de la boucle d'hystérésis décrite entre H_A et H_B , en fonction du nombre n des cycles décrits. L'expérience a permis de retrouver ces différents effets.

Abstract. — The author expounds an elementary theory of coupled ferromagnetic square-loop domains, based on a detailed investigation of the properties of two coupled domains. Some new phenomena are theoretically predicted, in particular "tilting". This is a positive or negative change of the magnetization in a field H_A , induced by varying the field a number of times between H_A and H_B . If the coupling of the part of the sample whose magnetization changes during the loop between H_A and H_B and the rest of the sample is represented by a statistically fluctuating field, another new phenomenon, "reptation" (creep), occurs : the hysteresis loop between H_A and H_B undergoes a gradual displacement, depending on the number of alternations of the field. These predicted effects have been experimentally observed.

I. Introduction. — Pour coordonner, interpréter et prévoir les phénomènes extrêmement compliqués qui constituent l'hystérésis ferromagnétique, il est indispensable de recourir à des modèles aussi schématiques que possible et de préciser la correspondance entre les caractéristiques du modèle et les propriétés du réel. Les deux principaux modèles employés jusqu'ici prennent comme point de départ, soit une paroi de Bloch plane subissant des translations dans un milieu irrégulièrement perturbé, soit un grain monodomaine. Le premier modèle convient mieux aux substances magnétiquement douces, le second aux substances dures, mais à la limite, pour des milieux très perturbés, ils fournissent tous les deux des résultats sensiblement équivalents. Nous emploierons ici le plus souvent le second modèle.

Lorsque le champ appliqué H est parallèle à la direction d'énergie minimale d'un grain monodomaine isolé, les processus d'aimantation sont purement irréversibles : le cycle d'hystérésis, symétrique et rectangulaire, est entièrement caractérisé par un moment magnétique à saturation a et par un champ critique ou champ coercitif c . Au contraire, dans la direction perpendiculaire, les processus sont réversibles : la composante m du moment magnétique dans la direction de H est proportionnelle à H dans l'intervalle

$$-a < m < +a.$$

En considérant maintenant un ensemble de grains orientés au hasard, indépendants les uns des

autres, et dont les champs critiques c sont distribués d'une manière convenable, on obtient une assez bonne image de l'hystérésis ferromagnétique, aussi bien en ce qui concerne les effets irréversibles que les effets réversibles. Lorsqu'on s'intéresse plutôt aux phénomènes irréversibles qu'aux réversibles, on peut même se contenter de simplifier le modèle en donnant une orientation commune à tous les grains : c'est d'ailleurs ce que nous ferons dans la suite. En dépit de leur simplicité, de tels modèles permettent cependant d'aborder avec fruit des questions aussi complexes que celles de la thermorémanence, de la mémoire magnétique des roches ou du trainage magnétique de fluctuations. Par contre, ils échouent dans l'analyse fine de certaines propriétés des cycles d'hystérésis, comme par exemple l'interprétation des deux lois de Rayleigh relatives aux champs faibles.

Il est nécessaire à ce stade de perfectionner le modèle et d'en compliquer les propriétés. Il vient alors immédiatement à l'esprit de tenir compte des interactions des grains et d'en étudier les effets. Ces derniers sont très variés et très compliqués, en même temps que d'un traitement mathématique extrêmement difficile qui rend indispensables de sévères approximations.

Un effet assez simple est celui que nous avons désigné sous le nom d'*effet de proximité* [1]. Il se manifeste d'une manière particulièrement simple lorsque l'anisotropie des grains se réduit à une anisotropie de forme. Étant donné en effet n'importe quel système de grains de forme quelconque,

aimantés à saturation et isotropes en moyenne quant aux formes géométriques, on montre que l'énergie magnétostatique par unité de volume est égale à $\frac{2}{3} \pi J_s^2 v(1 - v)$, où J_s est l'aimantation à saturation et v la fraction du volume total occupée par la phase magnétique. L'énergie rapportée à l'unité de volume de cette phase est donc proportionnelle à $(1 - v)$, d'où l'on déduit que le champ coercitif, proportionnel à l'énergie, est aussi proportionnel à $(1 - v)$. Les expériences de L. Weil [2] ont confirmé cette conclusion.

On peut aussi remarquer que l'ensemble des grains doit exercer sur un grain donné un champ de couplage, analogue au champ de Lorentz de la théorie des diélectriques et proportionnel à l'aimantation moyenne, mais ce point de vue n'apporte rien de bien intéressant ni de bien nouveau. Beaucoup plus féconde est l'idée de tenir compte des fluctuations spatiales de ce champ, c'est-à-dire du fait qu'il est différent d'un grain à l'autre à la suite des irrégularités dans la distribution des grains dans l'espace et dans l'orientation de leur moment magnétique [1]. Supposons ainsi que chaque grain soit soumis de la part de ses voisins à un certain champ de couplage h qui vienne s'ajouter au champ magnétique extérieur éventuellement appliqué.

Supposons, en outre, que h soit *constant* et que le grain considéré, supposé isolé, soit caractérisé par un cycle d'hystérésis symétrique de champ critique c . Compte tenu de h , le grain possède désormais un cycle d'hystérésis *dissymétrique*, caractérisé par un champ critique inférieur $-c - h$ et un champ critique supérieur $+c - h$. Le *modèle de grains à cycles dissymétriques* est formé par un ensemble de tels grains et est défini par une certaine fonction de deux variables $m(h, c)$ qui donne le moment magnétique total dm des grains soumis à un champ de couplage compris entre h et $h + dh$ dont le champ coercitif est compris entre c et $c + dc$.

Ce modèle est utilisé depuis longtemps : P. Weiss et J. de Freudenreich l'ont utilisé en 1916 pour la première fois [3] et ont montré qu'il permettait de donner une interprétation très simple des lois de Rayleigh relatives à l'aimantation dans les champs faibles, sous la seule condition que $m(0, 0)$ soit différent de zéro. F. Preisach s'en est servi [4] pour expliquer, en ce qui concerne le trainage magnétique, comment le principe de superposition pouvait être mis en échec. D'une manière générale, il semble que ce modèle soit indispensable pour interpréter toutes les propriétés liées à l'hystérésis des ferromagnétiques dans les champs faibles.

L'intérêt et la simplicité de ce modèle sont tels qu'on a naturellement cherché à en étendre l'emploi pour les aimantations élevées en déterminant une loi de distribution $m(h, c)$ susceptible de donner des

résultats satisfaisants dans l'ensemble du domaine d'hystérésis. Ces tentatives n'ont pas donné de résultats très convaincants. En particulier pour les substances magnétiquement dures comme celles qui servent à la fabrication des aimants permanents, nous avons constaté qu'il était impossible d'expliquer la valeur relativement élevée de la susceptibilité anhystérétique initiale en adoptant les valeurs de la fonction de distribution $m(h, c)$ les plus appropriées à l'interprétation des autres propriétés magnétiques à l'intérieur du cycle d'hystérésis : on obtient toujours une susceptibilité anhystérétique trois à quatre fois plus faible que la susceptibilité réelle [5].

D'un autre côté, le modèle de grains à cycles dissymétriques ne doit pas être considéré seulement comme une simple extension et un perfectionnement du modèle de grains à cycles symétriques. En réalité, comme nous l'avons montré depuis longtemps [6], il fournit dans le domaine des aimantations faibles, une représentation formellement rigoureuse du mouvement d'une paroi de Bloch dans un milieu irrégulièrement perturbé. Mais dès qu'il s'agit d'aimantations élevées, il n'est plus possible d'établir une correspondance entre le modèle et le réel.

Si nous revenons maintenant à l'étude et à la représentation des interactions entre les éléments de grains à cycles symétriques, nous sommes obligés de reconnaître que le champ h de couplage doit dépendre de l'état d'aimantation de l'ensemble des grains : nous avons montré ailleurs [1] que le carré moyen $\langle h^2 \rangle$ devait être proportionnel à $J_s^2 - J_m^2$, en désignant respectivement par J_s et J_m l'aimantation à saturation et l'aimantation moyenne de l'ensemble des grains. Le champ h est donc une fonction de l'aimantation J_m et il en est de même des champs critiques $-c - h$ et $+c - h$ d'un grain donné : ces champs critiques ne peuvent pas être considérés comme des constantes. Les supposer constants n'a de sens que dans le domaine de Rayleigh, c'est-à-dire dans un domaine d'aimantation suffisamment étroit pour qu'il n'y ait jamais deux grains voisins dont les moments magnétiques changent tous deux d'orientation au cours des variations étudiées de l'aimantation macroscopique. En effet, sous cette restriction, les grains dont le moment magnétique est susceptible de subir des modifications sont entourés de grains dont le moment reste invariable et dont les actions peuvent par conséquent être représentées au moyen d'un champ de couplage d'intensité h constante.

En résumé, qu'il s'agisse des déplacements des parois de Bloch ou d'un ensemble de grains monodomaines en interaction, il n'est pas possible, en dehors du domaine de Rayleigh, de donner une signification physique aux propriétés magnétiques d'un ensemble de grains à cycles dissymétriques et de lui faire correspondre un modèle réel.

Il paraît donc indispensable de revenir à l'étude directe des interactions entre les grains d'un ensemble à trois dimensions : *a priori*, un tel problème semble malheureusement inextricable.

II. Couples de grains en interaction. — Cependant, comme nous le constaterons plus loin, on obtient déjà des résultats intéressants en étudiant les propriétés d'un ensemble de *couples*, indépendants les uns des autres, formés chacun de deux grains, à cycles rectangulaires symétriques, possédant des moments a et a' ainsi que des champs critiques c et c' . Nous définissons les interactions en supposant que le premier grain exerce sur le second un champ magnétique moyen d'interaction $+na$ ou $-na$ et que le second grain exerce sur le premier un champ $+na'$ ou $-na'$, selon le signe $+$ ou $-$ du moment magnétique du grain considéré.

Les cycles d'aimantation de tels couples appartiennent à l'un des six types A, A', B, C, C', K, représentés sur la figure 1. Pour des valeurs données

FIG. 1.

FIG. 2.

de a et de a' ($a' > a$), les types obtenus dépendent des valeurs de c , c' et n et sont indiqués, dans le plan (c, c') , sur la figure 2a pour les couplages positifs ($n > 0$) et sur la figure 2b pour les cou-

plages négatifs ($n < 0$). A part les types A et A', de forme classique, les autres types sont caractérisés par des formes complexes, symétriques dans l'ensemble, mais dans lesquelles on peut mettre en évidence des cycles secondaires dissymétriques. Les propriétés d'un ensemble de tels couples participent ainsi à la fois des propriétés d'un ensemble de grains à cycles symétriques et d'un ensemble de grains à cycles dissymétriques.

C'est ainsi que l'aimantation rémanente anhystérétique, obtenue en superposant un champ continu positif très petit à un champ alternatif décroissant jusqu'à zéro, est égale à $a + a'$ pour les types A et A', à $a' - a$ pour les cycles B, C, K, et à $a - a'$ pour les cycles C'. L'aimantation rémanente anhystérétique *moyenne* d'un ensemble de couples est ainsi positive et finie (l'aimantation rémanente négative des cycles C' est compensée par celle des cycles C) : il en résulte que la susceptibilité anhystérétique initiale de l'ensemble est infinie, comme celle d'un ensemble de grains à cycles symétriques et en assez bon accord avec les résultats expérimentaux.

Au contraire, en ce qui concerne par exemple les couples de type C, et aussi longtemps que l'amplitude des champs appliqués ne dépasse pas la valeur OQ, ils se comportent comme des grains à cycles dissymétriques : les champs critiques de ces grains sont $+OR$ et $+OP$, lorsque les hasards de la désaimantation donnent une aimantation rémanente $+ON$, positive, et $-OR$ et $-OP$ lorsque l'aimantation rémanente est $-ON$. Les couples de type C' se comportent d'une manière analogue. Un ensemble de couples de types C et C', tels que les valeurs de c , c' et n soient uniformément distribuées au voisinage de $c = c' = 0$ et autour de $n = 0$, possède ainsi vis-à-vis des petites variations du champ magnétique autour de zéro des propriétés analogues à celles d'un ensemble de grains à cycles dissymétriques : il obéit en particulier aux deux lois de Rayleigh (dans les champs faibles, la contribution des types A, A', B et K est négligeable vis-à-vis de celle des types C et C').

Ces différentes remarques suggèrent qu'il doit être possible de représenter dans d'excellentes conditions l'hystérésis d'une substance ferromagnétique réelle avec un ensemble de couples des types précédents, moyennant une distribution convenable des valeurs de a , a' , c , c' et n . L'intérêt de ce nouveau modèle est donc certain car il améliore d'une part l'accord avec l'expérience et correspond d'autre part à une image physique plus satisfaisante : il a par contre l'inconvénient d'une plus grande complication.

III. Les phénomènes de bascule. — Cependant l'intérêt véritable du modèle formé d'un ensemble de couples est ailleurs : ce modèle possède en effet des propriétés spécifiques curieuses, étranges à

celles des modèles utilisés antérieurement, qui correspondent précisément à des propriétés de la substance réelle [7].

Pour énoncer ces propriétés, nous conviendrons d'abord, selon une notation proposée antérieurement [8], de désigner par $j[H_1, H_2, \dots, H_k]$, le moment magnétique d'un grain ou d'un couple obtenu en le soumettant, après désaimantation dans un champ alternatif décroissant, à des champs magnétiques successifs $H_1, H_2, \dots$ et finalement H_k (il s'agit en général d'une valeur moyenne puisque la désaimantation fournit, avec des probabilités égales, des moments rémanents $+m_r$ ou $-m_r$).

Les quantités correspondantes relatives à un ensemble de couples seront représentées par des notations du même genre où j sera simplement remplacé par J .

Ceci posé, remarquons que pour tous les modèles utilisés jusqu'ici pour représenter l'hystérésis, modèles à cycles symétriques ou modèles à cycles dissymétriques, l'aimantation prise à la deuxième application d'un champ H_A reste égale à l'aimantation donnée par la première application. D'une façon plus précise, étant donné un champ H_A positif et un champ H_B , compris entre $-H_A$ et $+H_A$, la relation

$$j[H_A, H_B, H_A] = j[H_A]$$

est toujours satisfaite : le cycle de recul (H_B, H_A) se ferme à la deuxième application du champ H_A .

Les cycles des types A, A', C et C' (fig. 1) possèdent également la même propriété mais le cycle de type K se comporte tout différemment.

Considérons d'abord le cas de cycles partiels décrits d'une manière symétrique autour de l'origine ($H_B = -H_A$).

Lorsque H_A est inférieur à OQ, on obtient effectivement :

$$j[H_A, -H_A, H_A] = j[H_A] = 0$$

et de même, lorsque H_A est supérieur à OP, on obtient aussi :

$$j[H_A, -H_A, H_A] = j[H_A] = OM.$$

Au contraire, lorsque H_A est compris entre OQ et OP, on constate aisément que :

$$j[H_A, -H_A, H_A] = OM \text{ et que } j[H_A] = (OM + ON)/2.$$

L'aimantation prise à la deuxième application du champ H_A est supérieure à l'aimantation donnée par la première, soit :

$$j[H_A, -H_A, H_A] > j[H_A].$$

Les alternances suivantes ne modifient plus la valeur de j .

En utilisant une notation de signification évidente, nous pouvons dire ainsi que

$$j[H_A, (-H_A, H_A)^n]$$

est indépendant de n , lorsque n est supérieur ou

égal à 1. Nous donnons à cet effet le nom de *bascule positive*.

Considérons ensuite les cycles partiels dissymétriques décrits entre le champ H_A et le champ $H_B = 0$. Lorsque H_A est inférieur à OQ, on obtient :

$$j[H_A, 0, H_A] = j[H_A] = 0$$

et de même lorsque H_A est supérieur à OP :

$$j[H_A, 0, H_A] = j[H_A] = OM,$$

tandis que dans l'intervalle $OQ < H_A < OP$, on trouve :

$$j[H_A, 0, H_A] = ON \text{ et } j[H_A] = (OM + ON)/2.$$

Cette fois-ci, l'aimantation prise à la deuxième application du champ H_A est inférieure à l'aimantation donnée par la première :

$$j[H_A, 0, H_A] < j[H_A];$$

il s'agit d'un effet de *bascule négative*. Comme plus haut, $j[H_A, (0, H_A)^n]$ est indépendant de n lorsque n est supérieur ou égal à 1.

En réalité, cette dernière propriété est liée au fait d'avoir réduit les interactions à des interactions entre les éléments d'un même groupe, chaque groupe étant constitué de deux éléments seulement. Il résulte en effet d'un travail ultérieur [9] qu'en considérant des groupes formés d'un nombre d'éléments de plus en plus grands, l'aimantation $j[H_A, (H_B, H_A)^n]$ ne devient indépendante de n que pour des valeurs de n de plus en plus élevées. À la limite, $j[(H_A, (-H_A, H_A)^n)^n]$ croît indéfiniment avec n tandis que $j[H_A, (0, H_A)^n]$ décroît indéfiniment, vers des valeurs limites, qui, selon toute probabilité, sont très rapidement atteintes, selon une allure exponentielle.

Dans tout ce qui précède, nous avons choisi, comme état initial des couples de type K, l'état obtenu après désaimantation dans un champ magnétique alternatif décroissant, mais des processus analogues se déroulent à partir d'états initiaux autrement obtenus. On peut par exemple choisir comme état initial l'état obtenu par l'application d'un champ magnétique négatif très élevé. On trouve alors que dans l'intervalle

$$OQ < H_A < OP$$

les aimantations prennent les valeurs :

$$j'[H_A] = OM \text{ et } j'[H_A, 0, H_A] = ON$$

qui mettent en évidence un effet de *bascule négative* dont l'amplitude est deux fois plus grande que celle de l'effet obtenu après désaimantation dans un champ alternatif (nous avons ici remplacé j par j' pour bien rappeler la différence entre les états initiaux choisis dans les deux cas).

Les mêmes phénomènes se reproduiront, mais avec une amplitude relative plus faible, dans un

ensemble de couples formé d'un mélange des types A, A', C, C' et K.

Il importe finalement de remarquer que les résultats que nous venons d'obtenir sont la simple conséquence de l'existence d'interactions entre deux systèmes (ici les deux grains) doués d'hystérésis. Le fait d'avoir choisi comme éléments de chaque système des grains à cycles d'hystérésis rectangulaires n'a en soi aucune importance. Nous avons en effet montré [9] que des effets de bascule de même nature étaient susceptibles d'apparaître comme conséquence de l'introduction d'interactions entre deux systèmes quelconques, caractérisés seulement par leur susceptibilité réversible et leur susceptibilité irréversible sans qu'il soit nécessaire de faire intervenir le mécanisme des phénomènes d'hystérésis.

L'étude des interactions entre les deux éléments d'un couple de deux grains permet ainsi de prévoir des effets théoriques nouveaux qui paraissent correspondre à des faits expérimentaux incontestables. Depuis longtemps les bons expérimentateurs ont constaté que des cycles d'hystérésis successifs, décrits entre les mêmes limites ne se fermaient pas, mais la faiblesse des phénomènes, l'irrégularité apparente des écarts observés, tantôt négatifs, tantôt positifs, selon les conditions expérimentales, avaient sans doute découragé les observateurs d'en entreprendre l'étude approfondie. Les expériences récentes et systématiques de Nguyen Van Dang [10] confirment qualitativement l'existence d'effets de bascule, positive ou négative, dans les conditions prévues par l'exposé précédent mais montrent aussi que d'autres effets plus complexes doivent s'y superposer.

IV. Les phénomènes de reptation. — Lorsqu'on décrit une succession de cycles d'hystérésis entre deux limites fixes, il n'est pas du tout certain que les deux états extrêmes A et B, qui par définition correspondent à des aimantations macroscopiques J_A et J_B toujours identiques, possèdent des structures microscopiques également identiques. On peut en effet concevoir que deux états successifs d'aimantation, possédant la même aimantation résultante, correspondent à des distributions différentes, sinon de tous les domaines élémentaires, du moins d'une fraction plus ou moins importante d'entre eux. Nous admettrons donc comme hypothèse de travail [8], qu'au cours de cycles successifs décrits entre les mêmes limites, la distribution des moments magnétiques des domaines appartenant à une certaine fraction F de l'échantillon est entièrement indépendante des distributions antérieures : les distributions successives sont assujetties à la seule condition de correspondre au même moment magnétique résultant. Examinons les conséquences d'une telle hypothèse.

Plaçons-nous par exemple dans l'état A, d'aiman-

tation J_A , et considérons le champ de couplage qui représente l'action des autres domaines (interaction dipolaire magnétique entre autres) sur un domaine déterminé quelconque G . Ce champ est la somme d'un terme qui reprend à chaque cycle la même valeur, invariable par conséquent, et d'un terme aléatoire. Le terme invariable est dû en partie à l'action des domaines qui n'appartiennent pas à la fraction F et en partie à l'action des domaines de la fraction F , en liaison avec le fait que leur moment magnétique résultant conserve une valeur invariable pour les cycles successifs. La partie aléatoire provient de l'action des domaines de F liée au caractère aléatoire de la distribution de leur moment magnétique. Nous donnons à cette partie aléatoire le nom de *champ de reptation* et nous désignons par h_r^2 sa valeur quadratique moyenne. Ce champ de reptation jouit des propriétés suivantes : dans un état A donné il varie d'un point à l'autre de l'échantillon avec une valeur moyenne nulle ; en un point donné de l'échantillon, sa valeur moyenne relative aux cycles successifs est également nulle.

Si dans l'état A considéré, la susceptibilité différentielle de l'échantillon était purement réversible, les actions des champs aléatoires agissant aux différents points se compenseraient en moyenne et, du point de vue macroscopique, rien ne manifesterait l'existence de ces champs. En réalité une fraction de la susceptibilité différentielle que nous désignons par S_{AB} possède un caractère irréversible : le double indice rappelle simplement que la valeur de cette susceptibilité dépend à la fois des deux états A et B qui limitent les cycles successifs. L'irréversibilité de cette susceptibilité entraîne ici les conséquences suivantes [11] : l'aimantation $S_{AB} h$ créée au voisinage d'un point donné P par le champ aléatoire h reste acquise et ne varie plus aussi longtemps qu'au cours de son évolution ultérieure le champ aléatoire en P reste inférieur à h ; au contraire, cette aimantation se modifie et prend la valeur $S_{AB} h'$ dès que le champ aléatoire a pris une valeur h' supérieure à h . L'aimantation créée au voisinage de P par le champ de reptation, à la $n^{\text{ème}}$ description du cycle, est donc égale à $S_{AB} h_n$ où h_n est la plus grande valeur prise par le champ de reptation, au cours des n réalisations successives de l'état A, ou ce qui revient au même après n tirages au sort.

Nous désignerons par $x_n h_r$ la valeur moyenne de h_n obtenue en répétant un très grand nombre de fois ces n tirages au sort ; x_n est un coefficient numérique dont nous avons calculé les valeurs rassemblées dans le tableau suivant [11].

Pour les valeurs de n supérieures à 1 000, x_n est donné avec une approximation meilleure que un pour cent par la relation

$$x_n^2 = 2 [\log n - \log (x_n \sqrt{2\pi} \log 2)]$$

et varie ainsi asymptotiquement comme $(\log n)^{1/2}$.

TABLEAU DES VALEURS DE x_n

$n - 1$	x_n	$n - 1$	x_n
0	0	10	1,586
1	0,564	100	2,511
2	0,846	1 000	3,241
3	1,029	10 000	3,852
4	1,163	100 000	4,384
5	1,267	1 000 000	4,861

La susceptibilité irréversible S_{AB} reste maintenant à définir de façon précise, compte tenu du fait que les variations d'aimantation dépendent non seulement des champs appliqués mais aussi du nombre des cycles partiels décrits. Nous partons donc d'un échantillon désaimanté au moyen d'un champ alternatif décroissant auquel on fait décrire une série de cycles successifs entre un champ positif H_A et un champ H_B compris entre $-H_A$ et $+H_A$: le champ H_A est appliqué le premier. La susceptibilité S_{AB} relative à l'extrémité A du cycle partiel est définie [8] par la relation :

$$S_{AB} \delta H = J[H_A + \delta H, H_B, H_A] - J[H_A, H_B, H_A],$$

où δH est un champ positif très petit. On définit de même pour l'extrémité B du cycle partiel une susceptibilité irréversible

$$S_{BA} \delta H = J[H_A + \delta H, H_B] - J[H_A, H_B].$$

Les susceptibilités S_{AB} et S_{BA} sont en général bien différentes de la susceptibilité différentielle irréversible classique S_A relative à la courbe de première aimantation. C'est ainsi que, dans le domaine de Rayleigh (champs faibles vis-à-vis du champ coercitif) et avec une loi de première aimantation mise sous la forme :

$$J = aH + bH^2,$$

on trouve les valeurs suivantes :

$$S_A = 2bH_A; \quad S_{AB} = S_{BA} = b(H_A + H_B).$$

On constate aussi que pour des cycles symétriques ($H_B = -H_A$), les susceptibilités S_{AB} et S_{BA} sont nulles. Cet important résultat, établi ici dans le cas des faibles amplitudes, est aussi valable aux grandes amplitudes, comme le montre l'expérience, en accord d'ailleurs avec les propriétés des modèles classiques utilisés pour expliquer l'hystérésis.

Si nous rassemblons maintenant les résultats précédents, nous en concluons que la valeur J_{An} de l'aimantation, correspondant à l'extrémité A du cycle partiel décrit entre les champs H_A et H_B , doit dépendre du nombre n des cycles décrits antérieurement, après la désaimantation, et est donnée par la relation :

$$J_{An} = J_A + S_{AB} x_n h_r.$$

De même, l'aimantation J_{Bn} , correspondant à

l'extrémité inférieure B du cycle partiel, s'écrit :

$$J_{Bn} = J_B + S_{BA} x_n h_r.$$

Comme S_{AB} est en première approximation égal à S_{BA} , il en résulte que le cycle d'hystérésis partiel décrit entre H_A et H_B doit subir une sorte de déplacement d'ensemble, une translation progressive proportionnelle à x_n , c'est-à-dire à $(\log n)^{1/2}$ lorsque le nombre des cycles décrits devient très élevé : c'est à cet effet qu'on a donné le nom de *reptation*. Pour que cet effet se produise, il est essentiel que les cycles soient dissymétriques : nous avons en effet montré plus haut que les susceptibilités irréversibles S_{AB} et S_{BA} étaient nulles lorsque les cycles étaient symétriques.

Les termes J_{An} et J_{Bn} de reptation, donnés par les équations ci-dessus, résultent de la superposition du champ aléatoire au champ H_A , c'est-à-dire à celui des deux champs H_A et H_B qui est le plus grand en valeur absolue, comme le montrent les relations utilisées plus haut pour définir S_{AB} et S_{BA} . *A priori*, on pourrait aussi imaginer qu'il existe des termes de reptation correspondant à la superposition de h à H_B : mais l'effet cumulatif des champs aléatoires qui permet d'en déceler les effets lorsque ces champs viennent s'ajouter au champ H_A ne se produit pas pour le champ H_B . En d'autres termes, l'application d'un nouveau champ H_A efface pratiquement tous les effets du champ H_B : c'est ainsi que l'aimantation $J[H_A, H_B, H_A]$ est à peu près indépendante de H_B et reste sensiblement égale à $J[H_A]$ tant que H_B reste compris entre $-H_A$ et $+H_A$. Les effets de petites variations de H_B , dues à la superposition d'un petit champ aléatoire, sont ainsi complètement effacés par l'application ultérieure du champ H_A . D'une manière plus précise, cela revient à dire que la susceptibilité irréversible S'_{BA} , qui sert à définir l'effet de la superposition d'un champ aléatoire au champ H_B et qui est donnée par :

$$S'_{BA} \delta H = J[H_A, H_B + \delta H, H_A, H_B] - J[H_A, H_B, H_A, H_B]$$

où δH est un champ très petit, est nulle : il est facile de le vérifier pour le modèle des grains à cycles dissymétriques.

Dans les effets que nous venons d'examiner, l'état initial de l'échantillon était obtenu par désaimantation dans un champ magnétique alternatif décroissant, mais il est bien évident que des phénomènes analogues doivent se manifester à partir d'états initiaux obtenus d'une manière différente. La théorie en est la même : seules changent les valeurs S_{AB} et S_{BA} de la susceptibilité différentielle irréversible.

Les effets de reptation que nous venons de décrire sont effectivement connus expérimentalement depuis longtemps. Observés dès 1885 par J. A. Ewing [12], ils ont été retrouvés par L. Lliboutry [13] et par J. C. Barbier [14], au cours d'études

sur l'influence des chocs et sur le trainage magnétique de fluctuations, et font l'objet maintenant de la part de Nguyen Van Dang [10] d'un examen systématique et approfondi.

La principale difficulté de cette étude réside dans l'impossibilité d'isoler la reptation à l'état pur : il y a toujours superposition des effets de bascule et de reptation sans compter les perturbations gênantes apportées par les courants induits et surtout les différentes espèces de trainage magnétique : trainage de diffusion et trainage de fluctuations. Pour ne parler que de la reptation et de la bascule et si nous schématisons par une simple droite AB le cycle de recul décrit entre les champs extrêmes H_A et H_B , nous assistons au double processus suivant à mesure que le nombre n des cycles décrits augmente : une translation de la droite AB qui est proportionnelle à $(\log n)^{1/2}$ pour les valeurs élevées de n , c'est la reptation ; une rotation de AB qui a tendance soit à se rapprocher de l'axe des champs, il s'agit alors de la bascule négative des cycles dissymétriques, soit à s'écarter de l'axe des champs, c'est alors la bascule positive des cycles symétriques. Dans les deux cas existe une position asymptotique limite atteinte selon une allure exponentielle.

Sans doute, les théories qui viennent d'être esquissées ici, et surtout la théorie des effets de bascule, sont-elles extrêmement frustes et schématiques : elles mériteraient des développements

mathématiques plus approfondis et plus rigoureux. Elles me paraissent du moins présenter l'avantage d'attirer l'attention sur l'existence et l'intérêt de toute une série de phénomènes très mal connus. Il faut d'ailleurs reconnaître que jusqu'ici la complexité des phénomènes d'hystérésis a toujours découragé les expérimentateurs d'en entreprendre l'étude systématique et d'en faire l'objet d'une véritable connaissance scientifique ⁽¹⁾.

RÉFÉRENCES

- [1] NÉEL (L.), *Appl. Sc. Research*, 1954, B 4, 13.
- [2] WEIL (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **225**, 229 ; 1948, **227**, 1347.
- [3] WEISS (P.) et DE FREUDENREICH (J.), *Arch. Sc. Nat.*, Genève, 1916, **42**, 449.
- [4] PREISACH (F.), *Z. Physik*, 1935, **94**, 277.
- [5] NÉEL (L.), inédit.
- [6] NÉEL (L.), *Cahiers de Physique*, 1942, n° 12, 1 ; 1943, n° 13, 18.
- [7] NÉEL (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 2313.
- [8] NÉEL (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 2668.
- [9] NÉEL (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 2963.
- [10] NGUYEN-VAN-DANG, *Soc. Fr. Physique*, Grenoble, 20 février 1957 ; *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 2357 et 3034.
- [11] NÉEL (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 2441.
- [12] EWING (J. A.), *Phil. Trans. Roy. Soc.*, London, 1885, **176**, 523.
- [13] LLIBOUTRY (L.), *Ann. Physique*, 1951, **6**, 731.
- [14] BARBIER (J. C.), *Ann. Physique*, 1954, **9**, 84.

⁽¹⁾ La discussion sur cette communication est reportée p. 231.