

LP46 – PROPRIÉTÉS MACROSCOPIQUES DES CORPS FERROMAGNÉTIQUES

26 juin 2020

Aurélien Goerlinger & Yohann Faure

Niveau : L2 (PSI)

Commentaires du jury

- **2017** : L'introduction des milieux linéaires en début de leçon n'est pas judicieuse.
- **2016** : Un bilan de puissance soigné est attendu.
- **2015** : Le principe de fonctionnement du circuit électrique utilisé pour présenter un cycle d'hystérésis doit être connu.
- **2001** : Il faut consacrer du temps aux applications (stockage des données, transformateurs, électroaimants, ...) en justifiant l'adéquation du type de matériau ferromagnétique à la fonction visée.
- **1999** : Il est souhaitable de distinguer plus nettement les domaines d'application des ferro doux et des ferro durs (par exemple pourquoi une tête de lecture est-elle en ferro doux alors que le support d'enregistrement est en ferro dur?).

Bibliographie

⚡ <i>Electromagnétisme 4</i> , BFR	→ Pourquoi
⚡ <i>Magnétisme I et II</i> , Trémolet de Lacheisserie	→ Pourquoi
⚡ <i>Électrotechnique</i> , Précis Bréal	→ Montage cycle d'hystérésis
⚡ <i>Cap Prépa PSI</i>	→
⚡ <i>La physique des objets quotidiens</i> , Ray et Poizat	→ Disque dur
⚡ <i>Dictionnaire de physique</i> , Taillet	→ Toujours utile

Prérequis

- Électromagnétisme dans la matière
- Aimantation, moments magnétiques
- Paramagnétisme, diamagnétisme

Expériences



Table des matières

1	Phénomène de ferromagnétisme	2
1.1	Équations de Maxwell dans un milieu magnétique	2
1.2	Relation constitutive d'un corps ferromagnétique	3
1.3	Analogie électrique/magnétique - Réductance magnétique	4
2	Aimantation d'un matériau ferromagnétique	5
2.1	Montage expérimental	5
2.2	Première aimantation	6
2.3	Cycle d'hystérésis	7
2.4	Interprétation mésoscopique : domaines de Weiss	8
2.5	Aspects énergétiques - Application au transformateur	9
3	Applications	10
3.1	Le disque dur	10
3.2	Paléomagnétisme	12

Introduction

Nous connaissons déjà quelques aspects du magnétisme dans la matière grâce à notre étude préalable des phénomènes de paramagnétisme et diamagnétisme : lorsque certains matériaux sont soumis à un champ extérieur, ils acquièrent une aimantation dans le même sens que le champ extérieur (paramagnétisme) ou dans le sens opposé (diamagnétisme). Cette aimantation est *induite*.

La question que nous pouvons alors nous poser est la suivante : quel est le phénomène responsable de l'aimantation *permanente* des aimants ? Les aimants sont des matériaux ferromagnétiques, c'est-à-dire qu'ils présentent une aimantation permanente en l'absence de champ magnétique extérieur appliqué. L'objectif de la leçon est de présenter les caractéristiques macroscopiques des matériaux ferromagnétiques et plusieurs de leurs applications.

1 Phénomène de ferromagnétisme

1.1 Équations de Maxwell dans un milieu magnétique

⚡ BFR p98 + Précis p49

Un milieu magnétique peut être décomposé en petits éléments volumiques (à l'échelle mésoscopique), qui possèdent chacun un moment dipolaire magnétique (orbital et spin). On définit le **vecteur aimantation** \vec{M} :

$$\vec{M} = \frac{d\vec{M}}{dV}$$

où $d\vec{M}$ est le moment magnétique résultant dans un volume infinitésimal dV . L'aimantation \vec{M} s'exprime alors en $A \cdot m^{-1}$.

Nous savons déjà qu'il est possible d'associer un moment magnétique à une boucle de courant. Ainsi, puisque le vecteur aimantation \vec{M} est un moment magnétique *volumique*, nous pouvons donc lui associer une distribution de courants de densité *volumique* $\vec{j}_{lié}$ définie comme :

$$\vec{j}_{lié} = \vec{\nabla} \wedge \vec{M}$$

Remarque sur les courants équivalents à une aimantation

⚡ BFR p105

- Ces courants sont souvent qualifiés de "fictifs", car ce ne sont pas des courants macroscopiques (ou courants de convection) de porteurs de charges libres dans la matière
- Une démonstration de la relation ci-dessus se fait à partir des potentiels vecteurs à partir de la constatation qu'à l'échelle macroscopique rien ne distingue un champ magnétique dû à des dipôles magnétiques d'un champ dû à des courants. (voir BFR p. 103)

L'équation de Maxwell-Ampère dans un milieu non polarisé s'écrit alors

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0(\vec{j}_{libre} + \vec{j}_{lié}) \quad (1)$$

En utilisant $\vec{j}_{lié} = \vec{\nabla} \wedge \vec{M}$, on obtient

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \right) = \vec{j}_{libre} \quad (2)$$

On définit alors l'**induction magnétique** \vec{H} , exprimée en $A \cdot m^{-1}$, par

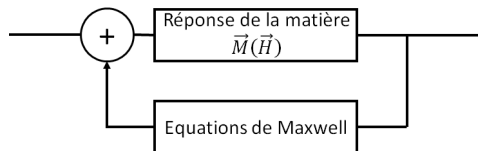
$$\boxed{\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}}$$

L'équation de Maxwell-Ampère dans un milieu non polarisé devient alors

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j}_{\text{libre}} \quad (3)$$

L'intérêt de \vec{H} réside dans le fait qu'il n'est lié qu'à \vec{j}_{libre} , grandeur mesurée expérimentalement sous la forme d'un courant I_{libre} à l'aide d'un ampèremètre.

On peut modéliser la réponse de la matière à un champ magnétique. Des champs extérieurs \vec{B}_0 et $\vec{H}_0 = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}$ vont provoquer la création des champs \vec{B}_M et $\vec{H}_M = \frac{B_M}{\mu_0} - \vec{M}$. Les champs totaux sont alors $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_M$ et $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_M$. On peut modéliser ce phénomène par un système à boucle de retour :



Avec les 3 autres équations de Maxwell (exprimées dans le cadre de la magnétostatique dans cette leçon), on dénombre 8 équations scalaires pour 9 inconnues (3 composantes de \vec{E} , \vec{B} et \vec{H}). Il manque donc une relation pour fermer le système.

1.2 Relation constitutive d'un corps ferromagnétique

✎ Mauras p249 + Précis p53

La relation manquante est la relation constitutive entre \vec{H} et \vec{M} . Dans le cas d'un milieu magnétique *linéaire isotrope*, les vecteurs \vec{H} et \vec{M} sont colinéaires et la relation constitutive reliant ces vecteurs dépend du matériau :

- **matériau diamagnétique** : $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$ avec $\chi_m < 0$.
On a une relation linéaire avec $\chi_m < 0$, de l'ordre de -10^{-4}
- **matériau paramagnétique** : $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$ avec $\chi_m > 0$.
On a toujours une relation linéaire mais cette fois avec $\chi_m \sim 10^{-6}$ – 10^{-3}
- **matériau ferromagnétique** : la relation entre \vec{H} et \vec{M} **n'est pas linéaire**. On a $\vec{M} = \chi_m(\vec{H}) \vec{H}$ où $\chi_m(\vec{H}) > 0$ dépend de \vec{H} et peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10^5 .

Le ferromagnétisme n'existe que dans des corps à structure cristalline, essentiellement des solides (Fe, Ni, Co, leurs alliages), alors que le paramagnétisme et le diamagnétisme existent aussi dans des liquides. Au-delà d'une certaine température, appelée **température de Curie**, le matériau devient paramagnétique.

Composé	T_C en K
Fe	1043
Co	1400
Ni	627
Mumétal NiFe ₁₅ Mo ₅	~ 720
Permalloy (80%Ni, 20%Fe)	~ 720
Acier	~ 1000
Aimants NdFeB	580-670
Aimants AlNiCo	970-1130

On peut alors réécrire l'expression de \vec{B} et obtenir

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0(1 + \chi_m)\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H} = \mu\vec{H} \quad (4)$$

avec $\mu_r = 1 + \chi_m$ la **perméabilité magnétique relative** et $\mu = \mu_0\mu_r$ la **perméabilité magnétique absolue** du matériau.

1.3 Analogie électrique/magnétique - Réluctance magnétique

🔗 Tremolet 2 p137

On a vu que dans les milieux conducteurs, on avait également une relation constitutive : la loi d'Ohm $\vec{j} = \sigma \vec{E}$. À partir de là, on peut faire une analogie entre les milieux électriques et les milieux magnétiques et définir la **réluctance magnétique**, qui est l'analogue de la résistance électrique.

	Circuit électrique	Circuit magnétique
Relation constitutive	$\vec{j} = \sigma \vec{E}$	$\vec{B} = \mu \vec{H}$
Conservation du flux	$\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0$	$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$
Flux	$i = \iint \vec{j} \cdot d\vec{S}$	$\Phi = \iint \vec{B} \cdot d\vec{S}$
Potentiel	$U = \oint \vec{E} \cdot d\vec{l}$	$C_m = \oint \vec{H} \cdot d\vec{l}$
Loi macroscopique	$U = Ri$	$C_m = R_m \Phi$
Résistance/Réluctance	$R = \int \frac{dl}{\sigma S}$	$R_m = \int \frac{dl}{\mu S}$

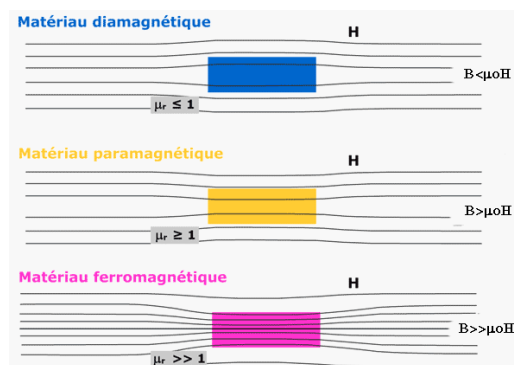
Remarque

Le théorème de Stokes-Ampère donne

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \iint (\vec{\nabla} \wedge \vec{H}) \cdot d\vec{S} = \iint \vec{j}_{\text{libre}} \cdot d\vec{S} = i_{\text{enlacé}}$$

Le théorème d'Ampère est donc toujours valable mais il s'applique à \vec{H} et non plus à \vec{B} .

La résistance électrique caractérise la capacité d'un matériau à s'opposer à la circulation d'un courant électrique. Par analogie, la réluctance magnétique d'un matériau caractérise sa capacité à s'opposer à la pénétration d'un flux magnétique. Ainsi, de la même manière qu'un courant électrique passe par les chemins de plus faible résistance, les lignes de champ magnétique suivent les chemins de plus faible réluctance. Ainsi, puisque $\mu_{\text{ferro}} \gg \mu_{\text{air}}$, on a $R_{m,\text{ferro}} \ll R_{m,\text{air}}$, donc **un matériau ferromagnétique canalise les lignes de champ magnétique**¹.

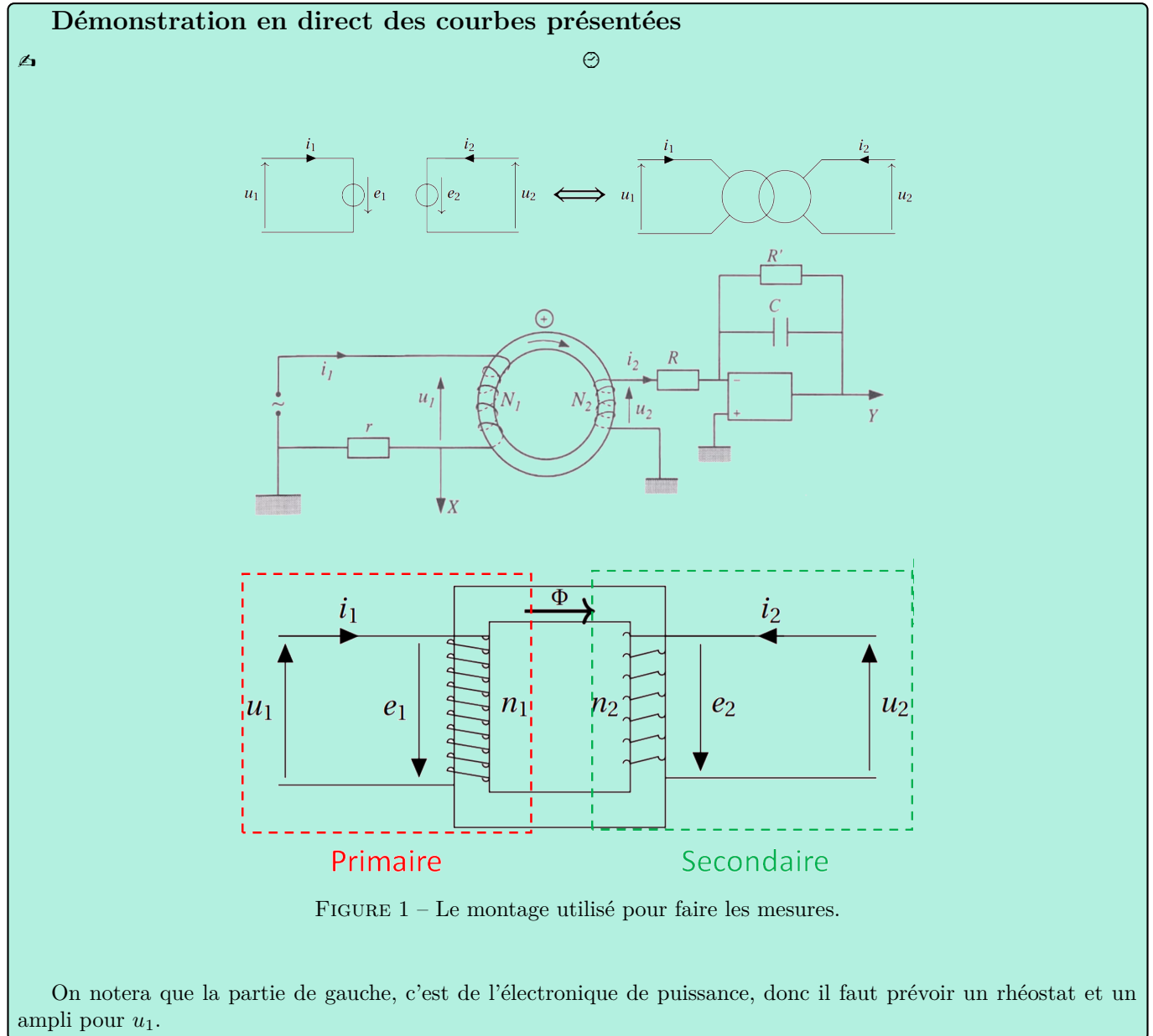


1. Balancer le GIF.

2 Aimantation d'un matériau ferromagnétique

Le but de cette section est d'étudier le comportement de χ_m , au travers celui de \vec{M} , en fonction de moult paramètres.

2.1 Montage expérimental



On suppose que les lignes de champ sont toutes canalisées à la perfection. On ajoute à cela l'hypothèse du fil parfait, sans résistance.

Mesure de l'excitation magnétique : On applique le théorème d'ampère à un contour moyen de rayon r_c du tore. $N_2 i_2$ est considéré négligeable, donc

$$2\pi r_c H(t) = N_1 i_1(t) \quad (5)$$

De plus, $u_1 = ri_1$, donc on a directement :

$$H(t) = \frac{N_1}{2\pi r_c} \times \frac{u_1}{r} \quad (6)$$

Mesure de l'induction magnétique : Pour déterminer B on utilise l'enroulement secondaire, de N_2 spires. Le flux de B génère une force électromotrice

$$e(t) = -\frac{d\phi}{dt} \quad (7)$$

Dans le montage, le courant i_2 au secondaire est négligeable devant les autres courants. On a alors

$$u_2(t) = -\frac{d\Phi}{dt} = -N_2 S \frac{dB}{dt}(t) \quad (8)$$

où S est l'aire de la section du tore. En sortie de l'intégrateur, on obtient ainsi

$$w(t) = -\frac{1}{RC} \int u_2(t) dt = +\frac{N_2 S}{RC \int \frac{dB}{dt}(t) dt} = \frac{N_2 S}{RC} + \text{cste} \quad (9)$$

Il faut alors annuler cette constante qui provient de la dérive de l'intégrateur. La mise à zéro est effectuée en déchargeant le condensateur dans une résistance en parallèle. On obtient finalement $B(t)$ par la relation :

$$B(t) = \frac{RC}{N_2 S} w(t) \quad (10)$$

2.2 Première aimantation

Lorsque l'on soumet un ferromagnétique à une excitation magnétique, une aimantation apparaît. Elle est d'abord linéaire en \vec{H} , puis une zone de croissance plus rapide apparaît, avant de tomber sur une zone de saturation pour les valeurs de H de l'ordre de 10^6 A/m, soit B de l'ordre du Tesla.

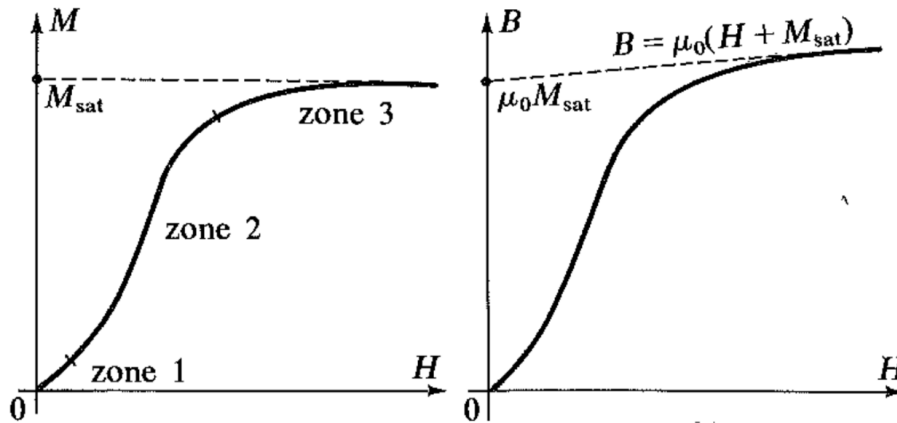


FIGURE 2 – Courbes de première aimantation d'un ferromagnétique.

Les valeurs de saturation (à 20°C), ainsi que les température de Curie Ferro et Para sont données ci-dessous.

Métal	M_{sat} (10^6 A m^{-1})	$\mu_0 M_{\text{sat}}$ (T)	T_f (K)	T_p (K)
Fer	1.7	2.14	1043	1101
Cobalt	1.4	1.76	1393	1410
Nickel	0.48	0.6	631	650

À proximité de la température de Curie, la susceptibilité suit une loi de Curie-Weiss (transition du second ordre) de type

$$\chi_m \propto \frac{1}{T - T_p} \quad (11)$$

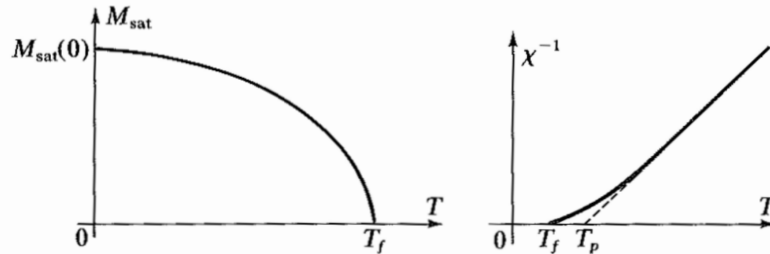


FIGURE 3 – Variations de l'aimantation de saturation et de la susceptibilité en fonction de la température.

Et maintenant que se passe-t-il si on baisse H ?

2.3 Cycle d'hystérésis

Expérimentalement on sait que les aimants existent, donc on va voir comment on les fabrique !

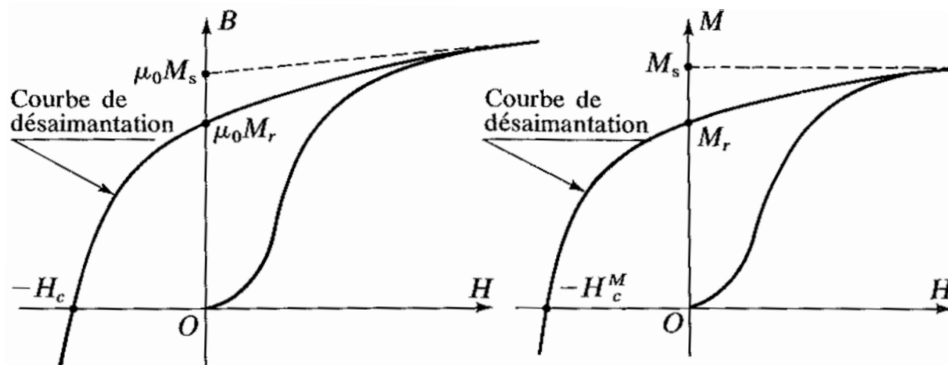


FIGURE 4 – Courbes de désaimantation après saturation, appelées aussi "courbes de recul"

Si on abaisse H on constate que les champs B et donc M ne reprennent pas le même chemin ! Ils baissent plus lentement qu'ils avaient augmenté. Plusieurs grandeurs sont alors d'intérêt : l'aimantation rémanente M_r , qui est ce que l'on a dans un aimant, et le champ coercitif $-H_c$ qui est nécessaire à annuler B . (Il y a aussi le champ coercitif d'aimantation, pour annuler M , noté H_c^M .)

L'aimantation dépend de l'histoire de l'échantillon, et c'est ce que l'on peut voir si on continue de parcourir le cycle.

Deux cas extrêmes se dégagent. Le ferromagnétique **doux** est celui à faible champ coercitif, de l'ordre de 100 A/m, d'aimantation facilement modifiable, et de très petite aire dans le cycle. Un exemple est le fer dopé au silicium à 2%. Le ferromagnétique **dur** est celui qui a un champ coercitif fort, supérieur à 1000 A/m, et qui permet de réaliser des aimants permanents, comme le Néodyme, ou l'Alcalino5 (51.5% Fe, 13.5% Ni, 24% Co, 8% Al, 3% Cu).

Désaimantation totale du matériau : On peut forcer la désaimantation totale du matériaux en le soumettant à un courant alternatif rapide, d'amplitude d'abord forte puis décroissante.

2.4 Interprétation mésoscopique : domaines de Weiss

Pour interpréter les résultats, il peut être bon de se pencher sur le hamiltonien d'interaction. On a vu que les changements d'aimantation entre deux voisins coûtent énergétiquement cher, par conséquent il est favorable que le matériau fasse des zones de même aimantation. Ça s'appelle les domaines de Weiss !

L'interprétation est basée sur l'hypothèse formulée en 1907 par Pierre Weiss, physicien français, selon laquelle un matériau ferromagnétique est divisé en domaines, chacun étant aimanté spontanément (les directions spontanées de l'aimantation correspondant à des orientations d'aimantation préférentielles, dépendantes de la structure du cristal. Ainsi pour le fer, qui cristallise en cc, ces directions sont celles des arêtes du cube de la maille conventionnelle. Pour le nickel, en cfc, il s'agit des diagonales du cube.)

Lorsque l'échantillon n'est pas aimanté, les différents domaines ont des orientations très diverses, ce qui résulte en une aimantation macroscopique nulle. Les frontières entre domaines, les "parois", sont des zones où M change de direction. Ces parois ont une épaisseur typique de $0,1 \mu\text{m}$. Dans le cas d'un retournement à 180° de l'aimantation, on parle de parois de Bloch.



Visualisation des domaines de Weiss



Microscope P16.29, Ueye + caméra 32.17 + objectif 32.16, Couche de ferrite P66.8, Analyseur (polariseur intégré au microscope), Lampe QI + anticalo (augmenter la luminosité)

domaines_weiss_deplacement.gif

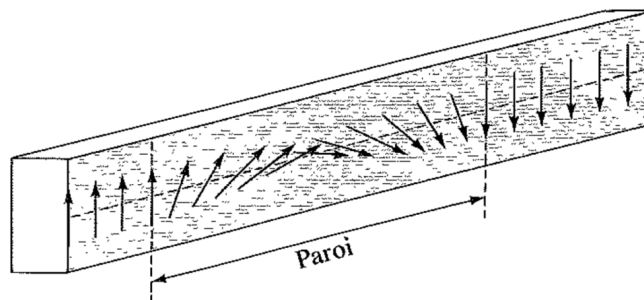
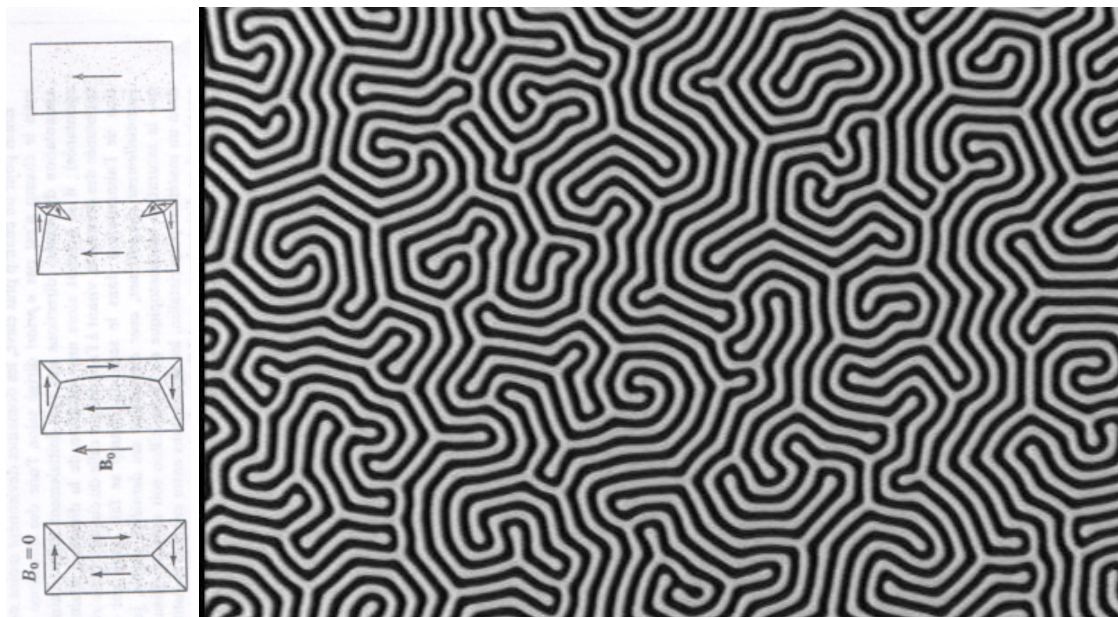


FIGURE 5 – Les domaines de Weiss et leurs parois.

La séparation en plusieurs domaines d'aimantations différentes permet de diminuer le champ magnétique créé par l'aimantation et donc l'énergie magnétostatique en résultant. En revanche, la création d'une paroi nécessite un apport d'énergie proportionnel à la surface de ces parois. Il y a donc une compétition visant à minimiser l'énergie totale, menant à un état d'équilibre fixant la taille des domaines. Il est alors possible d'observer des domaines de fermeture pouvant diminuer voir annuler le champ extérieur.

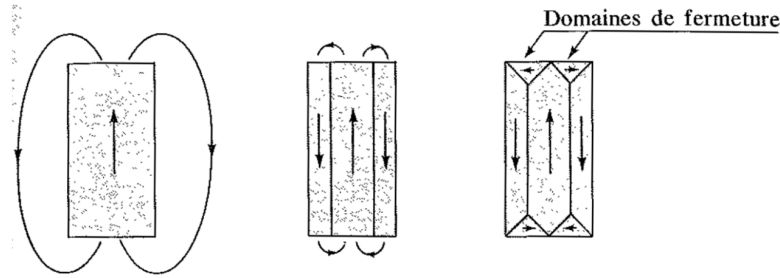


FIGURE 6 – La subdivision d'un monocristal en domaines diminue le champ magnétique créé (cas du fer). On observe des domaines de fermeture.

Effet d'un champ magnétique extérieur :

Lorsqu'un champ magnétique est appliqué au matériau, certains domaines sont énergétiquement favorisés face aux autres dont le volume diminue. Il y a alors déplacement des parois. Pour des champs faibles le déplacement est réversible. Mais, lorsque le champ devient fort et que les parois rencontrent des "obstacles", comme des impuretés, leur déplacement devient irréversible, au sens thermodynamique du terme. Pour un champ encore plus élevé, les domaines deviennent moins nombreux et les directions des aimantations ne sont plus celles de l'aimantation spontanée. Il y a rotation de l'aimantation, disparition de parois et l'on arrive à la saturation. Il est possible de le montrer à l'aide de la manip précédente.

Nous avons donc une explication de la courbe de première aimantation, mais aussi de la courbe de désaimantation où l'aimantation rémanente existe à cause des déplacements irréversibles des parois. Pour forcer les parois à s'agencer de manière à annuler M , il faut alors appliquer un champ opposé, d'où le champ coercitif.

2.5 Aspects énergétiques - Application au transformateur

✚ Précis Bréal p. 64

La présence d'une hystérésis traduit une perte énergétique lors de son parcours. Nous allons montrer que l'aire du cycle d'hystérésis correspond à l'énergie volumique dissipée par le matériau ferromagnétique pendant le temps de parcours du cycle.

La puissance instantanée consommée au primaire est

$$\mathcal{P}_1(t) = u_1(t)i_1(t) = \left(r_1 i_1(t) + N_1 \frac{d\Phi_1}{dt} \right) = r_1 i_1^2(t) + N_1 i_p(t) \frac{d\Phi_1}{dt} \quad (12)$$

Or le théorème d'Ampère donne $N_1 i_1(t) = 2\pi r_e H(t)$, et on a $\frac{d\Phi_1}{dt} = S \frac{dB}{dt}(t)$ donc

$$\mathcal{P}_1(t) = R_1 i_1^2(t) + 2\pi r_e S H(t) \frac{dB}{dt}(t) \quad (13)$$

La puissance moyenne vaut alors

$$\langle \mathcal{P}_1(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \mathcal{P}_1(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^T R_1 i_1^2(t) dt + 2\pi r_e S \frac{1}{T} \int_0^T H(t) B(t) dt \quad (\text{après une IPP}) \quad (14)$$

avec T la période de la tension excitatrice

- Le premier terme est la **puissance Joule** $\mathcal{P}_J = r_1 I_1^2$ consommée par la résistance d'entrée (avec I_1 la valeur efficace de $i_1(t)$).
- le second est ce que l'on appelle les **pertes fer**. On voit apparaître l'aire A sous la courbe, et le volume V du tore, ainsi on a $\mathcal{P}_f = \frac{VA}{T}$, avec T la période du cycle.

✚ BFR p. 188

Dans les systèmes où aimantations et désaimantations sont fréquentes, on cherche à diminuer ce processus dissipatif d'énergie. Pour cela on utilise des alliages à faibles pertes donc ayant un cycle d'hystérésis d'aire petite : des matériaux doux.

Exemple en industrie

En industries, on utilise des transformateurs au fer dopé par du silicium à 3%, pour lesquels les pertes sont de 100 J/m³/cycle, pour un champs maximal de 1 T.

La nature des pertes fer est double : par courants de Foucault dans le matériau, que l'on limite en feuilletant ce dernier ; et par hystérésis, qui sont dues aux déplacements et à la destruction des domaines de Weiss.

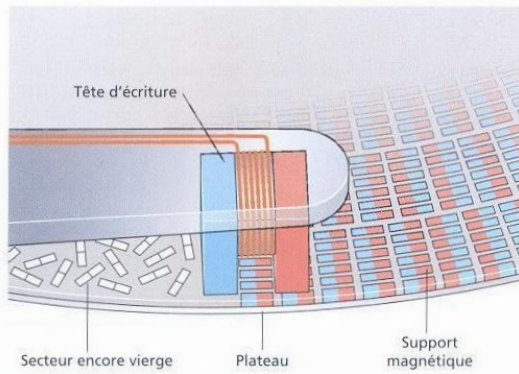
3 Applications

3.1 Le disque dur

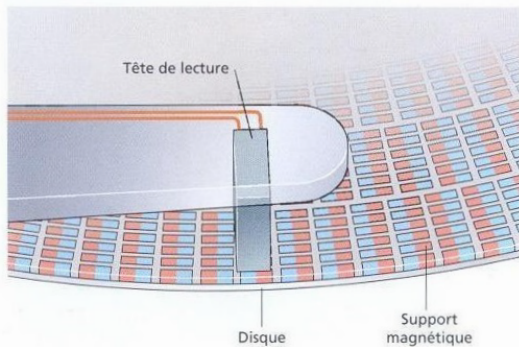
✚ *La Physique par les objets quotidiens* p100 + Taillet

Un disque dur (HDD) est constitué d'un ensemble de plateaux recouverts d'une couche ferromagnétique qui stocke les données sous forme binaire. Les têtes d'écriture sont des bobinages miniatures parcourus par un courant électrique : chacune aimante les zones d'un plateau dans un sens ou un autre, en fonction du sens du courant. La lecture des données est fondée sur la variation de la résistance d'un circuit placé dans la tête de lecture, provoquée par le changement du sens de l'aimantation des zones visitées. La variation de la résistance d'un matériau selon la champ magnétique auquel ce matériau a été soumis s'appelle la **magnétorésistance géante** (GMR), découverte en 1988 par le français Albert Fert, prix Nobel en 2007. Le champ magnétique joue donc sur la résistance d'un matériau, et puisque le capteur est très sensible et localisé, les disques durs sont de plus en plus miniaturisés.

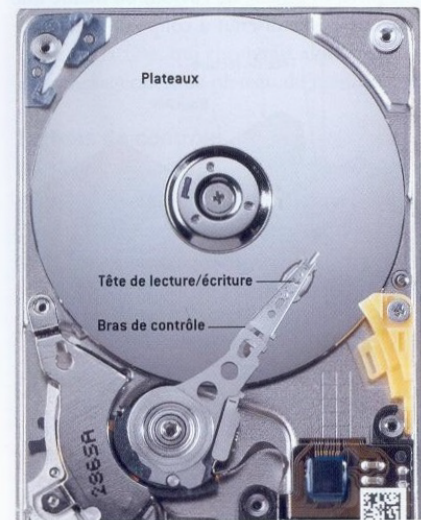
Pour le support magnétique, on utilise un ferromagnétique dur afin de tirer profit de l'effet de mémoire (aimantation rémanente) dû à l'hystérésis, tandis que la tête d'écriture est composée d'un ferromagnétique doux.



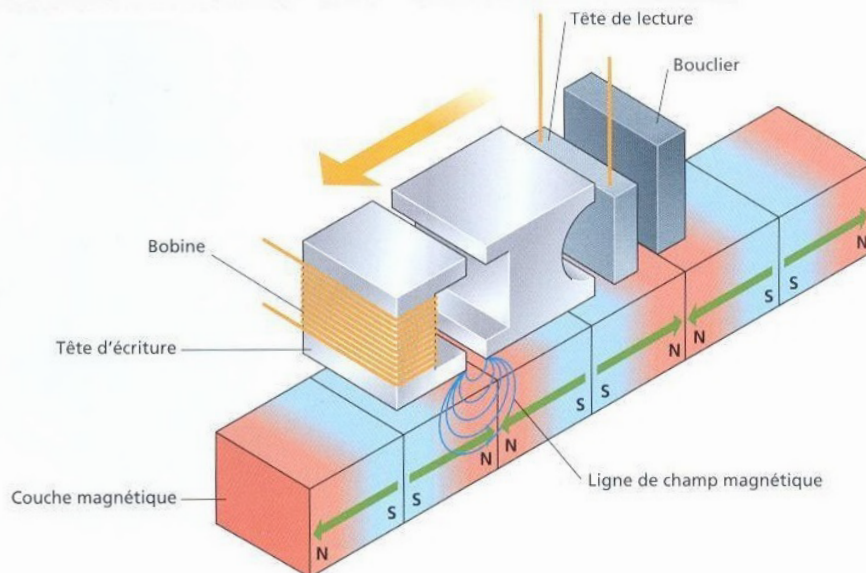
5 Principe de l'écriture des données sur un matériau ferromagnétique. La direction de l'aimantation à l'intérieur des différentes zones magnétiques est symbolisée par un code de couleurs : en gris sont représentés les domaines dont l'aimantation possède une orientation quelconque, ce qui correspond aux secteurs vierges du disque dur ; la couleur indique les domaines dont l'aimantation a été modifiée par la tête d'écriture pour y enregistrer des données.



6 Principe de la lecture des données. La résistance d'un circuit électrique se déplaçant à proximité d'une zone magnétique varie lorsque l'orientation de l'aimantation de la zone change brusquement. Cet effet permet de lire les données inscrites sur le support magnétique.



7 Cette photo de l'intérieur d'un disque dur montre les éléments indispensables à son fonctionnement : les plateaux et la tête de lecture/écriture à l'extrémité du bras de contrôle. On aperçoit également une partie de l'électronique du contrôleur qui transmet les données à l'ordinateur.



9 Détail de la tête de lecture/écriture. La tête d'écriture est constituée d'une bobine qui produit un champ magnétique suffisamment intense pour orienter les zones de la couche magnétique. La tête de lecture mesure la variation de résistance

provoquée par le changement d'orientation de l'aimantation à l'intérieur de zones contiguës. Le bouclier magnétique limite les interférences avec les zones précédentes lors de la lecture des données.

3.2 Paléomagnétisme

🔗 Tremolet 2 p. 397

Le paléomagnétisme² est l'étude des variations du champ magnétique terrestre sur des échelles de temps allant de quelques milliers d'années à quelques milliards d'années. Le paléomagnétisme s'appuie sur l'étude de l'aimantation des roches magnétiques qui se sont déposées sur des couches sédimentaires à différentes époques, en gardant la trace de l'orientation et de l'amplitude du champ magnétique ambiant (OdG : 10^{-4} T).

Des roches de basalte, contenant de la magnétite (Fe_3O_4 , matériau ferromagnétique), se forment à l'issue de la dérive des continents au fond des océans. La température de Curie de la magnétite étant de 580°C , on a apparition du ferromagnétisme à température ambiante. Au contact de l'eau des océans, la lave se refroidit et les domaines vont s'orienter dans le sens du champ magnétique terrestre. Cette orientation sera alors totalement figée une fois la roche solidifiée.

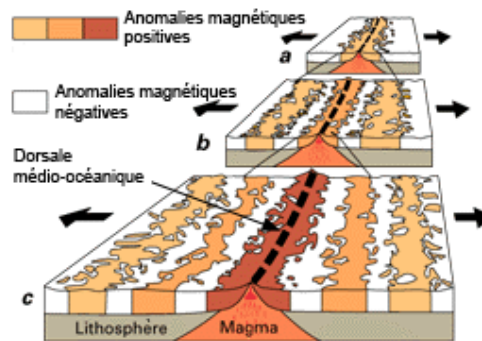
Ces observations peuvent être exploitées pour déterminer :

- l'intensité et la direction du champ ;
- l'âge de la roche si on connaît l'évolution du champ magnétique terrestre \vec{B}_T dans le temps ;
- le mouvement subi par la roche depuis l'instant t_0 et la direction de $\vec{B}_T(t_0)$.

Comme il existe d'autres techniques de datation des roches, on peut remonter à l'historique des variations du champ magnétique terrestre ! Ces résultats ont permis, entre autres, d'apporter dans les années 60 une preuve supplémentaire de la dérive des continents.

Ordres de grandeur

Le champ magnétique terrestre, produit par des effets dynamo au sein du noyau de fer liquide, s'inverse tous les 750 000 ans environ, et le phénomène d'inversion lui-même durerait environ 1000 ans.



On peut ainsi en déduire que les plus vieux planchers océaniques ont 180 Ma d'années.

2. Balancer le GIF.