

LPS22 Propriétés macroscopiques des corps ferromagnétiques

R. de Guiran - A.Pricoupenko

Niveau : L2

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 ?)

Prérequis

- Équations de Maxwell dans la matière
- paramagnétisme, diamagnétisme
- Électronique

Expériences

- ☞ Mesure du moment magnétique d'un aimant

Bibliographie

Livres de prépa PSI
Précis électrotechnique PSI Brenders et al
EM 4 BRF..

Remarque

Préliminaire : Classique, rien de neuf de ces que les générations précédentes ont proposé. Pour décrire les cycles d'hysteresis le jury est sensible au respect des signes, donc. **faire attention à ce point**

Lecon inspirée de : B.Monnet, Tristan et Julie, Sylvio

Introduction

- Le magnétisme dans les matériaux a déjà été vu.
- Aujourd'hui on va s'intéresser à un ppte intéressante → certains matériaux possèdent un aimantation permanente. **Comment l'expliquer ?**
- On verra que ce type de ppte se retrouve dans une multitude d'applications

1 Description des corps ferromagnétiques

1.1 Définition

Définition

Ferromagnétisme : propriété qu'on certains corps de s'aimanter très fortement sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, et de garder souvent une aimantation importante par la suite (même avec $\vec{B}_{out} = \vec{0}$)

1.2 Equations de Maxwell

- Pour les milieux magnétiques non polarisés :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{B} = 0 \\ \text{rot} \vec{H} = \vec{j}_{libre} \\ \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \end{cases}$$

où \vec{H} est le **vecteur excitation magnétique** et \vec{M} le vecteur aimantation qui est la densité de moment magnétique du matériaux $\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dV}$

- En dénombrant, on a 9 inconnues pour 6 équations (3 pour MF, 2 pour MA, 3 pour la dernière) \rightarrow

Transition

une relation constitutive est nécessaire pour fermer le problème

1.3 Relations constitutives

- Avec une excitation extérieure \vec{H} , le matériaux réagit à cette aimantation suivant

$$\vec{M} = \chi_m(\vec{H})\vec{H}$$

où $\chi_m(\vec{H})$ est appelée susceptibilité magnétique. C'est un nombre sans dimension.

- **Cas général** : χ_m est une matrice 3x3 (rigoureusement un tenseur d'ordre 2 en dimension 3). Ici on considérera un milieu **isotrope**, la réponse du matériau est la même dans toutes les directions $\rightarrow \chi_m$ un réel. **Attention!** Cette relation ne se limite pas aux ferromagnétiques.

- **Possibilités** :

- **Matériau linéaire** : χ_m indépendant de \vec{H} . On a proportionnalité. C'est le cas des matériaux **paramagnétiques** et **diamagnétiques**
- **Cas ferro** : χ_m dépend de \vec{H} et sa valeur est beaucoup plus grande. De plus on peut avoir $\vec{M} \neq \vec{0}$ avec une excitation nulle \rightarrow cas des aimants!

- **ODG** :

	Diamagnétique	Paramagnétique
χ_m	-10^{-9} à $-10^{-6} < 0$	10^{-6} à $10^{-3} > 0$

Matériau	Fer	Nickel	Permalloy (Fe,Ni,Mo,Mn)
χ_m	200	114	100000

• **Propriétés :**

- Ferro observé que dans les structures cristallines (pour questions : il faut qu'il y ait alignement des spins. Possible que dans les structures cristallines)
- le ferromagnétisme dans un matériau donné n'existe qu'en dessous d'une certaine température appelée température de Curie (pour questions : transition ferro-para).

• **Lien avec \vec{B} :** on peut réécrire

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi_m)\vec{H} = \mu\vec{H}$$

où μ est la perméabilité du matériau et s'exprime en H/m . On peut aussi poser $\mu = \mu_0\mu_r$ avec μ_r la perméabilité relative, grandeur sans dimension.

1.4 Aimantation globale, mesure du moment magnétique d'un aimant

- Le moment magnétique d'un aimant est la somme de tous les moments magnétiques internes :

$$\vec{m} = \iiint_V \vec{M} dV$$

on se propose ici de mesurer ce moment

Expérience

Référence : *Jolidon vert* p168

Matériel, description :

Matériel :

- 3 petit aimants néodyme cubiques "collés ensemble"
- sonde de mesure de champ magnétique à effet Hall
- une balance
- support (becher, cylindre en plastique)
- bobines helmoltz (branchée en anti)
- générateur continu (on fait circuler un courant allant jusqu'à 2 ampères)

- La force que subit un matériau aimanté s'écrit :

$$\vec{F} = \iiint_V (\vec{M} \cdot \nabla) \vec{B}_{ext} dV$$

dans notre cas, on a un gradient de champ \vec{B}_{ext} uniforme. Donc on peut réécrire

$$\vec{F} = \left(\iiint_V \vec{M} dV \cdot \nabla \right) \vec{B}_{ext} = (\vec{m} \cdot \nabla) \vec{B}_{ext}$$

- on a déterminé en préparation la dépendance $\frac{\partial B}{\partial z} = K(I) \times I$ avec I l'intensité du courant circulant dans les bobines. On déduit de la relation $F_z(I) = m \left(\frac{\partial B_z}{\partial I} \right)$ que le coeff directeur de la droite correspond à m

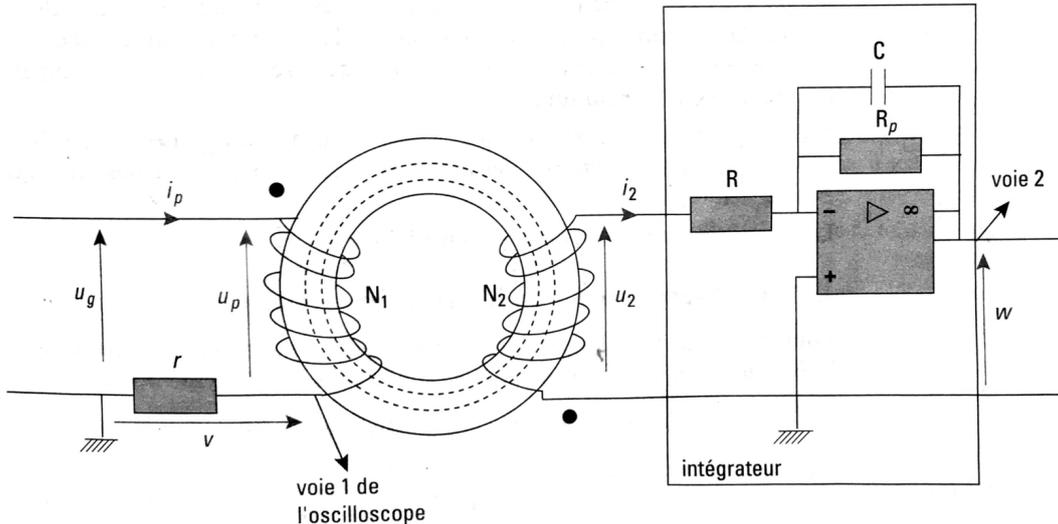
2 Réponse d'un matériau ferromagnétique à une excitation extérieure

Ref : Précis p55

2.1 Détermination expérimentale

Poly de TP mais surtout Précis p55!

Pour déterminer expérimentalement χ_m nous allons utiliser le dispositif suivant :



L'idée est alors de mesurer H et B présent dans le milieu. La géométrie du tore choisi est telle que les lignes de champs de H et de B sont des cercles concentriques et ces champs sont uniformes sur toute une section droite (conditions dans le Précis mais pas intéressantes ici). En appliquant un premier théorème d'Ampère dans le tore on a :

$$H = \frac{N_1 i_1 + N_2 i_2}{l} \propto v \quad (1)$$

avec l la longueur du circuit magnétique. Par ailleurs on suppose que $N_2 i_2$ est négligeable devant $N_1 i_1$. Cette condition est réalisée ici car on a une résistance de 33Ω au primaire et de $10 k\Omega$ au secondaire pour le même nombre de spires. On a alors :

$$H = \frac{N_1 v}{rl} \quad (2)$$

Par conduction du flux magnétique on peut appliquer la loi de Faraday au niveau du secondaire :

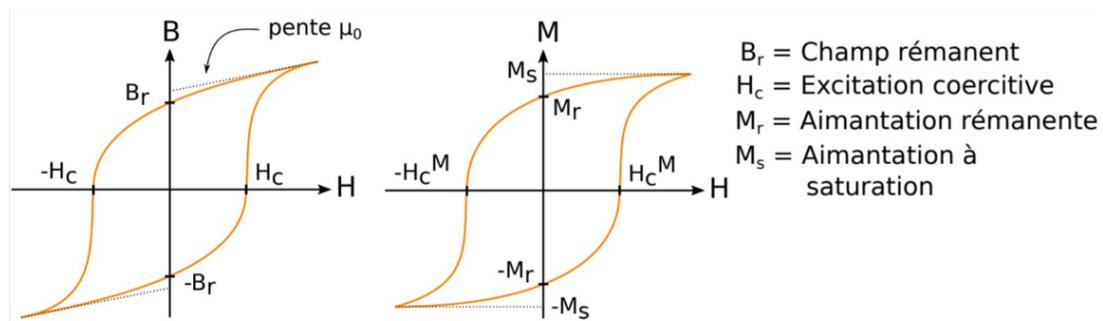
$$u_2 = -\frac{d\phi}{dt} = -N_2 S \frac{dB}{dt} \propto \frac{dB}{dt} \quad (3)$$

Si on ajoute alors le montage intégrateur en sortie on a :

$$w = \frac{N_2 S}{RC} B \quad (4)$$

Factuellement cette constante est assez chiant mais on va simplement l'annuler sur Latis-Pro grâce à nos compétences informatiques hors du commun (soustraction de moyenne). Pour tracer $B=f(H)$ (à coefficients multiplicatifs près) on a donc simplement à mesurer v et w et calculer les champs grâce aux caractéristiques de notre système.

2.2 Description du cycle d'hystérésis



On peut alors faire plusieurs remarques importantes :

- On voit un cycle d'hystérésis : la valeur de B dépend de l'histoire du matériau
- Pour des grands H , la relation devient affine, la pente théorique est de μ_0 .
- Quand l'excitation extérieure est nulle, $H = 0$, on remarque que le champ B créé par le matériau est non nul, c'est une propriété caractéristique d'un matériau ferromagnétique.
- Quand le cycle est le plus grand possible, $B(H = 0) = B_r$ est appelé champ rémanent. Pour annuler le champ B , il faut appliquer un champ H_c non nul appelé champ coercitif

Il peut être intéressant de tracer M en fonction de H pour faire apparaître la dépendance de χ_m en H . Pour cela, avec $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - M$, on trace $\frac{B}{\mu_0} - H = M(H)$ en fonction de H . On remarque une saturation de l'aimantation du matériau correspondant à une aimantation à saturation M_s . On peut alors définir l'aimantation rémanente d'où la possibilité de faire des aimants permanents et la nécessité de les faire dans des matériaux ferromagnétiques. Enfin on peut aussi définir un champ coercitif H_c^M pour annuler l'aimantation, légèrement différent de H_c .

En fonction de la taille du cycle on différencie deux types de matériaux :

- Les matériaux durs : ils ont un fort champ coercitifs et donc un cycle d'hystérésis large. C'est le cas de l'acier
- Les matériaux doux : ils ont un faible champ coercitif. En dehors de la saturation on est quasiment linéaire. C'est le cas du fer doux (no shit).

ODG de l'aimantation à saturation

↪ BFR p.175

A 20°C :

Matériau	M_{sat} ($A.m^{-1}$)	$\mu_0 M_{sat}$ (T)	T_c (K)
Fer	$1.7 \cdot 10^6$	2.14	1043
Cobalt	$1.4 \cdot 10^6$	1.76	1393
Nickel	$0.48 \cdot 10^6$	0.6	631

ODG champ rémanent et excitation coercitive

↪ BFR p.184

A 20°C :

Matériau	B_r (T)	H_c ($A.m^{-1}$)
Acier	1.0	$4 \cdot 10^3$
Fe, 3% Si	1.5	8

Transition

On va montrer que l'hystérésis conduit à une perte de puissance

2.3 Bilan de puissance

• **Ref :** *Précis p64, BFR p188*

La puissance instantanée consommée au primaire est (en notant R_1 la résistance des fils de l'enroulement primaire) :

$$P_p(t) = u_p(t)i_p(t) \text{ avec } u_p(t) = R_1i_p(t) - e_1 = R_1i_p(t) + N_1 \frac{d\phi_1}{dt}$$

Donc :

$$P_p = R_1i_p^2(t) + N_1i_p(t) \frac{d\phi_1}{dt}$$

Or :

$$i_p(t) = \frac{2\pi r_e H(t)}{N_1} \text{ et } N_1 \frac{d\phi_1}{dt} = N_1 S \frac{dB(t)}{dt} \text{ alors}$$

$$P_p(t) = R_1i_p^2(t) + 2\pi r_e S H(t) \frac{dB(t)}{dt}$$

La puissance moyenne est donc :

$$\langle P_p(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T P_p(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^T R_1i_p^2(t) dt + 2\pi r_e S \frac{1}{T} \int_0^T H(t) dB(t)$$

où T est la période de la tension excitatrice.

Le premier terme est la puissance Joule P_J consommée dans la résistance d'entrée :

$$P_J = R_1 I_p^2$$

où I_p est la valeur efficace du courant $i_p(t)$.

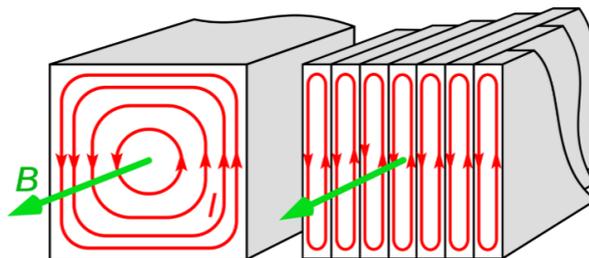
Le second terme est appelé pertes fer. $2\pi r_e S$ est le volume V du tore. Le produit $H(t)dB(t)$ est l'aire sous le courbe $H(B)$, donc $A = \frac{1}{T} \int_0^T H(t)dB(t)$ est l'aire comprise à l'intérieur du cycle. Finalement :

$$P_f = \frac{VA}{T}$$

L'aire du cycle d'hystérésis représente à un facteur numérique près l'énergie volumique dissipée lors d'un cycle.

Pour des applications industrielles où le cycle est parcouru de nombreuses fois (comme les transformateurs qu'on va voir juste après) on a donc intérêt à utiliser des matériaux les plus doux possibles. Par contre si l'on veut créer des aimants permanents on aura plus intérêt à utiliser des matériaux durs !

Dans les matériaux ferromagnétiques conducteurs (pas comme la ferrite donc) comme le fer, le champ magnétique variable transporté va créer des courants de Foucault qui correspondent à des pertes par effet Joule. Elles font partie des pertes fer. Afin de les minimiser on feuillette le matériau en empilant des tôles de moins d'1 mm d'épaisseur séparées par des couches isolantes.



3 Applications

3.1 Le modèle du transformateur parfait

J'intègre PSI p682 (c'est aussi fait dans celui de PCSI)

Hypothèses du transformateur parfait

- il n'y a aucune ligne de champ magnétique en dehors du matériau (toujours d'après l'analogie avec la résistance électrique)
- on rappelle que les matériaux étudiés sont supposés NON-linéaires (sinon pas d'aimantation permanente), homogènes et isotropes
- la perméabilité magnétique relative μ_r du ferro est supposée infinie d'où $\mu \rightarrow \infty$ la résistance électrique des enroulements est nulle

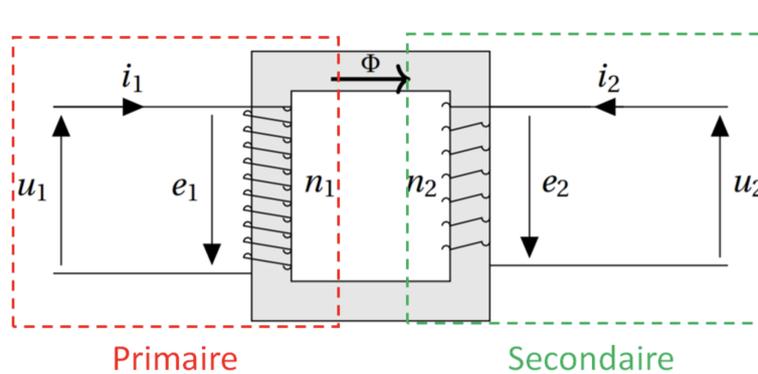


FIGURE 1 – Schéma d'un transformateur - L'enroulement primaire de n_1 spires est relié à la source d'alimentation qui impose u_1 . L'enroulement secondaire est composé de n_2 spires. On note ϕ le flux du champ magnétique dans le matériau. Schéma tiré du fascicule de TP

Par les lois des mailles et de Faraday, on a

$$-u_1 = e_1 = -n_1 \frac{d\phi}{dt} \text{ et } u_2 = e_2 = n_2 \frac{d\phi}{dt}$$

d'où $\frac{u_1}{u_2} = \frac{n_2}{n_1} = m$ où l'on définit m le rapport de transformation comme $m = \frac{n_2}{n_1}$

Si on applique le théorème d'Ampère sur une ligne de champ magnétique à l'intérieur du ferro, on a

$$\oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = n_1 i_1 - n_2 i_2$$

Or on a la relation $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$, et la prise en compte d'un flux fini $\phi = \mathbf{B} \cdot \mathbf{S}$ implique un champ B fini. Avec $\mu \rightarrow \infty$, on a alors $H \rightarrow 0$. On en tire alors $n_1 i_1 = n_2 i_2$ d'où $\frac{i_2}{i_1} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{1}{m}$. Ceci se déduit du théorème d'Ampère appliqué dans le matériau

$$n_1 i_1 - n_2 i_2 = Hl$$

On vérifie alors facilement que $u_1 i_1 = u_2 i_2$, toute la puissance est transmise du primaire au secondaire. Un des intérêts de ce montage est de pouvoir modifier la tension à puissance fixée. Ainsi, à $m < 1$, on a $u_1 = m u_2 < u_2$, on parle ici d'élevateur de tension et dans le cas contraire d'abaisseur de tension.

Expérience**Référence :** Mesure d'un rapport de transformation**Matériel, description :**

Ou pas si on a la flemme.

3.2 Stockage de l'information

Physique des objets du quotidien p100 mais surtout Trémolet p315 à 330

Principe Un disque dur est constitué d'un ensemble de plateaux recouverts d'une couche ferromagnétique qui stocke les données sous forme binaire. Support d'enregistrement en ferro dur comme ça leur champ est difficilement modifié (on fait des aimants permanents) donc on conserve bien l'information.

Lecture/Écriture Initialement le matériau n'a été exposé à aucun champ magnétique donc l'aimantation est aléatoire dans le plateau, donc nulle en moyenne. Si on applique un champ magnétique, les domaines s'orientent selon le champ imposé, créant des zones d'aimantation uniforme. La tête d'écriture est composée d'un élément de fer doux enroulé dans un bobinage. Suivant le courant électrique qui traverse le bobinage, cette tête d'écriture modifie le champ magnétique local pour écrire soit un 1, soit un 0, à la surface du disque. Pour lire, le même matériel est utilisé, mais dans l'autre sens. Aucun courant n'est imposé dans le bobinage de la tête, c'est le mouvement du champ magnétique local qui engendre aux bornes de la tête un potentiel électrique qui dépend de la valeur précédemment écrite, on peut ainsi lire un 1 ou un 0. Il faut minimiser l'effet mémoire de la tête de lecture. On utilise donc un ferromagnétique doux.

En fait, pour maximiser le stockage de données, chaque bit est codé sur une zone très petite et le courant induit est alors très faible donc une autre technique est utilisée pour la lecture : la magnétorésistance géante (Prix Nobel en 2007).

Transition

L'aimantation rémanente d'un matériau ferromagnétique permet de stocker de l'information, c'est le même principe qui permet d'étudier l'histoire du champ magnétique terrestre.

3.3 Paléomagnétisme

Trémolet tome 2 p397

Paléomagnétisme : étude des variations du champ magnétique terrestre sur des échelles de temps allant de qqes milliers d'années à qqes 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 : $10^{-4}T$).

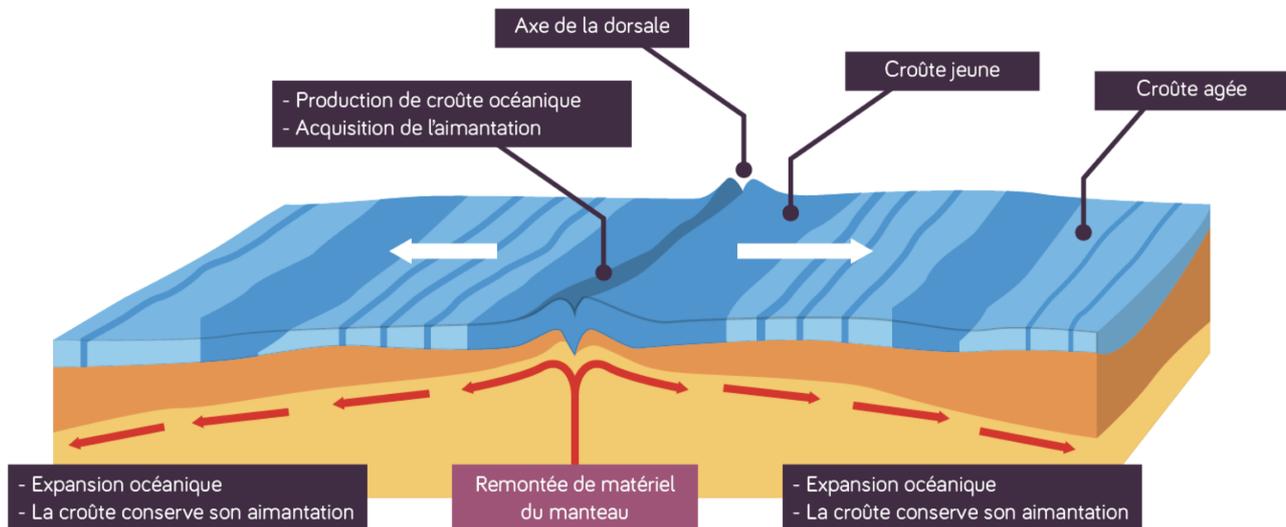
Des roches de basalte, contenant de la magnétite (Fe_3O_4 , matériau ferromagnétique), se forment à l'issue de la dérive des continents au fond des océans. La température de Curie de la magnétite étant de $580^\circ C$, on a apparition du ferromagnétisme à température ambiante. Au contact de l'eau des océans, la lave passe en dessous de sa température de Curie et les domaines vont s'orienter dans le sens du champ magnétique terrestre. On postule que l'aimantation est parallèle et de même sens que le champ magnétique terrestre

Ces observations peuvent être exploitées pour déterminer :

- l'intensité et la direction du champ ;
- l'âge de la roche si on connaît $B_{ter} = f(t)$;

- le mouvement subi par la roche depuis l'instant t_0 et la direction de $B_{\text{ter}}(t_0)$.

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.



ODG

Inversion du champ magnétique terrestre tous les 750000 ans environ, l'inversion en elle-même prendrait ~ 1000 ans (les plus vieux planchers océaniques ont 180 Ma d'années).

Origine du champ magnétique terrestre Le champ magnétique terrestre est produit par des effets dynamo au sein du noyau de fer liquide.

Conclusion

Clairement une des applications passera en ouverture, on met celle qu'on veut.

Compléments

Questions

- **Question 1** : Réponse 1.
- **Question 2** : Réponse 2.

Commentaires

- **Domaines de Weiss** : il y a compétition entre les énergies potentielles des moment magnétiques et l'interaction d'échange. C'est dû à la nature fermionique des électrons. 2 électrons préfèrent avoir des fonctions d'onde ψ antisymétriques et donc des spins symétriques.
- **Non linéarité de χ avec \vec{H}** : quand ça devient non linéaire, $\chi(H)$ n'a plus vraiment de sens, ça dépend de l'histoire du matériau, de l'amplitude de H etc...
- **Justif que maxwell ampère compte pour 2 équations et pas 3** : une histoire avec le rotationnel...

- **Les ferrofluides contredisent-ils qu'il faut des cristaux pour avoir du ferromag** non car en fait les ferrofluides sont composés de cristaux dans un liquide