

# Du géomagnétisme au magnétisme des roches

## 1.1 La physique du champ magnétique

### 1.1.1 Qu'est ce qu'un champ magnétique ?

Un champ magnétique, tout comme le champ de pesanteur, ne peut être touché ou vu et correspond à un champ vectoriel (un champ magnétique possède une direction et une intensité). Nous pouvons prendre conscience de l'existence d'un champ magnétique par son effet sur des objets particuliers, sensibles à celui-ci, telle que la boussole. Par exemple, l'aiguille aimantée de la boussole est sensible au champ magnétique terrestre et s'aligne avec les lignes de champ (Fig. 1.1), pointant le Nord magnétique. L'un des pionniers du géomagnétisme fut Pierre de Maricourt, mieux connu sous le nom de Petrus Peregrinus (le pèlerin). Dans son livre *Epistola de Magnete* (1269), il décrit les premières recherches en magnétisme, améliore le principe de la boussole connu en Occident depuis le XII<sup>ème</sup> siècle et met au point le compas (Courtillot and Le Mouél, 2007; Jonkers, 2008). Mais ce n'est qu'au cours du XIX<sup>ème</sup> siècle que des travaux expérimentaux sur les phénomènes magnétiques ont permis de bien comprendre la nature, l'origine et les propriétés du magnétisme.

### 1.1.2 Les lois de l'électromagnétisme

En 1820, Hans Christian Oersted (1777-1851), professeur de physique à l'Université de Copenhague, met en évidence le lien existant entre deux domaines de la Physique qui jusqu'ici étaient séparés : le magnétisme et l'électricité. Il a observé expérimentalement que "*L'aiguille aimantée est déviée de sa position d'équilibre par l'action d'un appareil voltaïque. Cet effet se produit quand le circuit est fermé et non lorsqu'il est ouvert*".

De son côté, André-Marie Ampère (1775-1836), mathématicien et physicien français, présente alors que si un courant dans un fil exerce une force magnétique sur une aiguille de boussole, deux fils parcourus chacun par un courant devraient interagir. Dans une

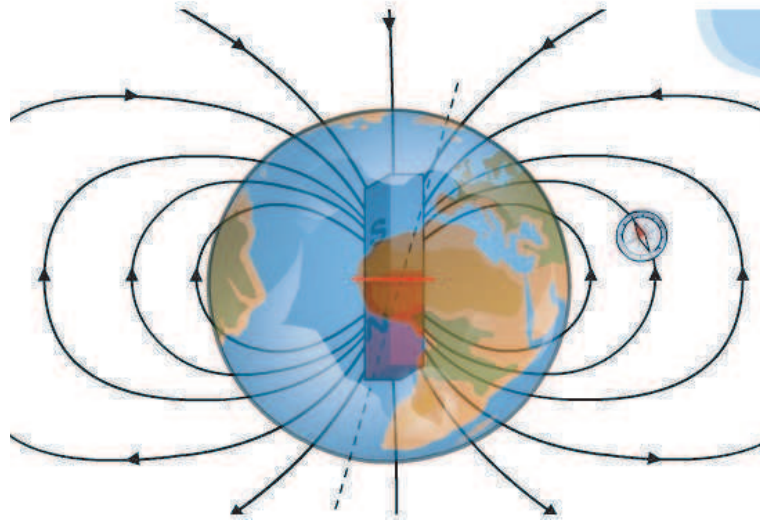


FIGURE 1.1 – Lignes de champ magnétique terrestre.

série d'expériences, il montre que d'une part des courants parallèles s'écoulant sur une longue distance s'attirent et que des courants de sens contraire se repoussent. D'autre part, il observe que la force entre deux courants est inversement proportionnelle à la distance qui les séparent et proportionnelle à son intensité (dont l'unité de mesure porte son nom).

Quelques années plus tard, le physicien anglais Michael Faraday (1791-1867) montre qu'une variation de flux de champ magnétique à travers un circuit conducteur peut générer un courant électrique : c'est le phénomène d'induction.

En 1865, Maxwell synthétise l'ensemble de ces travaux expérimentaux sous la forme de quatre équations intégrales, montrant ainsi l'intime relation qu'il existe entre les courants électriques et le champ magnétique.

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_c}{\epsilon_0}, \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t}, \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}. \quad (1.4)$$

$\mathbf{B}$  est l'induction magnétique, exprimée en Tesla ( $T = V \cdot s \cdot m^{-2}$ ),  $\mathbf{E}$  est le champ électrique en  $V/m$  et  $\mathbf{J}$  est la densité de courant en  $A \cdot m^{-2}$ .  $\rho$  correspond à la charge électrique totale ( $C \cdot m^{-3}$ ),  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide ( $8.85 \cdot 10^{-12} F \cdot m^{-1}$ ) et  $\mu_0$  est la perméabilité du vide ( $4\pi \cdot 10^{-7} H \cdot m^{-1}$ ). L'équation 1.2 montre qu'il n'existe pas de monopôle ; une charge magnétique ne peut pas être isolée, on a toujours au minimum un dipôle avec des lignes de champ fermées. D'après la loi d'Ampère (eq. 1.3), les champs magnétiques ne sont pas des champs potentiels. Cependant, au sein d'un milieu non conducteur, par exemple

---

dans l'atmosphère neutre ou le manteau terrestre, le courant électrique ne circule pas, par conséquent  $J = 0$  et ainsi l'équation 1.4 devient  $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ . Le champ magnétique est dit dans ce cadre là conservatif et peut être exprimé sous la forme d'un gradient de potentiel scalaire  $V$  (Backus et al., 1996) :

$$\mathbf{B} = -\nabla V \quad (1.5)$$

Ce type de champ est appelé champ potentiel, ce qui implique que  $V$  satisfasse l'équation de Laplace :

$$\nabla^2 V = 0. \quad (1.6)$$

Le champ magnétique terrestre satisfait l'ensemble de ces équations et est considéré comme un champ potentiel entre la surface du noyau et l'ionosphère. Comment à partir de ces lois et des observations peut-on caractériser le champ magnétique terrestre ?

## 1.2 Le champ magnétique terrestre et la géodynamo

Le champ magnétique terrestre est une composante importante du système complexe qu'est la Terre. Il interagit aussi bien avec l'atmosphère, que la biosphère et il est le témoin de la dynamique de la Terre profonde. Il est par conséquent important de comprendre les différentes caractéristiques de ce champ et d'essayer de percer le mystère de son évolution et de son origine.

### 1.2.1 Description du champ magnétique terrestre

Attardons nous tout d'abord sur la manière de décrire le champ magnétique à la surface du globe.

#### Description du champ magnétique terrestre en un point de la surface de la Terre

Le champ magnétique terrestre se présente sous la forme d'un vecteur, ce qui implique une direction et une intensité pour le caractériser totalement. Pour décrire ce champ magnétique en tout point de la surface, on utilise une décomposition en coordonnées cartésiennes : X (azimuth), Y (co-azimuth) , Z (inclinaison) ainsi que les angles D (déclinaison) et I (inclinaison) (cf. figure 1.2.1). Les mesures de déclinaisons furent communément relevées dès la seconde partie du XVI<sup>ème</sup> lorsque l'utilisation de la boussole devint incontournable pour la navigation, alors que les relevés de l'inclinaison ne commencèrent qu'au début du XVII<sup>ème</sup> (voir Jackson and Finlay (2007) pour une revue). Ce n'est qu'à partir de la fin du XVII<sup>ème</sup> siècle que les mesures d'intensité débutèrent et qui permirent à Elisabeth-Paul-Édouard de Rossel de mettre en évidence des variations latitudinales d'intensité lors de l'expédition menée par Antoine Bruny d'Entrecasteaux

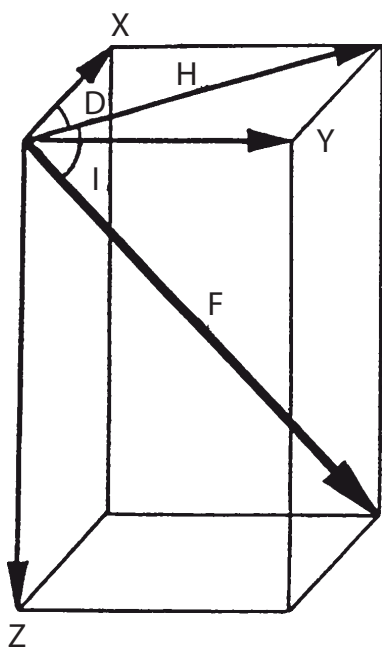


FIGURE 1.2 – Les composantes  $X$  et  $Y$  sont respectivement dirigées vers le nord géographique et l'est.  $\mathbf{H}$  est la composante horizontale du vecteur champ magnétique  $\mathbf{F}$ .  $B$  représente la norme du champ magnétique et est indépendante du référentielle utilisé. Enfin  $I$  représente l'inclinaison, c'est à dire l'angle entre l'horizontale et le vecteur champ magnétique, et  $D$  correspond à la déclinaison, c'est à dire l'angle entre le nord magnétique ( $H$ ) et le Nord géographique ( $X$ )

(1791-1794). Il conclue en 1808 "By comparing the experimental results obtained during the expedition with each other it is evident that the oscillations of the needle were more rapid at Paris and Van Diemen's Land than at Surabaya in the Isle of Java and at Amboyna; and that therefore the magnetic force is greater near the poles than at the equator" (Courtillot and Le Mouél, 2007).

### Décomposition en harmoniques sphériques

En 1832, le mathématicien, astronome et physicien Carl Friedrich Gauss (1777-1855) a développé une méthode de représentation du champ magnétique en décomposant le potentiel scalaire  $V$ , solution de l'équation de Laplace (eq. 1.6), sous la forme d'une série convergente dont chacun des termes est fonction de la colatitude  $\theta$  (angle depuis l'axe polaire), de la longitude  $\phi$  et de la distance radiale au centre de la Terre  $r$ . Ce type de décomposition est particulièrement bien adapté à la géométrie sphérique de la Terre. Le champ résultant à la surface de la Terre est issu de différentes contributions, à la fois d'origines interne et externe. Pour cela, on définit pour le champ d'origine interne, le potentiel  $V_i$  donné par l'expression :

$$V_i = a \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left(\frac{a}{r}\right)^{l+1} (g_l^m(t) \cos(m\phi) + (h_l^m(t) \sin(m\phi)) P_l^m(\cos \theta)), \quad (1.7)$$

et pour le champ d'origine externe, le potentiel  $V_e$  :

$$V_e = a \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left(\frac{r}{a}\right)^l (q_l^m(t) \cos(m\phi) + (s_l^m(t) \sin(m\phi)) P_l^m(\cos \theta)). \quad (1.8)$$

Les  $g_l^m$  et  $h_l^m$  sont les coefficients internes de Gauss et les  $q_l^m$  et  $s_l^m$  sont les coefficients externes, décrit sous la semi-normalisation de Schmidt des fonctions associées de Le-

### 1.2.1 Description du champ magnétique terrestre

---

gendre.  $l$  représente le degré et  $m$  l'ordre de l'harmonique. De même, on peut décrire les variations séculaires par les coefficients d'harmonique sphérique  $\dot{g}_l^m$  et  $\dot{h}_l^m$ , qui sont les dérivées temporelles des coefficients  $g_l^m$  et  $h_l^m$ . A partir de cette décomposition et à partir de mesures effectuées à la surface de la Terre, Gauss a montré que le champ magnétique d'origine interne représente près de 99% du champ total. Ces coefficients sont calculés (en nT) pour une date donnée, de façon à ce qu'ils satisfassent au mieux l'équation 1.7 avec les données obtenues par les observatoires ou les satellites. L'IGRF (International Geomagnetic Reference Field) est un modèle du champ magnétique compilant l'ensemble des coefficients de Gauss ainsi que leurs dérivées temporelles (variations séculaires), calculés pour une année donnée jusqu'au degré  $l=13$  pour le champ principal.

A partir de l'expression de  $V_i$  (eq. 1.7), on peut aisément calculer la composante radiale du champ magnétique  $B_r$  :

$$B_r = -\partial_r V_i = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left(\frac{a}{r}\right)^{l+2} (g_l^m(t) \cos(m\phi) + (h_l^m(t) \sin(m\phi)) P_l^m(\cos \theta)(l+1)) \quad (1.9)$$

Il est possible, à partir d'un modèle de champ magnétique à la surface du globe, développé en harmonique sphérique, de le projeter à la surface du noyau (Fig. 1.3). Ces modèles de champ à la surface de la Terre et à la surface du noyau montre que le champ magnétique terrestre est essentiellement dipolaire.

Le spectre du champ magnétique, défini comme la valeur moyenne du champ au carré sur une surface donnée ( $B^2$ ), est également un élément important pour décrire le champ magnétique terrestre. La puissance, ou spectre,  $R(l)$  du champ magnétique est défini de la manière suivante :

$$R(l) = \left(\frac{a}{r}\right)^{2l+4} \sum_{m=0}^l ((g_l^m)^2 + (h_l^m)^2) \quad (1.10)$$

Il donne la contribution en terme de puissance de chaque degré d'harmonique sphérique calculé à la surface de la Terre ou à la surface manteau noyau (Fig. 1.4). Le spectre à la surface de la Terre montre que le dipôle est le terme dominant et que plus le degré est faible, plus la contribution à la puissance est faible. D'autre part, jusqu'à un degré  $l = 14$ , le champ mesuré est d'origine interne. Les plus hauts degrés sont ensuite masqués par le champ rémanent de la croûte terrestre et filtrés par le manteau. Les petites échelles du champ magnétique d'origine interne ne sont donc pas visibles par les enregistrements à la surface du globe mais semblent présenter une importance non négligeable à la surface du noyau compte tenu du spectre à la limite manteau-noyau. Les sources de production du champ magnétique observé à la surface de la Terre sont diverses. La composante principale est le champ magnétique d'origine interne; c'est elle qui nous intéressera. Néanmoins, la croûte et l'ionosphère sont également des sources non négligeables, dont les contributions sont parfois difficiles à déterminer dans le signal enregistré à la surface du globe par les observatoires ou les satellites.

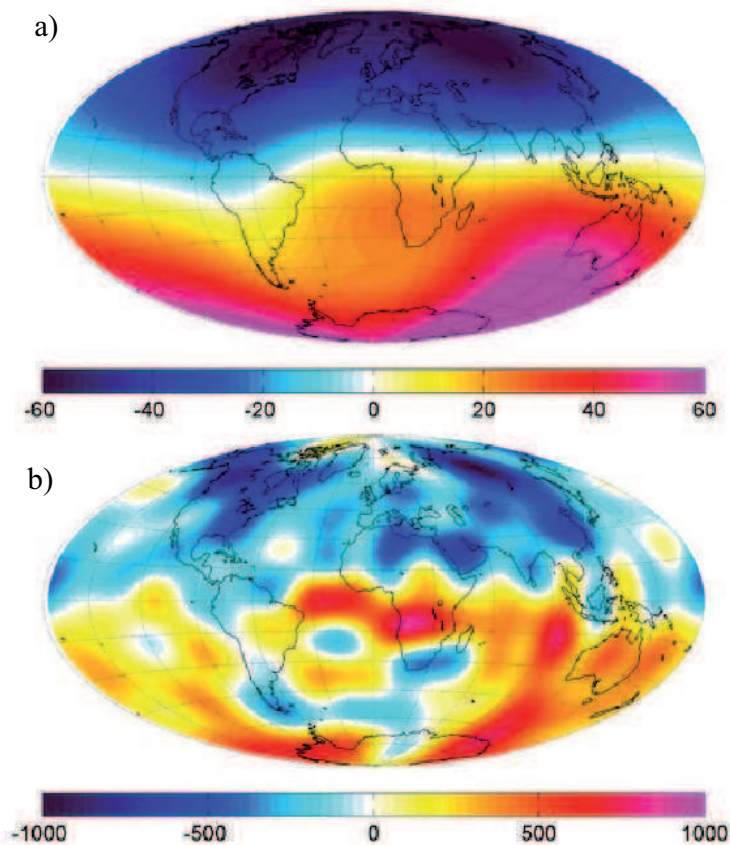


FIGURE 1.3 – Composante radiale du champ magnétique terrestre (en  $\mu T$ ) a) à la surface de la Terre b) à la limite noyau-manteau, déterminé à l'aide du modèle CHAOS-2 (Olsen et al., 2009).

### Pôle géomagnétique virtuel

En première approximation, et de ce que nous venons de voir, le champ magnétique terrestre est dipolaire. Ceci implique l'existence de deux pôles opposés. A partir de l'équation (1.7), nous pouvons écrire :

$$V = ag_1^0 \left(\frac{a}{r}\right)^2 P_1^0(\cos \theta) = ag_1^0 \left(\frac{a}{r}\right)^2 \cos \theta = \frac{B_0 \cos \theta}{r}, \quad (1.11)$$

où  $B_0 = g_1^0 a^3$ . Ainsi on peut déterminer la relation entre l'inclinaison du champ magnétique et la latitude magnétique  $\lambda_m$  (ou colatitude magnétique  $\theta_m$ ) d'un site :

$$\tan I = 2 \cot \theta_m = 2 \tan \lambda_m \quad (1.12)$$

Il en va de même pour l'intensité :

$$F = \frac{B_0}{r^3} (1 + 3 \cos^2 \theta_m)^{\frac{1}{2}} \quad (1.13)$$

Le dipôle moyen du champ magnétique terrestre n'est pas aligné avec l'axe de rotation de la Terre. En effet, la somme des trois premiers termes  $g_1^0$  (dipôle axial),  $g_1^1$  et  $h_1^1$  (plan

## 1.2.1 Description du champ magnétique terrestre

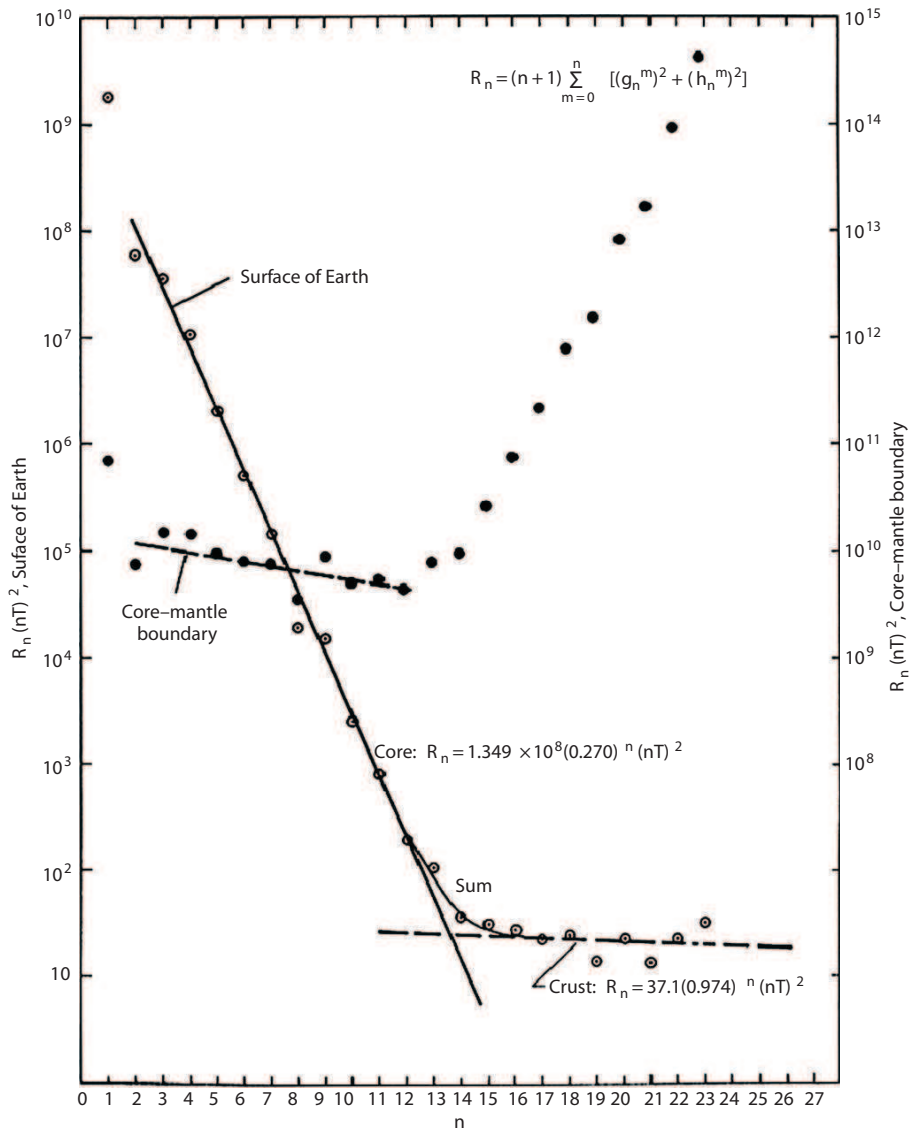


FIGURE 1.4 – Spectre de Mauersberger-Lowes du champ magnétique à la surface de la Terre et à la limite manteau-noyau en fonction du degré d'harmonique sphérique  $l$  (Kono, 2007).

équatorial respectivement Méridien de Greenwich et  $90^\circ$  Est) correspond à un dipôle géocentrique actuellement incliné de  $11^\circ$  par rapport à l'axe de rotation de la Terre (Fig. 1.5).

Les points correspondant à l'intersection entre le dipôle et la surface de la Terre sont appelés pôles géomagnétiques. Les contributions non dipolaires et les champs d'origine externe expliquent que les pôles géomagnétiques et les pôles magnétiques (pôles mesurés) ne soient pas confondus. Le paléomagnétisme est une discipline qui vise à étudier le mouvement des pôles géomagnétiques à la surface du globe au cours du temps. Ainsi, à partir d'une observation locale (X,Y,Z,I,D), il est possible de déterminer les caractéristiques du champ magnétique à un instant  $t$  : position des pôles géomagnétiques et intensité du dipôle. En effet, à partir de la mesure de la direction et de l'inclinaison de l'aimantation



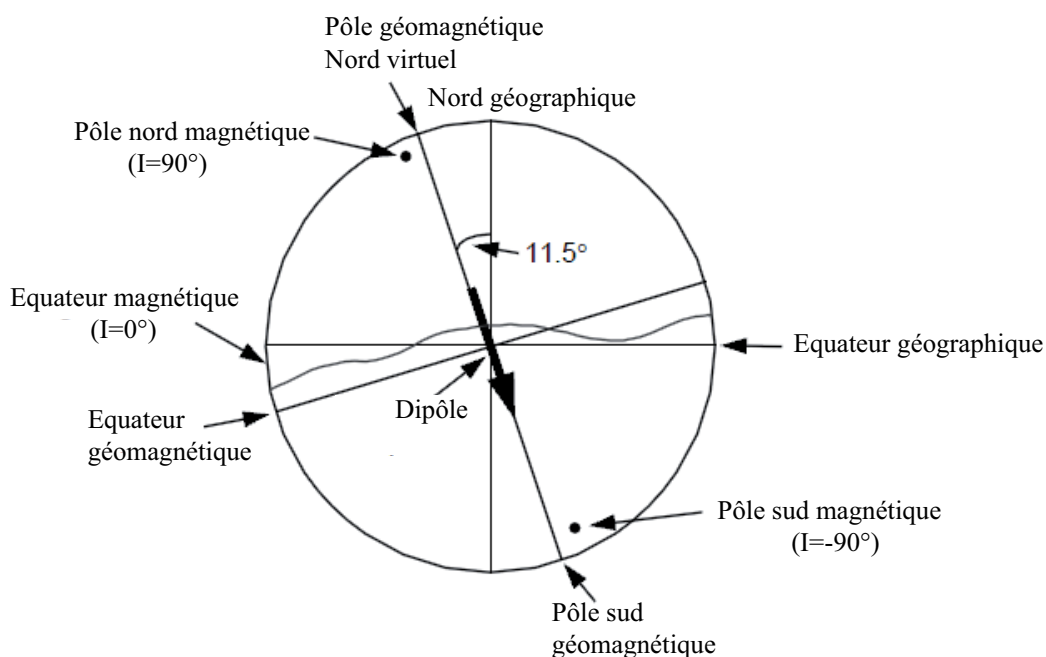


FIGURE 1.5 – *Modèle du dipôle géocentrique incliné. Le dipôle géocentrique incliné représentant au mieux le champ actuel est schématisé en coupe transversale de la Terre. La distinction entre pôle géomagnétique et pôle magnétique est illustré ainsi que la différence entre équateur magnétique et équateur géomagnétique.*

d'une roche, on peut calculer la position sur le globe d'un pôle géomagnétique virtuel (PGV), en supposant le champ purement dipolaire, qui expliquerait les mesures obtenues (Fig. 1.6).

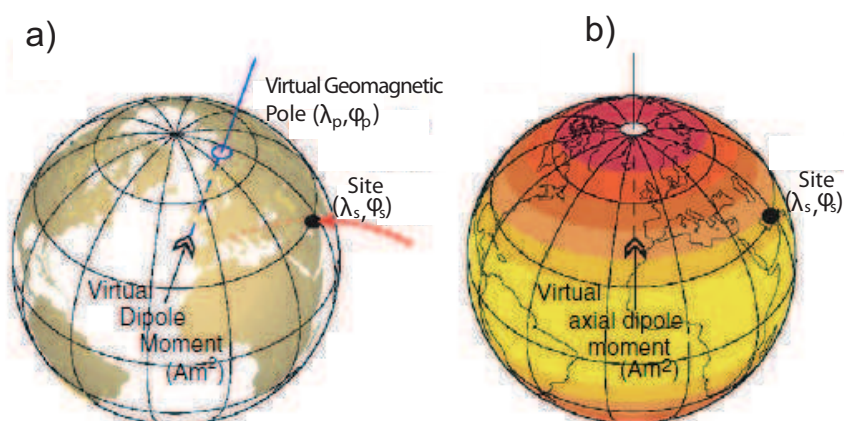


FIGURE 1.6 – (a) *Le moment virtuel magnétique correspond au dipôle géocentrique qui explique le champ magnétique relevé en un site P de latitude  $\lambda_s$  et de longitude  $\phi_s$ . (b) Le moment virtuel axial magnétique correspond au dipôle axial géocentrique qui donne lieu à l'intensité mesurée sur le site P.*



## 1.2.2 L'origine du champ magnétique terrestre

---

### Moment dipolaire virtuel

Comme nous l'avons vu auparavant, l'intensité du champ magnétique terrestre varie dans l'espace en fonction de la latitude et de la longitude, tout comme l'inclinaison et la déclinaison. Ainsi il est pratique d'exprimer la valeur de l'intensité en terme de moment magnétique dipolaire  $m$  afin de s'affranchir de cette dépendance géographique. Ce moment est calculé à partir des coefficients de Gauss de degré 1 ( $g_1^0, g_1^1, h_1^1$ ) de la manière suivante :

$$m = \frac{4\pi r^3}{\mu_0} \sqrt{(g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}. \quad (1.14)$$

Néanmoins, lorsque les données ne sont pas suffisantes pour développer un modèle de champ magnétique en harmoniques sphériques (c'est le cas des enregistrements paléo- ou archéomagnétiques), le moment dipolaire virtuel (MDV), par analogie aux PGV, est calculé en utilisant les mesures d'intensité du champ magnétique  $F$ .

$$MDV = \frac{4\pi r^3}{\mu_0} F(1 + 3 \cos^2 \theta_m)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.15)$$

où  $\theta_m$  est la colatitude magnétique calculée à partir de l'équation 1.12. Le MDV tient compte de l'inclinaison du dipôle magnétique par rapport à l'axe de rotation de la Terre (Fig. 1.6). Parfois, l'inclinaison n'est pas mesurable, et par conséquent il est impossible d'évaluer la colatitude magnétique. De ce fait, la colatitude du site est utilisée dans l'équation (1.15). Ceci permet de calculer un moment de dipôle axial virtuel (VADM), pour lequel l'axe du dipôle et l'axe de rotation de la Terre sont confondus (Fig. 1.6). Néanmoins le calcul du VADM n'est valable que pour des données récentes, non affectés par le mouvement des plaques tectoniques.

## 1.2.2 L'origine du champ magnétique terrestre

### Un champ magnétique provenant de l'intérieur de la Terre

William Gilbert, physicien de la reine Elizabeth I, fait part des premières explications rationnelles pour expliquer le fait que l'aiguille de la boussole s'aligne avec le Nord géographique : la Terre elle-même doit être magnétique et doit s'apparenter à un aimant (Gilbert, 1600). Néanmoins, cette explication ne peut se révéler être exacte car la température avoisinant 6000 K au centre de la graine est bien supérieure au point de Curie du Fer (cf. paragraphe 2.1). De plus, sans un mécanisme d'auto-entretien, le champ magnétique serait dissipé par effet Joule en moins de 100 000 ans.

En 1919, Sir Joseph Larmor propose une théorie basée sur un effet dynamo fluide afin d'expliquer la dynamo solaire. D'une manière générale, il s'agit d'une instabilité qui se développe dans un matériau conducteur lorsque les paramètres du système sont favorables. Un champ magnétique  $B_n$  qui, après  $n$  étapes d'induction, vient se surimposer

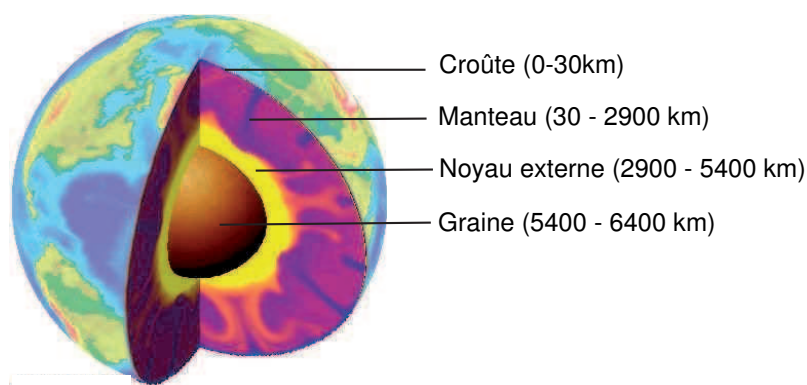


FIGURE 1.7 – Structure interne de la Terre. De la surface vers l'intérieur : la croûte et le manteau silicatés, le noyau externe (alliage fer nickel et éléments légers liquide) et graine (alliage fer nickel solide).

et renforcer le champ magnétique initial  $B_0$ . Parallèlement, la sismologie a permis de faire de grandes avancées sur la structure interne de la Terre au début du XX<sup>ème</sup> :

- Oldham (1906) a remarqué que les ondes P étaient très lentes dans les profondeurs de la Terre.
- Gutenberg (1913) a mis en évidence un noyau liquide par l'observation d'une zone d'ombre dans la terre profonde entre les distances épacentrales angulaires comprises entre 110 et 140°. De cette observation le rayon du noyau est déterminé.
- Lehmann (1936) a découvert une graine à l'état solide au centre du noyau.

Par ailleurs, Birch (1964) montre expérimentalement que le noyau est majoritairement constitué de Fer et de Nickel, mais qu'il contient aussi des éléments légers en faible proportion (10%), tels que le silicium, le potassium ou encore le soufre. Ceci est confirmé par les études géochimiques notamment se basant sur l'étude des chondrites (e.g. Wood et al. (2006)). Suite à l'ensemble de ces observations, il devient évident que le noyau externe se révèle être un très bon conducteur ainsi que le candidat idéal pour être le siège d'une dynamo fluide homogène. La convection (thermique et solutale engendrée par la chaleur latente et les éléments légers relâchés à l'interface de cristallisation de la graine) et la force de Coriolis sont les processus fondamentaux de la dynamique du noyau externe. Le champ de vitesse  $\mathbf{u}$  et le champ magnétique  $\mathbf{B}$  sont couplés par une équation :

$$\partial_t B = \nabla \times (u \times B) + \eta \nabla^2 B, \quad (1.16)$$

l'équation d'induction magnétique où  $\eta = (\mu_0 \sigma)^{-1}$  est la diffusion magnétique. De cette équation, nous pouvons conclure que les variations temporelles du champ magnétique (terme de gauche) sont dues à deux phénomènes. Le premier correspond à un terme de production de champ magnétique par advection du champ magnétique pré-existant (premier terme de droite). Le second terme correspond à la dissipation du champ magnétique

### 1.2.3 Variations temporelles du champ magnétique terrestre

---

(second terme de droite). Notons que cette équation est symétrique : elle est invariante selon le signe de  $B$ , la dynamo est donc "aveugle" vis-à-vis de la polarité du champ. La croissance auto-entretenu du champ magnétique n'est pas sans fin dans la mesure où la force de Laplace entre en jeu lorsque le champ atteint une certaine valeur. Celle-ci rétroagit sur l'écoulement, ce qui induit une saturation du champ. La dynamique du champ magnétique est donc directement influencée par la dynamique de l'écoulement au sein du noyau externe, ainsi les variations séculaires sont les conséquences directes de l'écoulement. S'appuyant sur cette équation et celles régissant l'écoulement du noyau liquide, les modèles numériques et expérimentaux tentent de reproduire la dynamo terrestre avec un succès croissant au cours des vingt dernières années. En effet, les progrès spectaculaires des simulations numériques de la convection au sein du noyau (voir Wicht and Tilgner (2010) pour une revue) d'une part, et de la modélisation expérimentale (Stieglitz and Müller, 2001; Gailitis et al., 2001; Bourgoïn et al., 2002) de la géodynamo d'autre part (une de ces expériences ayant même pu reproduire une succession de renversements de polarité, Bourgoïn et al. (2002)) permettent une meilleure compréhension des renversements du champ magnétique. Bien qu'aucun de ces modèles ne représentent fidèlement la dynamo terrestre, ils ouvrent de nouvelles perspectives, auxquelles l'apport de nouvelles données est indispensable. En effet, pour modéliser au mieux ce phénomène, il est important de bien l'observer.

### 1.2.3 Variations temporelles du champ magnétique terrestre

La dynamique du champ magnétique s'inscrit au sein d'une imbrication de différentes échelles de temps allant de la journée à plusieurs dizaines de millions d'années, présentant de faibles fluctuations jusqu'à s'inverser totalement (Fig. 1.8). Ces variations ont des origines internes pour les processus les plus lents et une origine externe pour les plus rapides, bien que la distinction entre les différentes contributions dans le signal ne soit pas toujours facile à effectuer. Détaillons rapidement quelques caractéristiques essentielles de cette dynamique.

#### La variation séculaire

L'utilisation des satellites, Magsat (1980), Oersted (1999), Champ et SAC-C (2000) et bientôt SWARM (2012), permet de suivre sensiblement les fluctuations du champ magnétique à courte échelle de temps, de l'ordre de quelques semaines et avec une précision de 1 nT (Olsen et al., 2000; Eymin and Hulot, 2005; Olsen et al., 2006, 2009) depuis environ une trentaine d'années. Les données récoltées au niveau des observatoires depuis 1832 offrent un bon complément aux données satellitaires et permettent de réaliser des modèles à l'échelle du siècle (Lesur et al., 2008, 2010). Les données historiques obtenues lors des expéditions permettent d'avoir des mesures plus ou moins continues à partir du

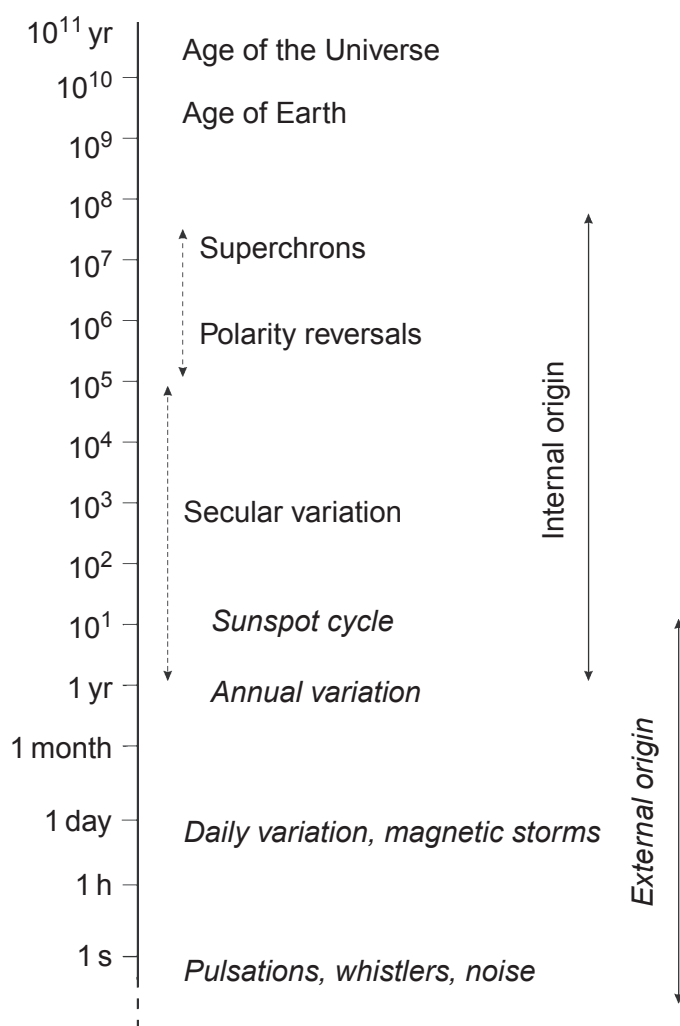


FIGURE 1.8 – Variations temporelles du champ magnétique terrestre sur une échelle allant de la seconde à l'âge de l'Univers. Les origines externes ou internes sont précisées, d'après Turner et al. (2007).

XVII<sup>ème</sup> siècle pour la déclinaison et du XVIII<sup>ème</sup> siècle pour l'inclinaison. Ceci permet de réaliser des modèles de champ sur l'échelle de plusieurs siècles (Jackson et al., 2000). L'apport des données archéomagnétiques et paléomagnétiques, grâce à l'enregistrement du champ magnétique par certains minéraux, sont des contraintes majeures pour essayer de reconstituer au mieux la dynamique du champ sur une échelle de temps de plusieurs milliers à plusieurs millions d'années. Ces observations ont permis de mettre en évidence une variation relativement continue du champ magnétique terrestre, avec des variations de plusieurs degrés en un siècle pour un endroit donné (e.g. Paris, Fig. 1.9).

Néanmoins, il arrive parfois que les variations du champ magnétique terrestre soient brusques, avec une forte accélération en une année ou moins, parfois avec une couverture mondiale. Ces événements sont appelés jerks ou impulsions magnétiques (e.g. Mandea et al. (2010)). Les variations séculaires, à l'échelle régionale ou globale, au cours des derniers millénaires feront l'objet du chapitre 2. Un autre phénomène brutal s'est fré-

### 1.2.3 Variations temporelles du champ magnétique terrestre

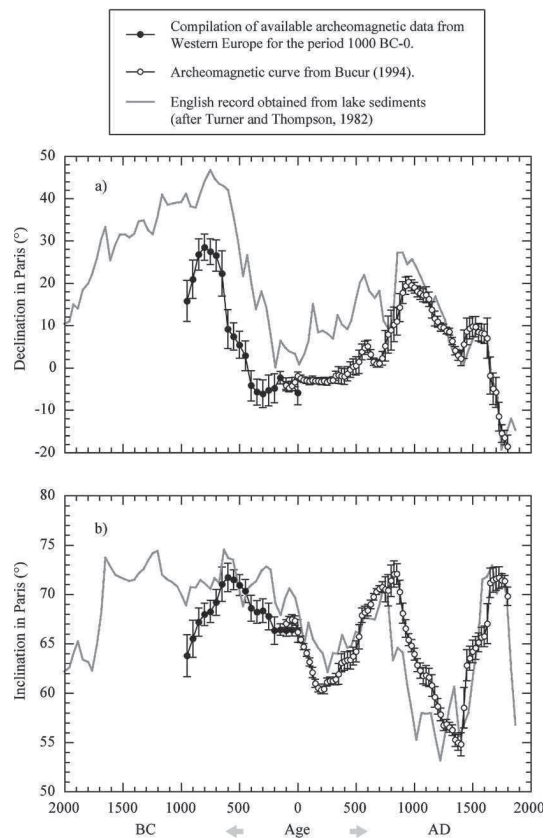


FIGURE 1.9 – Variations temporelles du champ magnétique terrestre à Paris (Gallet et al., 2002).

quemment produit au cours des temps géologiques : le renversement des pôles.

#### Les inversions de polarité

Le champ magnétique terrestre comme nous l'avons vu, présente des fluctuations temporelles importantes. Mais ce n'est pas tout, un phénomène plus brutal et fascinant encore a été découvert : les inversions. Brunhes (1906) fut le premier à mettre en évidence des roches portant une aimantation dite 'inverse', en opposition à la direction actuelle dite 'normale'. Ceci suggère qu'il existe des périodes de polarité normale ou inverse ce qui montrent que le champ magnétique terrestre a la possibilité de se renverser complètement. En 1954, Keith Runcorn a démontré que le champ magnétique s'est inversé de nombreuses fois au cours de l'histoire de la planète, découverte qui a permis de valider la théorie de la tectonique des plaques. Bonhommet and Babkine (1967) ont montré qu'il existe parfois des variations séculaires extrêmes, les excursions, considérées comme des inversions avortées. Rappelons qu'à un instant donné, le champ magnétique terrestre est dominé par la composante dipolaire à la surface de la Terre ainsi qu'à la surface du noyau. Ceci est valable pendant les chrons, périodes stables durant lesquelles le champ magnétique terrestre est orienté Nord Sud (polarité normale) ou Sud Nord (polarité inverse). La

durée d'un chron sur les derniers 80 Ma varie entre 100 000 ans et 1 000 000 d'années. La valeur moyenne sur les derniers 250 Ma est de 1.6 Ma (en excluant les superchrons) (Fig. 1.10). Il existe des périodes pour lesquelles les chrons sont très longs (superchrons), puisqu'ils peuvent atteindre plusieurs millions d'années, comme durant le Crétacé (Fig. 1.10).

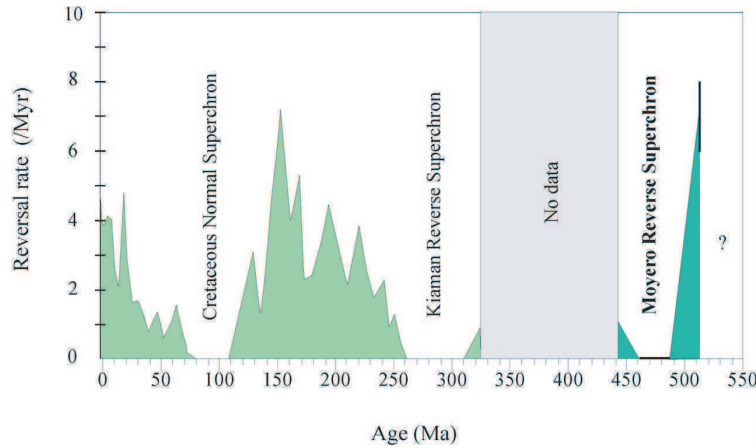


FIGURE 1.10 – Fréquence des inversions du champ magnétique au cours du temps (Ma) (Pavlov and Gallet, 2005)

La fréquence des inversions est totalement aléatoire. Le temps d'une inversion est relativement court, vraisemblablement entre 5000 et 7000 ans en moyenne (Clement, 2004). Meynadier et al. (1994) montrent que les inversions semblent présenter une même caractéristique : dans un premier temps, l'intensité du champ magnétique décroît lentement puis semble augmenter rapidement suite à l'inversion (Fig. 1.11). (Kok and Tauxe, 1996) mettent en doute ces observations en prônant un artefact dû à une aimantation visqueuse rémanente et McFadden and Merrill (1996) remettent en cause les conclusions géodynamiques d'un tel comportement de la géodynamo.

Le troisième chapitre de ce mémoire, est consacré à l'étude du comportement du champ magnétique au cours d'une inversion de polarité, tant en terme de direction que d'intensité. Le processus à l'origine des renversements demeure encore mystérieux, et le développement des études numériques, expérimentales et de terrain sont fondamentales pour avancer dans la compréhension de ce phénomène. Depuis deux mille ans environ, une décroissance d'environ 20% du dipôle est observée. L'importance de la décroissance du dipôle au cours des 150 dernières années n'est pas claire : elle a été interprétée comme le signe d'une inversion imminente (Hulot et al., 2002; Olson and Amit, 2006), pouvant être reliée à l'apparition dans la région de l'Atlantique Sud d'une zone importante de faible intensité de champ à la surface de la Terre qui se manifeste sous forme de zones de flux inverse à la limite noyau-manteau (Gubbins and Bloxham, 1985). D'autres soulignent que la force actuelle de son dipôle et que ses taux de variation sont bien en deçà des

### 1.2.3 Variations temporelles du champ magnétique terrestre

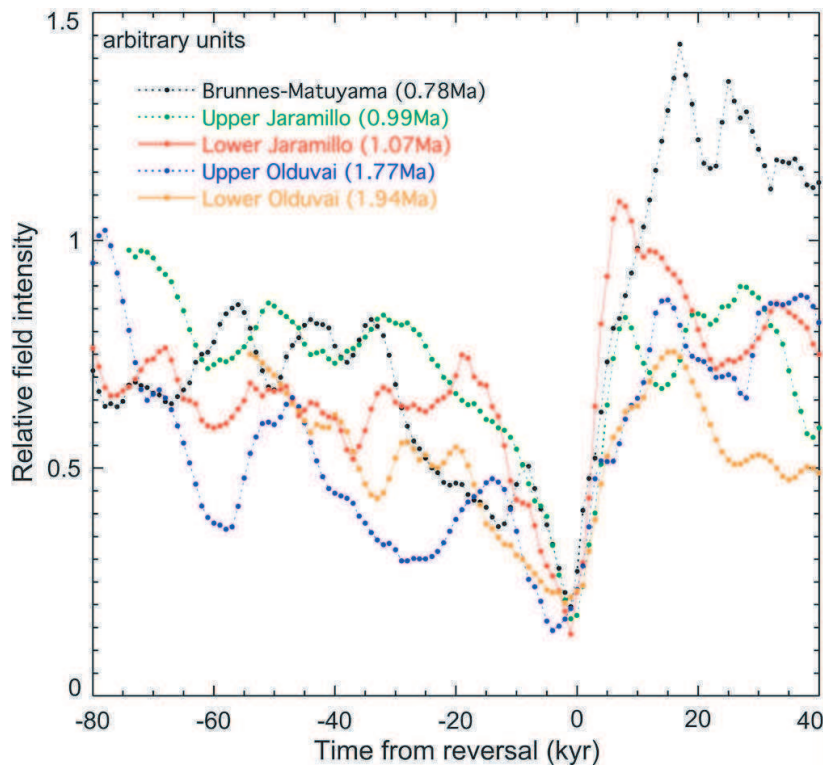


FIGURE 1.11 – Motif en dent de scie décrit par l'intensité du champ magnétique mesurée au cours de trois renversements en fonction du temps ( $t=0$  pour le renversement), d'après Valet et al. (2005).

limites statistiques au cours des quelques derniers millénaires, et que la longueur de l'intervalle de polarité n'est pas encore statistiquement anormale, ce qui rend prématuré de parler d'un renversement imminent (Constable and Korte, 2006). Étant donné le comportement chaotique du champ magnétique, et ce malgré les importants progrès réalisés en modélisation numérique, il est vraisemblablement très peu probable que la prochaine inversion puisse être prédite (Hulot et al., 2010).

Ces quelques lignes montrent à quel point l'effet dynamo est un processus compliqué à appréhender, et que le comportement du champ magnétique terrestre est difficile à décrypter. Les observations directes permettent d'avoir une bonne vision de l'évolution du champ sur quatre siècles. Certains minéraux, les minéraux magnétiques, constituants des roches et matériaux archéologiques, enregistrent le signal magnétique du champ lors de la formation de la roche ou de la cuisson de la poterie. Quels sont les processus à l'origine de l'aimantation de ces minéraux ? Cette aimantation est-elle stable au cours du temps ? La prochaine partie amènera quelques éléments de réponses à ces questions.



## 1.3 Les minéraux : mémoire du champ magnétique passé

Le magnétisme des roches trouve son origine dans les propriétés qu'ont les minéraux à réagir en présence d'un champ magnétique. Les propriétés magnétiques des roches sont très sensibles à la concentration et à la taille des minéraux ainsi qu'à leur composition chimique. Puisque les informations portant sur la géodynamo sont issues de l'analyse des roches, il est fondamental de comprendre le comportement et les propriétés magnétiques des minéraux.

### 1.3.1 Propriétés magnétiques des solides

#### Quelques rappels sur la physique de l'atome

Les propriétés magnétiques des minéraux découlent directement des propriétés quantiques des électrons. Leur état quantique de spin (caractéristique quantique intrinsèque à chaque particule, égale à  $+1/2$  ou  $-1/2$  pour l'électron) et le mouvement de leur orbitale sont responsables du magnétisme des atomes. Les électrons s'associent par paire au sein d'une même orbitale uniquement si leur état de spin est différent comme le stipule le principe d'exclusion de Pauli. Ainsi, chaque atome peut être assimilé à un petit aimant porteur d'un moment magnétique résultant de la combinaison des spins des électrons. La combinaison à l'échelle macroscopique des moments magnétiques des atomes confère aux minéraux différentes propriétés magnétiques que je vais à présent détailler.

#### Moment magnétique et aimantation

Le moment magnétique  $\mathbf{m}$  est une grandeur vectorielle qui permet de caractériser l'intensité d'une source magnétique permanente ou spontanée. Il s'exprime en  $\text{Am}^2$ . L'aimantation  $\mathbf{J}$  (ou intensité d'aimantation) quant à elle correspond à  $\mathbf{m}/V$ , où  $V$  représente le volume de l'échantillon. L'aimantation permet de comparer des échantillons de volumes différents, elle est exprimée en  $\text{Am}^{-1}$ . L'aimantation d'une roche sédimentaire est de l'ordre de  $10^{-3}$  A/m alors que celle d'un basalte est de l'ordre de 1 A/m. Le tableau 1.1 récapitule les unités couramment utilisées en magnétisme des roches.

#### La susceptibilité magnétique

Les particules chargées constituant les atomes (électrons et protons) sont sensibles à l'application d'un champ magnétique extérieur  $\mathbf{H}$  et il en résulte un moment magnétique induit  $\mathbf{m}_{\text{ind}}$ . La relation entre cette aimantation induite et le champ magnétique  $\mathbf{H}$  appliqué est donnée par l'équation (1.17).

$$\mathbf{m}_{\text{ind}} = \chi_0 \mathbf{H} \quad (1.17)$$

Le facteur de proportionnalité  $\chi_0$  est la susceptibilité magnétique du matériau (sans unité ou par unité de volume ou de masse). Dans un cas simple elle peut être considérée

### 1.3.1 Propriétés magnétiques des solides

TABLE 1.1 – Définition et unité des différentes quantités magnétiques.

Quantité	Unité SI	Unités CGS
Moment magnétique $\mathbf{m}$	$\text{Am}^2$	$\text{emu}=1.10^{-3} \text{ Am}^2$
Aimantation $\mathbf{J}$ (moment magnétique/volume)	$\text{A/m}$	$\text{emu/cm}^3=1.10^3 \text{ A/m}$
Champ magnétique $\mathbf{H}$	$\text{A/m}$	$1 \text{ oersted (Oe)} = 10^{-4} \text{ A/m}$
Induction magnétique $\mathbf{B}$	Tesla (T)	$1 \text{ gauss (G)} = 10^{-4} \text{ T}$
Susceptibilité magnétique massique	$\text{m}^3/\text{kg}$	$\text{cm}^{-3}/\text{g}$
Susceptibilité magnétique volumique	Sans dimension	Sans dimension

comme un scalaire mais le plus souvent la susceptibilité magnétique est fonction de la direction. On parle dans ce cas d'anisotropie de susceptibilité magnétique (ou ASM) et elle se présente alors comme un tenseur du second ordre (Hrouda (1982), cf. Annexe B pour plus de précisions).

#### Les minéraux à champ magnétique induit

Certains minéraux ne présentent un moment magnétique propre uniquement lorsqu'un champ magnétique extérieur est appliqué, c'est le cas des minéraux diamagnétiques et paramagnétiques.

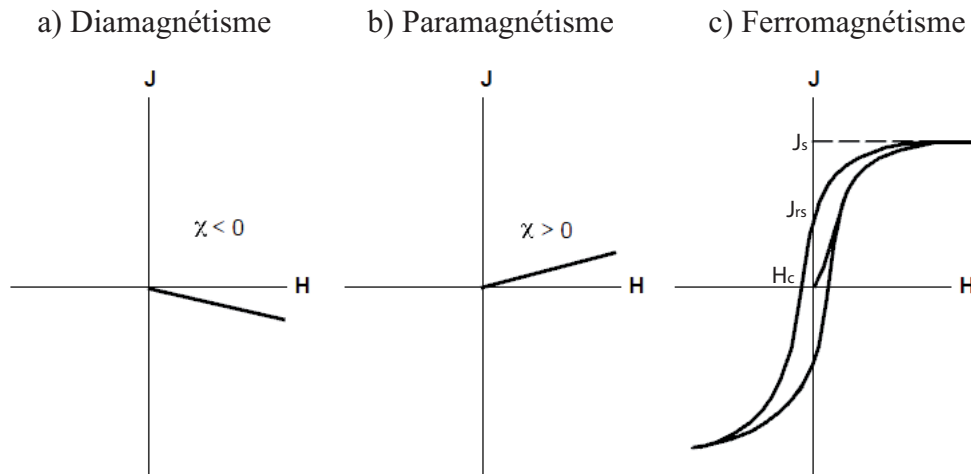


FIGURE 1.12 – L'aimantation  $J$ , en fonction du champ magnétique appliqué  $\mathbf{H}$ . a) Pour un matériau diamagnétique, la susceptibilité magnétique  $\chi$  est une constante négative très faible. b) Pour un matériau paramagnétique la susceptibilité magnétique  $\chi$  est une constante positive très petite. c) Pour un matériau ferromagnétique l'aimantation présente un cycle d'hystérésis (elle est non réversible).  $J_s$  est l'aimantation à saturation,  $J_{r_s}$  l'aimantation rémanente et  $H_c$  le champ coercitif du matériau.

**Les minéraux diamagnétiques** En présence d'un champ magnétique  $\mathbf{H}$ , les minéraux diamagnétiques présentent une aimantation spontanée  $\mathbf{J}$  inversement proportionnelle à  $\mathbf{H}$  (Fig. 1.12, a). C'est le cas par exemple du quartz ou de la calcite.

**Les minéraux paramagnétiques** Contrairement aux minéraux diamagnétiques, les minéraux paramagnétiques présentent une réponse proportionnelle au champ  $\mathbf{H}$  appliqué (Fig. 1.12, b), dans laquelle les spins des électrons jouent un rôle majeur. En effet, chaque spin d'électron non apparié constitue un moment dipolaire magnétique. C'est le cas pour les éléments de transition essentiellement. En absence de champ magnétique extérieur, les moments magnétiques des spins sont orientés aléatoirement. Le moment global est donc nul. En revanche, l'application d'un champ magnétique externe tend à aligner les spins et de ce fait à former un moment magnétique conséquent, parallèle au champ externe. Il en résulte un champ magnétique induit proportionnel au champ magnétique appliqué (le coefficient de proportionnalité est la susceptibilité magnétique  $\chi$ ). La plupart des minéraux ferromagnésiens (olivine, pyroxènes, amphiboles...) possèdent cette propriété.

### Les minéraux ferromagnétiques

Aux minéraux para- et diamagnétiques s'opposent les minéraux dits ferromagnétiques (*largo sensu*), qui possèdent un champ magnétique propre même en l'absence d'un champ extérieur. Les matériaux ferromagnétiques possèdent des atomes avec des moments magnétiques, mais contrairement au cas des matériaux paramagnétiques, ces moments interagissent fortement entre eux. De ce fait, il existe un champ magnétique interne fort engendré par l'ensemble des moments, qui correspond au champ moléculaire introduit par Pierre Weiss en 1907. Il est possible d'observer la réponse d'un échantillon en fonction du champ magnétique appliqué en mesurant son aimantation  $J$  (Fig. 1.12, c)). L'aimantation n'augmente cette fois non pas de manière linéaire (sauf pour des champs d'intensité relativement faible) mais forme un cycle d'hystérésis, ce qui signifie que le processus est irréversible. Lorsque que le champ appliqué  $H$  augmente, l'aimantation atteint un maximum appelé aimantation à saturation  $J_s$ . Lorsque le champ diminue jusqu'à devenir nul, le moment magnétique résiduel mesuré est appelé aimantation rémanente. Le champ appliqué permettant de retrouver une aimantation moyenne nulle est appelé champ coercitif ( $H_c$ ).

Le ferromagnétisme (*stricto sensu*) est caractérisé par des spins parfaitement parallèles les uns aux autres, ce qui se produit dans le fer pur par exemple (Fig. 1.13, a). Il existe une température critique au-delà de laquelle ces minéraux perdent leur propriétés ferromagnétiques pour devenir paramagnétique, c'est la température de Curie.

### 1.3.1 Propriétés magnétiques des solides

---

Dans certains matériaux, les atomes magnétiques se répartissent en deux sous-réseaux : les moments magnétiques des atomes de l'un des sous-réseaux s'orientent suivant une certaine direction, tandis que les moments de l'autre sous-réseaux s'orientent dans la direction opposée. Quand les spins sont parfaitement antiparallèles (antiferromagnétisme), il n'en résulte aucun moment magnétique, c'est le cas par exemple de l'ilménite (Fig. 1.13, b). Comme les deux sous-réseaux diffèrent par le nombre des atomes ou la grandeur de leurs moments atomiques, les aimantations résultantes des sous-réseaux sont différentes. Macroscopiquement, on observe une aimantation spontanée égale à leur différence (Fig. 1.13, e). Ces matériaux sont dits ferrimagnétiques, et la magnétite en est un bon exemple. Il arrive que certains minéraux antiferromagnétiques ne possèdent pas un alignement parfait des spins antiparallèles ou possèdent un défaut cristallin, auxquels cas il en résulte un moment magnétique résiduel (Fig. 1.13, c et d). C'est le cas de l'hématite par exemple. De même que pour les minéraux ferromagnétiques, il existe une température critique pour laquelle ces minéraux perdent leur propriétés ferromagnétiques qui est dans ce cas appelée température de Néel.

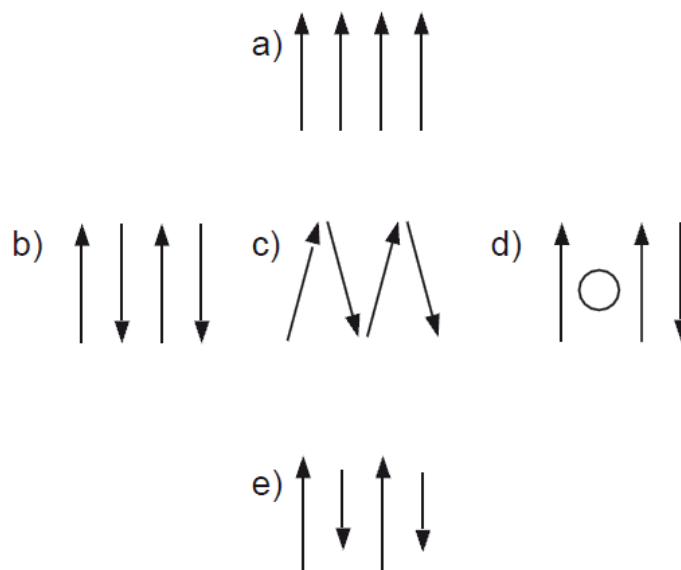


FIGURE 1.13 – Différents types d'alignement des spins dans les minéraux ferromagnétiques. a) Ferromagnétisme stricto sensu. b) Antiferromagnétisme. c) Spin-canted antiferromagnétisme. d) Défaut de spins dans l'antiferromagnétisme. e) Ferrimagnétisme.

Il existe beaucoup de matériaux ferromagnétiques, mais seuls quelques minéraux sont souvent retrouvés comme porteur de l'aimantation dans les roches, les sédiments ou les terres cuites. Intéressons nous maintenant aux propriétés de ces minéraux.

### 1.3.2 Structure et composition des principaux minéraux ferromagnétiques

#### Les oxydes de fer et de titane

Les minéraux magnétiques les plus abondants sont les oxydes de fer et de titane et peuvent en première approximation être représentés dans le diagramme  $FeO - Fe_2O_3 - TiO_2$  (Fig. 1.14). En réalité le fer et le titane ne sont pas les seuls métaux présents dans ces minéraux, mais en sont les éléments majeurs. Trois solutions solides sont identifiées (c'est à dire qu'il existe un continuum de composition chimique entre deux pôles) : magnétite-ulvöspinel (la série des titanomagnétites), hématite-ilménite (la série des titanohématites) et pseudobrookite-ferropseudobrookite.

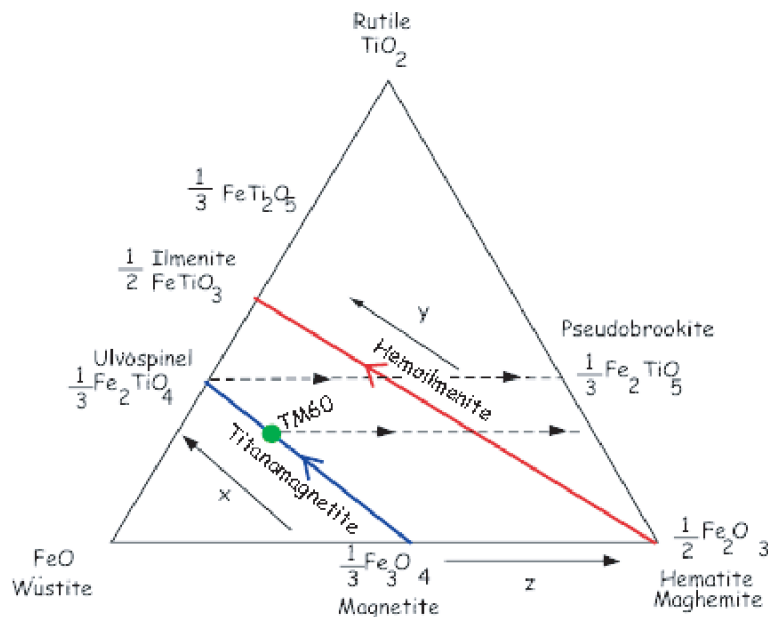


FIGURE 1.14 – Diagramme ternaire  $FeO - Fe_2O_3 - TiO_2$ . Le point  $TM60$  représente la composition moyenne d'une titanomagnétite. Les flèches en pointillées montrent les chemins d'oxydation. Les lignes en trait plein marquent les solutions solides (Modifié depuis O'Reilly (1984)).

**Les titanomagnétites ( $Fe_{(3-x)}Ti_xO_4$ ) :** La série de la magnétite-ulvöspinel est très importante puisque la plupart des minéraux magnétiques des roches lui appartiennent. Les principaux minéraux cristallisant dans les roches basaltiques sont les titanomagnétites dont le point  $TM60$  représente la composition moyenne (Fig. 1.14). Dans la magnétite,  $Fe_3O_4$  ( $x=0$ ), les atomes d'oxygène forment un réseau cubique face-centrée dans lequel les cations remplissent des sites octaédriques ou tétraédriques. Pour chaque maille élémentaire, il y a quatre sites tétraédriques (A) et huit sites octaédriques (B).

Les ions divalents occupent uniquement les sites octaédriques alors que les ions trivalents sont partagés entre les deux sites. La substitution des ions trivalents par  $Ti^{4+}$  entraîne de profondes modifications des propriétés magnétiques. Afin de maintenir l'équi-

### 1.3.2 Structure et composition des principaux minéraux ferromagnétiques

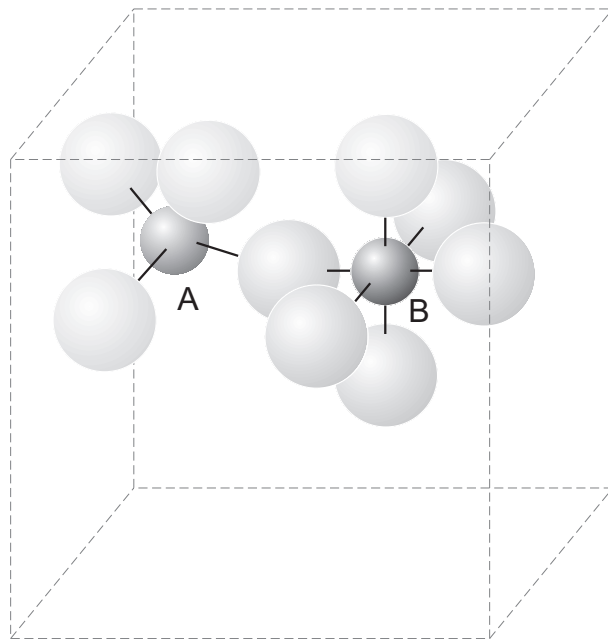


FIGURE 1.15 – *Coordinnence des cations Fe avec les anions O<sup>2-</sup> dans la magnétite. Les cations des sites A sont en coordinnence tétraédrique et les cations B en coordinnence octaédrique avec les anions. Les dimension de la maille élémentaire de la structure spinelle est définie par les lignes pointillées Butler (1992).*

libre des charges, un ion trivalent est converti en ion divalent. L'énergie magnétocristalline de la magnétite est très dépendante de la température. A 100 K, on note une forte diminution de l'aimantation et une augmentation de la susceptibilité magnétique. Cette transition est appelée transition de Verwey. Ti<sup>4+</sup> ne possède pas d'électron non apparié, ceci entraîne une diminution de l'aimantation à saturation ainsi qu'une diminution de la température de Curie avec  $x$  (Fig. 1.16). La température de Curie et l'aimantation à saturation diminuent lorsque la proportion de titane augmente dans le réseau cristallin. L'étude de ces paramètres permet donc de déterminer la composition moyenne des titano-magnétites pour un échantillon donné.

**La série Hématite-Ilménite ( $Fe_{(2-y)}Ti_yO_3$ ) :** L'hématite ( $Fe_2O_3$ ) est trouvée principalement dans les sédiments oxydés ou les poteries. L'hématite est antiferromagnétique avec une faible résultante ferromagnétique par "spin canted" ou par présence de défauts. La température pour laquelle disparaît l'aimantation (la température de Néel) est de 685°C. A -10°C, se produit la transition de Morin, identifiable par un saut de la susceptibilité magnétique. D'autre part ce minéral possède un champ coercitif et une aimantation à saturation très élevés. L'autre pôle de la séquence est l'ilménite possède une température de Néel de -233°C ; ce minéral est donc paramagnétique à température ambiante.

Durant l'histoire géologique de la roche, généralement, la composition des phases migrent vers la droite le long des traits en pointillés, l'hématite étant le stade ultime de

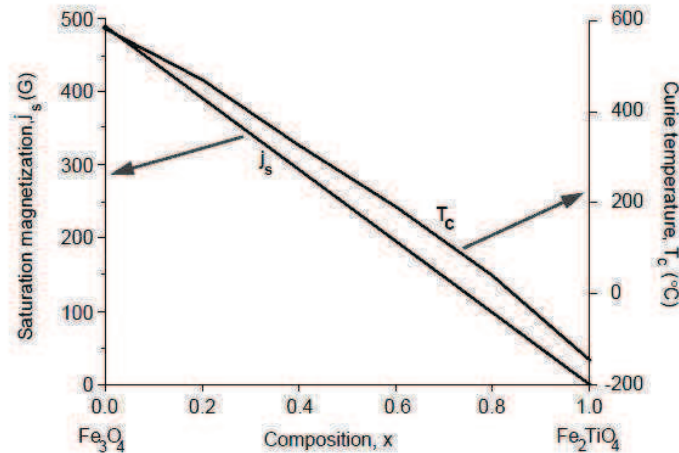


FIGURE 1.16 – Aimantation à saturation ( $J_s$ ) et température de Curie ( $T_c$ ) en fonction de la composition en titane ( $x$ ). Butler (1992).

TABLE 1.2 – Propriétés magnétiques de quelques minéraux communs : structure magnétique, température de Curie/Néel ( $T_C$ ), aimantation à saturation ( $J_s$ ) et coercivité maximale ( $H_c$ ), d'après Hunt et al. (1995).

Minéral	Composition chimique	Structure magnétique	$T_C$ (C°)	$J_s$ (A.m <sup>2</sup> /kg)	$H_c$ (T)
Oxydes					
Hématite	$\alpha - Fe_2O_3$	Antiferromagnétique	675	0.4	1.5-5
Maghémite	$\gamma - Fe_2O_3$	Ferrimagnétique	600	70-80	0.3
Ilménite	$FeTiO_3$	Antiferromagnétique	-233	0	-
Magnétite	$Fe_2O_3$	Ferrimagnétique	575-585	90-92	0.3
Sulfures					
Greigite	$Fe_3S_4$	Ferrimagnétique	?	50	?
Pyrrhotite	$Fe_7S_8$	Ferrimagnétique	320	20	0.5-1
Oxy-hydroxydes					
Goethite	$\alpha - FeOOH$	Antiferromagnétique	120	<1	>5
Métaux					
Fer	$Fe$	Ferromagnétique	720	218	< 10 <sup>-4</sup>

l'oxydation (Fig. 1.14). Classiquement, les titanomagnétites peuvent subir des oxydations à relativement hautes températures durant le refroidissement de la lave, entraînant la formation d'exsolution de baguettes d'ilménite et d'une magnétite résiduelle par conséquent enrichie en fer, la magnétite portant un treillis d'ilménite (Haggerty (1976), Fig. 1.17). Ce processus est fondamental dans les roches volcaniques, car à l'usage on remarque que les mesures de paléointensités de très bonne qualité technique sont effectuées sur des échantillons présentant de telles structures.

Quant à elle, l'ilménite peut également être oxydée en pseudobrockite. Les oxydations à basse température (ou maghématisation) des titanomagnétites produisent de la titanomaghémite (Haggerty, 1976). Les ions  $Fe^{2+}$  de la titanomagnétite migrent dans le réseau cristallin jusqu'à la surface où ils sont oxydés en  $Fe^{3+}$ . Ceci conduit à une diminution de volume qui se traduit par un craquèlement de la surface des minéraux



### 1.3.2 Structure et composition des principaux minéraux ferromagnétiques

(Fig. 1.17).

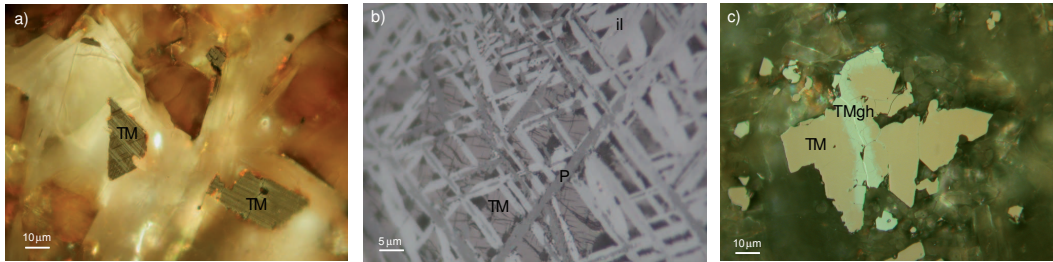


FIGURE 1.17 – Photos en microscopie optique en réflexion d'exsolution d'ilménite a) Grossissement  $x500$ , b) Grossissement  $x1000$  avec les nicols légèrement croisés. c) Maghémite. TM= Titanomagnétite, il= ilménite, P=pseudobrookite, Tmgh= Titanomaghémite.

#### Oxy-Hydroxydes de fer

Ce sont des minéraux communs des roches sédimentaires et des roches magmatiques ou métamorphiques altérées. Le plus fréquent est la goethite ( $\alpha\text{FeOOH}$ ), forme stable d'oxyde de fer dans les sols des régions humides, mais peut être aussi présente dans les calcaires suite à l'altération des pyrites ( $\text{FeS}_2$ ), des magnétites ou des carbonates de fer, ou à l'hydratation de l'hématite. C'est un minéral orthorhombique et antiferromagnétique, il possède néanmoins naturellement un faible ferromagnétisme. Compte tenu de ses origines, sa rémanence sera d'origine chimique. La goethite est caractérisée par une température de Curie d'environ  $120\text{ }^\circ\text{C}$  qui peut baisser considérablement si le minéral contient des impuretés, par une aimantation à saturation plus faible que celle de l'hématite, et par une forte coercivité comparable à celle de l'hématite. La déshydratation de la goethite entraîne la formation d'hématite. Cette déshydratation est un mécanisme important dans la formation des sédiments rouges où chaque minéral de goethite donne naissance à plusieurs micro-cristaux d'hématite. L'hématite formée à partir de la goethite est donc de très petite taille, en général superparamagnétique et ne porte pas de rémanence (Dunlop and Özdemir, 1997).

#### Les sulfures

Les sulfures ont une composition chimique générale  $\text{FeS}_{(1+x)}$ , où  $x$  est compris entre 0 et 1, les 2 pôles étant la pyrite ( $\text{FeS}_2$ ) et la troilite ( $\text{FeS}$ ), minéral rencontré uniquement dans les météorites. La pyrite ne porte aucun ferromagnétisme, elle est faiblement paramagnétique. Les sulfures de fer ferromagnétiques les plus communs rencontrés dans tous les types de roches sont la pyrrhotite et la greigite.

La pyrrhotite correspond en réalité un ensemble de minéraux décrits par la formule générale  $\text{FeS}_{(1+x)}$  avec  $0,10 \leq x \leq 0,14$ . La pyrrhotite monoclinique  $\text{Fe}_7\text{S}_8$  a une température de Curie de  $320\text{ }^\circ\text{C}$  (cf. Tab. 1.2). La pyrrhotite est instable aux hautes températures.

Durant la désaimantation thermique des roches, elle se transforme au dessus de 500 °C généralement en magnétite et à plus haute température en hématite, soit directement soit par oxydation de la magnétite (Dekkers, 1990). Si le champ ambiant lors de la chauffe n'est pas totalement nul, une aimantation chimique peut en résulter. Sa susceptibilité est forte, supérieure à celle de l'hématite.

La greigite ( $\text{Fe}_3\text{S}_4$ ) est un minéral courant dans les roches sédimentaires formées en milieu anoxique. Elle peut également être minéralisée par certaines bactéries (Fassbinder and Stanjek, 1994). Elle a la même structure cubique que la magnétite, est également ferrimagnétique, mais son aimantation à saturation est plus faible.

### 1.3.3 Origine de l'aimantation rémanente

Nous avons pu voir que les minéraux ferromagnétiques sont susceptibles d'enregistrer une aimantation. Le processus physique d'acquisition de cette aimantation est présenté ici. C'est ce processus qui permet de comprendre pourquoi nous faisons du paléomagnétisme et non de la "paléomagie". En effet, le paléomagnétisme et l'archéomagnétisme sont des disciplines qui s'appuient directement sur l'analyse de l'aimantation enregistrée par ces minéraux. Comment l'aimantation est-elle fixée dans la direction du champ ambiant ? Cette aimantation est-elle stable au cours du temps ?

#### L'énergie d'échange

L'aimantation rémanente provient d'une interaction forte entre deux spins voisins qui a lieu dans certains minéraux. Cette interaction, appelée aussi énergie d'échange  $E_e$ , est exprimée sous la forme :

$$E_e = -2J_e S_i S_j \quad (1.18)$$

où  $J_e$  est l'intégrale d'échange (dépendant de la structure cristalline) et  $S_i$  et  $S_j$  les spins des électrons. Ainsi selon le minéral considéré, l'énergie d'échange est maximale ou minimale selon que les spins sont antiparallèles ou parallèles. Lorsque la température augmente, le cristal se dilate et l'énergie d'échange devient plus faible. A partir d'une température caractéristique, la température de Curie ( $T_c$ ), l'énergie d'échange devient trop basse et le matériau devient paramagnétique. Si la température est suffisamment haute ( $T > T_c$ ), en présence d'un champ magnétique externe, les moments vont s'aligner avec le champ tout en conservant leur interaction mutuelle. Lors du refroidissement tous les moments sont alignés dans la direction du champ et lorsque la température devient inférieure à la température de Curie, l'énergie d'interaction entre les moments devient suffisamment grande pour bloquer l'aimantation dans cette direction.

### 1.3.3 Origine de l'aimantation rémanente

#### Les domaines magnétiques

Nous avons vu que certains minéraux peuvent acquérir une aimantation rémanente. Néanmoins, des minéraux fortement aimantés présentent une énergie qui devient rapidement conséquente. Le premier concept à introduire est celui de domaine magnétique. Les charges magnétiques sont distribuées à la surface de la particule. Pour une particule sphérique, un hémisphère a une charge positive et l'autre a une charge négative (Fig. 1.18,a). Une énergie est "stockée" dans cette distribution de charges en raison de la répulsion entre les charges adjacentes : c'est l'énergie magnétostatique. De telles particules sont appelées monodomaine.

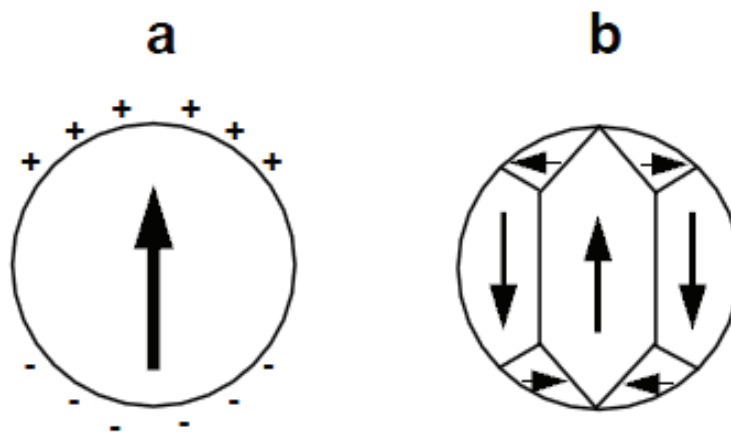


FIGURE 1.18 – a) Grain ferromagnétique aimanté uniformément. La direction de l'aimantation est indiquée par la flèche; à la surface les charges magnétiques sont indiquées par + et -. b) Matériau ferromagnétique subdivisé en domaines magnétiques. Les flèches indiquent l'aimantation de chaque domaine; les plans séparant chaque domaine sont appelés parois magnétiques.

La formation de domaines magnétiques (Fig. 1.18 b) diminue l'énergie magnétostatique parce que la surface couverte par les charges magnétiques est réduite et les charges de signe opposé sont contiguës plutôt que séparés. Chaque domaine a sa propre aimantation  $J_s$ , mais le grain entier possède une aimantation moyenne  $J \ll J_s$ .

C'est Pierre Weiss qui, au début du XX<sup>ème</sup> siècle, fit la première hypothèse quant à l'existence de tels domaines. Il stipula l'existence d'un champ moléculaire et l'existence de domaines sans pouvoir en expliquer l'origine. Par la suite, Heisenberg permit d'expliquer le champ moléculaire en terme d'énergie d'échange (1926), puis Landau et Lifshitz (1935) démontrèrent l'origine des domaines magnétiques (Fig. 1.19).

Les domaines correspondent à des zones d'aimantation uniforme, séparés les uns des autres par des zones de changement d'orientation des spins, les parois magnétiques. La forme et le nombre des domaines dépendent à la fois de la taille du minéral et de sa forme. L'aimantation à saturation influe également sur le nombre de domaine (plus  $J_s$  est faible, plus l'énergie magnétostatique est faible et plus le nombre de domaine est faible). Pour

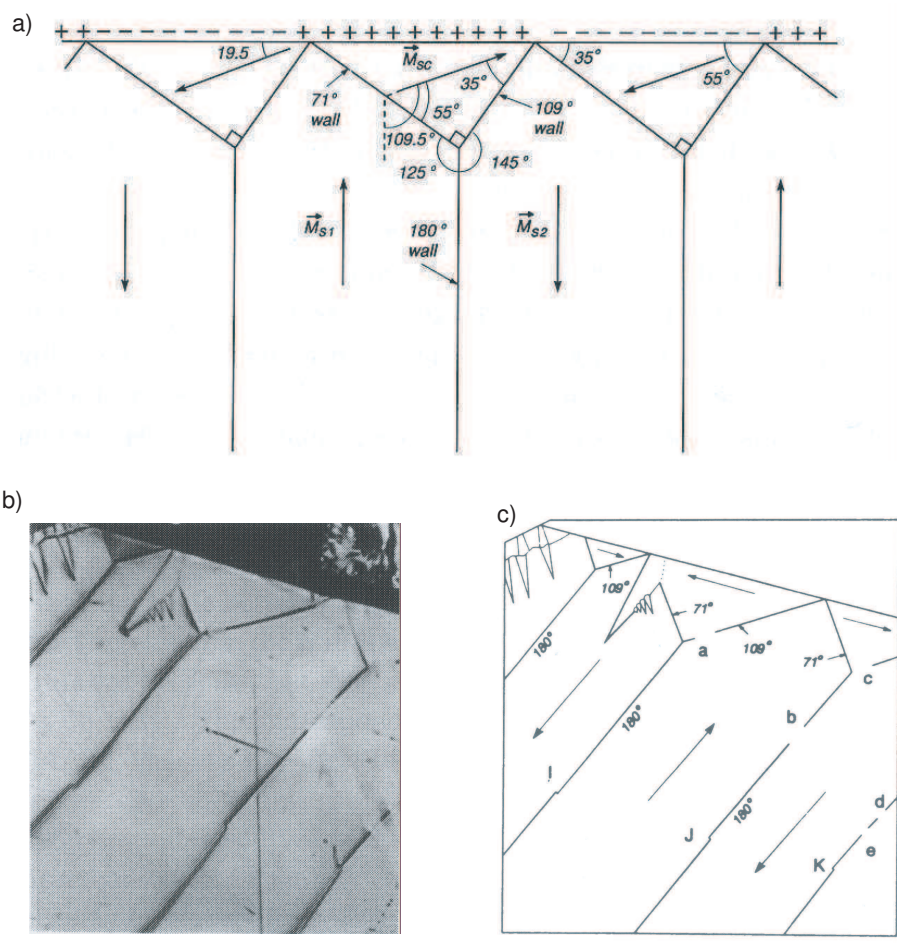


FIGURE 1.19 – a) Prédictions théoriques. b) Observation en lame mince polie. c) Interprétation (Dunlop and Özdemir, 1997).

comprendre les énergies en jeu lors de l'acquisition de la rémanence, considérons une particule magnétique possédant une aimantation  $\mathbf{J}$ . Soit  $\theta$  l'angle entre  $\mathbf{J}$  et l'axe de facile aimantation  $\mathbf{I}$ . Si aucun champ magnétique extérieur ou magnétostatique n'est appliqué, le moment magnétique de la particule est aligné le long de l'axe  $\mathbf{I}$ . Mais sous l'influence d'un champ magnétique extérieur  $\mathbf{H}$  formant un angle  $\psi$  avec l'axe de facile aimantation, le moment magnétique est dévié de sa position initiale et forme un angle  $\theta$  avec  $\mathbf{I}$  (cf. fig. 1.3).

L'énergie totale  $E_0$  du grain (eq. (1.19)) est la somme de l'énergie d'anisotropie  $E_{an}$  et de l'énergie d'interaction  $E_{int}$  définies respectivement par :  $E_{an} = -K \cos^2(\theta)$  (anisotropie uniaxiale) et  $E_{int} = -\mathbf{J}_s \cdot \mathbf{H}$ . L'énergie d'interaction est minimale lorsque le moment magnétique de la particule est aligné avec le champ  $\mathbf{H}$ .

$$E_0 = -\cos^2(\theta) - H \cos(\theta - \phi), \quad (1.19)$$

où  $H$  est une variable sans dimension. La position d'équilibre  $\theta_0$  du moment magnétique correspond au minimum de  $E_0$ . Cette position est déterminée en résolvant l'équation

### 1.3.3 Origine de l'aimantation rémanente

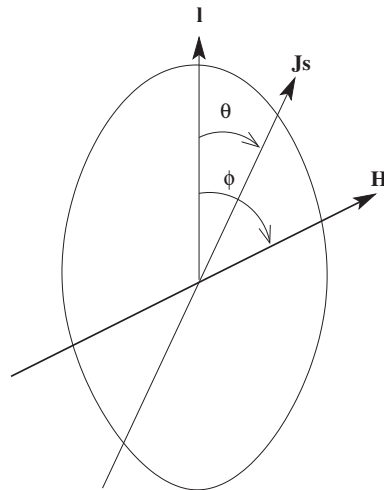


FIGURE 1.20 – Grain monodomaine possédant une aimantation **J**.  $\theta$  est l'angle entre **J** et l'axe de facile aimantation **l**. Le champ magnétique externe **H** fait un angle  $\psi$  avec **l**.

(1.20).

$$\frac{\partial E_0}{\partial \theta} = \sin(2\theta) - H \sin(\theta - \phi) = 0 \quad (1.20)$$

Ainsi, statistiquement, un ensemble de particules monodomaines (on peut faire le même raisonnement pour un ensemble de particules polydomaines) est susceptible d'enregistrer la direction du champ magnétique terrestre. Mais à quel point cet enregistrement est-il stable au cours du temps ?

#### Temps de relaxation et minéraux superparamagnétiques

Les effets des champs magnétiques sur la rotation de  $J_s$  dans les particules monodomaines ont été considérés en premier lieu par le physicien français et Prix Nobel (1970) Louis Néel, qui formalisa cette approche au milieu des années 50. L'activation thermique peut aussi conduire à la rotation de  $J_s$  en permettant le saut des barrières d'énergie. La relaxation magnétique, qui prend effet pour un assemblage de grains monodomaines présentant une aimantation rémanente montre à quel point l'activation thermique peut être importante. Lorsque l'énergie thermique est suffisante pour vaincre la barrière énergétique et mener à un renversement du moment magnétique, l'aimantation rémanente est détruite. Cette barrière peut avoir plusieurs origines : magnétocristalline, magnétoélastique ou de forme. Elles sont toutes proportionnelles au volume du grain  $V$ . Quand l'énergie de ces barrières est grande devant l'énergie thermique, l'aimantation est 'bloquée' et la probabilité d'un renversement spontané du moment magnétique est très faible. Pour une température donnée, le volume pour lequel une particule passe d'un état bloqué à un état débloqué est appelé volume de blocage  $V_b$ . Néel (1949) a développé la théorie sur le blocage des grains monodomaines. Considérons un ensemble de particules alignées avec  $H_0$ , un champ faible appliqué (facilite le problème d'un point de vue mathématique

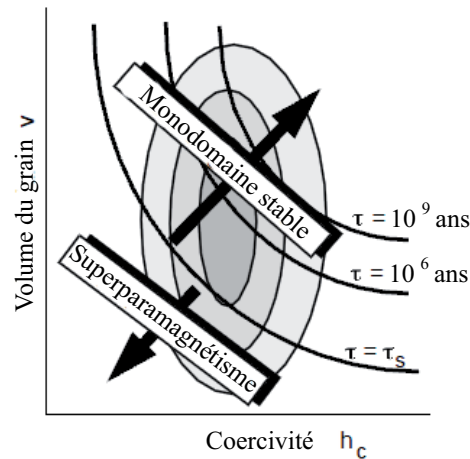


FIGURE 1.21 – Temps de relaxation de grains monodomaine en fonction de leur volume  $v$  et de leur coercivité  $h_c$ . Les lignes d'égal temps de relaxation sont des lignes d'isoénergie de blocage ; Les grains superparamagnétiques ont un  $\tau < \tau_s$  ; les grains stables monodomaines ont  $\tau > \tau_s$  ; les contours représentent la population monodomaine.

mais ne le limite pas). L'augmentation de température favorise l'augmentation de l'énergie thermique et donc la relaxation vers l'état désaimanté en permettant le renversement des moments magnétiques. Cependant, la relaxation ne devient réellement effective que lorsque l'énergie thermique devient comparable à l'énergie des barrières citées précédemment. L'évolution de l'aimantation au cours du temps est donnée par :

$$J(t) = J_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (1.21)$$

où  $J_0$  est l'aimantation initiale,  $t$  le temps et  $\tau$  le temps caractéristique de relaxation pour lequel  $J(t) = J_0/e$ .  $\tau$  est défini par l'expression suivante :

$$\tau = \frac{1}{C} \exp\left(\frac{V J_s H_c}{2kT}\right), \quad (1.22)$$

où  $C$  est un facteur de fréquence ( $\approx 10^{-9}$ ),  $kT$  est l'énergie thermique et  $V J_s H_c$  représente la barrière énergétique bloquant  $J_s$  (énergie de blocage). Ainsi le temps de relaxation est directement dépendent du rapport entre l'énergie de blocage et l'énergie thermique. Lors du refroidissement d'une lave ou d'une céramique, l'énergie thermique diminue et devient très faible devant la barrière énergétique : le temps de relaxation devient très grand et l'aimantation se trouve bloquée (Fig. 1.22).

Lorsque  $\tau$  est très court relativement au temps d'observation  $\tau_s$  ( $\tau_s=100$  s), le moment magnétique s'équilibre très rapidement en changeant d'orientation avec le champ magnétique ambiant, on parle dans ce cas de superparamagnétisme (SP). Les minéraux SP sont détectables par leur dépendance de fréquence lors de la mesure de susceptibilité. Inversement, quand  $\tau$  est bien supérieur au temps d'observation, le moment magnétique est dit bloqué (cas d'un grain monodomaine), et il peut prendre plusieurs millions ou milliards d'années avant d'atteindre l'équilibre magnétique (Fig. 1.21).

### 1.3.3 Origine de l'aimantation rémanente

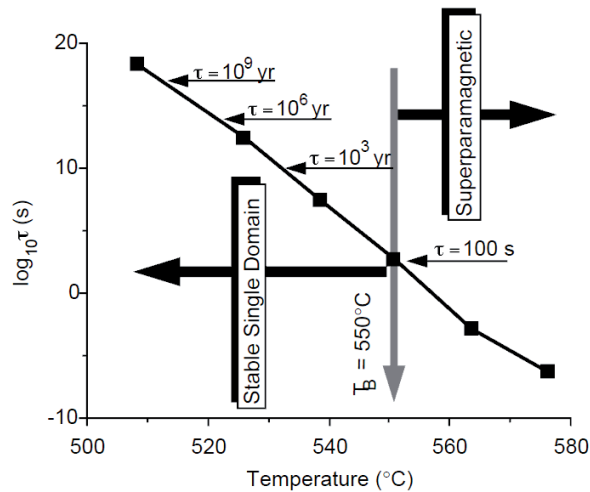


FIGURE 1.22 – Évolution du temps de relaxation  $\tau$  en fonction de la température pour une magnétite monodomaine. L'aimantation est stable lorsque la température est inférieure à la température blocage  $T_B$  ( $\tau_s < 100$  s). Inversement, si  $T < T_B$  l'aimantation n'est pas stable (domaine du superparamagnétisme) (Butler, 1992).

TABLE 1.3 – Transition de structure expérimentale et théorique superparamagnétique/Monodomaine et Monodomaine/Multidomaine à 20°C, d'après Dunlop (1981).

Minéral	limite SP( $\mu\text{m}$ )	limite SD( $\mu\text{m}$ )
Fer	<0.008	0.023
Magnétite	0.025-0.030	0.05-0.06
Titanomagnétite ( $\chi=0.5-0.5$ )	0.08	0.2
Hématite	0.025-0.030	15

La température pour laquelle  $\tau$  est de l'ordre de  $10^2 - 10^3$  est appelée température de blocage  $T_b$ . A cette température, une population de grains est en équilibre avec le champ appliqué et un refroidissement ultérieur augmente le temps de relaxation ; l'aimantation est bloquée, la roche acquiert une rémanence thermique.

Dans le cas où la particule est soumise à un champ magnétique externe, la barrière énergétique à 'sauter' pour passer de la direction de facile aimantation à la direction du champ magnétique est plus faible :

$$\tau = \frac{1}{C} \exp \left[ \frac{Kv}{kT} \left( 1 - \frac{H}{H_c} \right)^2 \right] \quad (1.23)$$

où  $H$  est le champ appliqué et  $H_c$  est le champ coercitif (champ requis pour dépasser l'énergie d'anisotropie). Le principe d'acquisition et de stabilité d'une aimantation réside donc dans la capacité des grains magnétiques à conserver leur aimantation au cours du temps, ce qui dépend directement de la nature de ces grains, de leur taille et du temps. Il existe plusieurs processus d'acquisition d'une aimantation.



### 1.3.4 Les différents types de rémanence magnétique

L'aimantation rémanente naturelle (ARN) est l'aimantation rémanente portée par un échantillon avant traitement en laboratoire. L'ARN dépend du champ géomagnétique et des processus géologiques au cours de la formation de la roche et pendant l'histoire de la roche. L'ARN est généralement composée de plus d'une composante, ayant parfois des modalités d'acquisition différentes.

#### L'aimantation rémanente visqueuse (ARV)

Lorsqu'un matériau possédant un moment magnétique rémanent est placé dans un champ magnétique, il résulte une énergie magnétique qui est minimale lorsque le moment magnétique est aligné avec le champ. Ainsi, si l'on prend l'exemple d'un basalte aimanté avec une polarité inverse, une composante visqueuse normale due au champ magnétique actuelle va se développer, avec une direction opposée à celle de la composante primaire.

#### L'aimantation thermo-rémanente (ATR)

Ce processus repose sur les propriétés des minéraux ferromagnétiques à fossiliser le champ ambiant. Lors du refroidissement d'une lave par exemple, à haute température, tous les moments sont débloqués car la température est supérieure à la température de Curie. Les moments s'alignent donc avec le champ terrestre et lorsque la température devient inférieure à la température de Curie, l'énergie d'interaction entre les moments devient suffisamment grande pour bloquer l'aimantation dans la direction du champ terrestre. C'est également le processus d'acquisition de l'aimantation par les terres cuites.

#### L'aimantation rémanente chimique (ARC)

Certains minéraux, après leur formation, sont enclins à disparaître car ils sont hors équilibre avec leur environnement. Ainsi ils se déstabilisent par altération dans de nombreuses situations (hydrothermalisme, oxydation...), et donnent naissance à de nouveaux minéraux. Si ces derniers sont ferromagnétiques alors ils sont susceptibles d'enregistrer le champ magnétique présent lors de la transformation chimique (qu'on ne peut souvent pas dater dans la plupart des cas). Si la transformation est tardive, ce champ peut être différent de celui enregistré lors de la formation initiale de la roche et donc être à l'origine d'une aimantation secondaire.

#### L'aimantation rémanente détritique (ARD)

L'aimantation acquise par les roches sédimentaires provient d'un processus totalement différent de celui qui se produit pour les roches ignées ou les terres cuites. Les grains détritiques sont des particules déjà aimantées qui s'alignent avec le champ magnétique lors de leur sédimentation par une action purement mécanique (Fig. 1.23).

### 1.3.4 Les différents types de rémanence magnétique

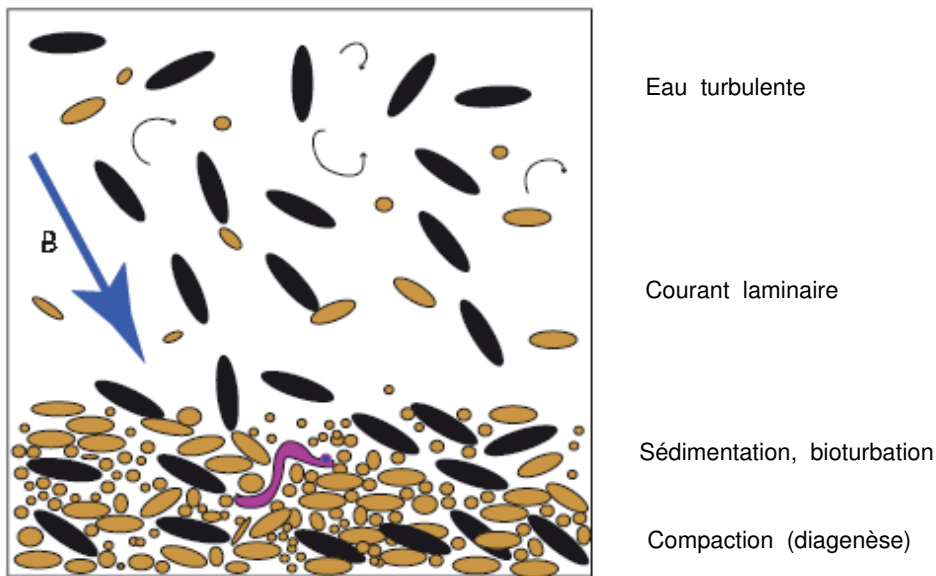


FIGURE 1.23 – Schéma illustrant l'acquisition d'une aimantation de type détritique lors de la sédimentation de particules magnétiques. Les minéraux magnétiques orientent leur moment magnétique moyen le long des lignes de champ (d'après Tauxe (2008)).

#### L'aimantation rémanente isotherme (ARI)

Si une particule est exposée à un champ magnétique dont l'intensité est supérieure à son champ coercitif, alors son moment magnétique s'alignera le plus favorablement possible par rapport à la direction du nouveau champ imposé. La plupart du temps cette aimantation est acquise en laboratoire par le biais d'un électro-aimant. C'est le type d'aimantation utilisée pour obtenir les cycles d'hystérésis. Néanmoins, ce phénomène peut se produire naturellement par exemple lorsque la foudre touche une roche. L'intensité du champ magnétique lié à la foudre est bien supérieure au champ coercitif des minéraux magnétiques, ce qui entraîne leur réaimantation. Celle-ci est d'une intensité bien supérieure à celle engendrée par le champ magnétique terrestre. Ce phénomène peut être mis en évidence en approchant la boussole dont l'aiguille est fortement déviée devant de tels objets.

#### L'aimantation rémanente anhystérétique (ARA)

Ce type d'aimantation est uniquement artificielle. S'il existe un champ externe constant  $\mathbf{H}_0$  lors d'une désaimantation par champ alternatif (par exemple si le champ magnétique terrestre n'est pas totalement éliminé), la symétrie est rompue et la désaimantation n'est plus symétrique. Cette rémanence est acquise selon la direction de  $\mathbf{H}_0$ . Néanmoins, ce type d'aimantation est souvent sciemment utilisé dans la mesure où il représente un très bon analogue de l'aimantation thermo-rémanente. En effet, le champ alternatif joue le rôle d'un agent aléatoire qui correspond à celui de l'agitation thermique dans le cas

de l'ATR. L'avantage d'utiliser une ARA plutôt qu'une ATR est d'éviter les étapes de chauffe et par conséquent de limiter fortement une altération de la roche.

Suite à cette introduction, nous avons toutes les clés pour décrire les différents problèmes que je me suis posés au cours de cette thèse. L'un des premiers points auxquels je me suis heurté concerne la variation séculaire du champ magnétique au cours des derniers millénaires. Comment retracer ces fluctuations ? Les données obtenues sont-elles fiables ? Est-il possible de modéliser la variation à l'échelle régionale ou globale ? Une discipline clé pour répondre à l'ensemble de ces questions est l'archéomagnétisme.