

CHAPITRE I

INTRODUCTION : OUTILS MAGNÉTIQUES

Dans ce chapitre seront présentées toutes les bases nécessaires à la bonne compréhension de l'étude des fabriques magnétiques et des données paléomagnétiques dans un domaine structural complexe développée plus loin. Nous nous intéresserons d'abord aux origines des aimantations induites et rémanentes, à leurs propriétés caractéristiques, avant de décrire les outils basés sur ces propriétés, à savoir les techniques de détermination de la minéralogie magnétique, l'anisotropie de susceptibilité magnétique (ASM) basée sur l'aimantation induite des roches, l'anisotropie d'aimantation rémanente anhystérétique (AARA) basée sur l'aimantation rémanente acquise en laboratoire et le paléomagnétisme, aimantation rémanente naturelle. Mais avant tout, il est nécessaire de définir les concepts d'aimantation induite et d'aimantation rémanente.

Introduction

Lorsque l'on applique un champ magnétique H ($A.m^{-1}$) sur un matériau, celui-ci acquiert une aimantation induite J ($A.m^{-1}$) proportionnelle au champ appliqué. Le facteur de proportionnalité k est appelé susceptibilité magnétique et est sans dimension :

$$J = k.H$$

Tout corps présente une certaine susceptibilité. En effet, sous l'effet d'un champ, les électrons vont entrer en précession, créant ainsi une aimantation magnétique proportionnelle au champ appliqué, dans la même direction mais de sens inverse. Ce phénomène s'appelle le **dia-magnétisme**.

Les valeurs de susceptibilité des éléments diamagnétiques étant très faibles et négatives, ce signal est très facilement masqué par les éléments ayant des susceptibilités plus fortes et positives. C'est le cas de tous atomes ou molécules comprenant des électrons non appariés. Leur spin¹ n'est jamais compensé, et, sous l'effet d'un champ, ils vont s'orienter dans la direction et le sens de celui-ci, indépendamment du phénomène diamagnétique. Ceci est le **para-magnétisme** et n'existe que pour les corps contenant des éléments de transition (Mn, Fe, Co, Ni, Cu), dont la couche électronique 3d est incomplète, des lanthanides (assez répandus dans les roches magmatiques) ou Fe, Fe²⁺, Fe³⁺.

Si, par ailleurs, ces éléments de transitions sont compris dans des minéraux à structure cristalline compacte, les spins libres vont conserver l'orientation acquise par un phénomène de couplage entre les atomes adjacents. Ces corps, dits **ferromagnétiques**, seront donc capables, même en l'absence d'un champ appliqué, de posséder une aimantation spontanée dite rémanente, phénomène qui est à la base du **paléomagnétisme**. Leur susceptibilité est forte. Leur aimantation croît avec le champ appliqué et à partir d'un certain champ il y aura saturation et l'aimantation, J_s , n'augmentera plus (Fig. I-1). L'évolution de l'aimantation avec le champ appliqué est appelée cycle d'hystérésis.

¹ Le spin d'un électron peut être décrit comme le moment angulaire associé à la rotation de la particule chargée. Celui-ci est dit soit vers le haut soit vers le bas selon le sens de rotation de l'électron. La rotation de l'électron engendre un micro champ électrique et donc un moment magnétique (Aharoni, 1996). Sur chaque couche électronique d'un atome vont se placer deux atomes qui, selon le principe d'exclusion de Pauli, auront des spins opposés et se compensent.

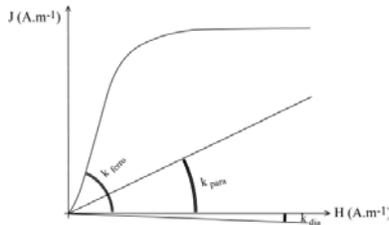


Figure I-1 : Comportement, à température constante, de l'aimantation induite J en fonction du champ appliqué H pour les corps dia-, para- et ferro-magnétiques.

Ces propriétés magnétiques des minéraux nous permettent d'introduire les deux outils magnétiques principaux^o:

- Le paléomagnétisme qui est l'étude de l'aimantation naturelle qu'une roche a pu acquérir au cours de son histoire géologique.
- Les anisotropies magnétiques qui reflètent la capacité d'un échantillon, donc d'un assemblage de minéraux, à montrer une aimantation plus ou moins importante selon les directions de l'espace dans lesquelles le champ va être appliqué.

Vont être présentés tout d'abord le comportement magnétique des minéraux, l'origine des aimantations rémanente et induite à l'échelle du minéral ainsi que les méthodes d'identification des différents minéraux grâce à leurs propriétés magnétiques intrinsèques.

Seront abordés ensuite le paléomagnétisme et les anisotropies magnétiques.

I. LE COMPORTEMENT MAGNÉTIQUES DES MINÉRAUX

A. L'aimantation rémanente

1. L'enregistrement à l'échelle atomique

Une roche, sous l'action d'un champ, va acquérir une aimantation. Lorsque l'aimantation persiste en absence de champ, on dit qu'elle est rémanente. L'aimantation est un phénomène d'ordre sous l'action d'un champ. L'aimantation rémanente est un phénomène d'ordre auto-entretenu.

Ce phénomène d'aimantation rémanente apparaît dans des minéraux où il existe un certain couplage entre les atomes adjacents. Les spins de leurs électrons non appariés vont s'orienter dans la direction du champ appliqué, puis, après disparition du champ, ils vont conserver cette orientation par couplage entre les atomes adjacents soit parallèlement, soit anti-parallèlement selon la structure cristallographique et l'élément de transition impliqué (minéral ferro-, ferri- ou antiferro-magnétique, Fig. I-2). Ce phénomène de couplage est expliqué par le principe de mécanique quantique de Pauli (voir Kittel, 1969 pour plus de détails). Ces minéraux sont alors dits ferromagnétiques (au sens large).

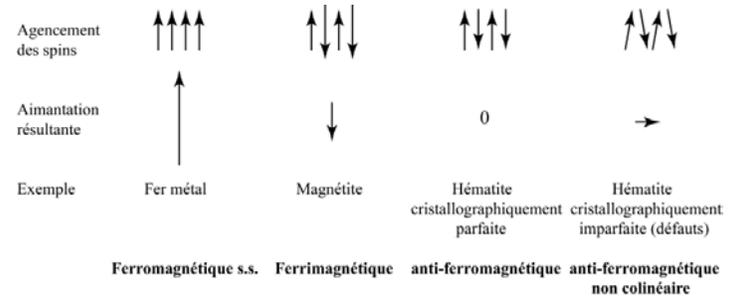


Figure I-2 : Les minéraux ferromagnétiques au sens large ont, suivant le minéral, un agencement des spins différent. L'orientation des spins est ici représentée par des flèches. Selon cet agencement, l'aimantation rémanente résultante sera plus ou moins importante. Les minéraux «ferromagnétiques» les plus importants, sont en fait ferrimagnétiques.

2. L'enregistrement de l'aimantation à l'échelle du grain

2.1 Structure de l'aimantation

Dans un grain ferromagnétique (au sens large) aimanté, chacun des éléments responsables de l'aimantation possède alors un moment magnétique et va se comporter comme un dipôle. Les charges magnétiques des atomes adjacents vont se compenser à l'intérieur du grain, mais vont créer une certaine densité de charges à sa surface. La distribution des charges et leur répulsion sont à l'origine de l'énergie magnétostatique E_m . Cette énergie est d'autant plus grande que

l'aimantation est élevée. Par ailleurs, de cette présence de charges de surface, naît un champ à l'extérieur du grain. Pour un grain de magnétite uniformément aimanté, ce champ correspond à celui d'un dipôle. En plus de ce champ externe, est également créé un champ interne qui s'oppose à l'aimantation du grain et qui est pour cela appelé champ démagnétisant noté H_d (Fig. 1-3)

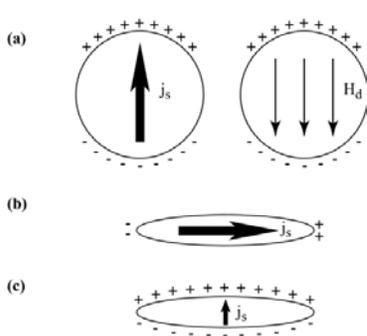


Fig 1-3: Distribution de charges magnétiques + et - à la surface d'un grain, liée à la direction de l'aimantation à saturation, j_s , représentée par une flèche (d'après Butler, 1992). Dans le cas d'un grain sphérique (a) d'aimantation homogène, les charges opposées sont réparties chacune sur un hémisphère, et le champ démagnétisant interne H_d est homogène. Dans le cas d'un grain allongé d'aimantation homogène (b et c), on peut constater qu'il y a moins de charges créées par une aimantation dirigée dans l'axe d'allongement du grain que par une aimantation perpendiculaire à celui-ci. Ainsi on peut constater que dans le cas (b) les charges ne sont présentes qu'aux extrémités du grain. Par conséquent l'énergie magnétostatique E_m et le champ démagnétisant interne H_d seront plus faibles que dans le cas (c).

Chaque grain tend à minimiser son énergie totale, dont l'énergie magnétostatique est une partie. Pour cela, l'aimantation sera privilégiée dans la direction de l'allongement du grain, ce qui permet de minimiser la quantité de charges en surface. Cette direction est la direction de facile aimantation.

Pour encore minimiser cette énergie totale, la structure de l'aimantation peut changer, le cristal va être divisé en domaines dans lesquels l'aimantation sera l'aimantation à saturation, mais la direction de cette aimantation pourra varier de l'un à l'autre. Ces domaines sont séparés par des murs d'une certaine épaisseur. A l'intérieur de ces murs, ou parois de Bloch, l'orientation des spins des éléments contigus passe progressivement de la direction de l'aimantation d'un domaine à la direction de l'aimantation de son voisin (Fig. 1-4). On peut voir ci-dessous la rotation progressive des spins entre deux domaines dont l'aimantation est à 180° l'un de l'autre.

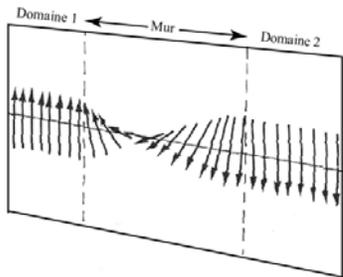


Fig 1-4 : Rotation progressive des spins à l'intérieur d'un mur entre deux domaines d'aimantation à 180° l'une de l'autre (d'après Thompson & Oldfield, 1986)

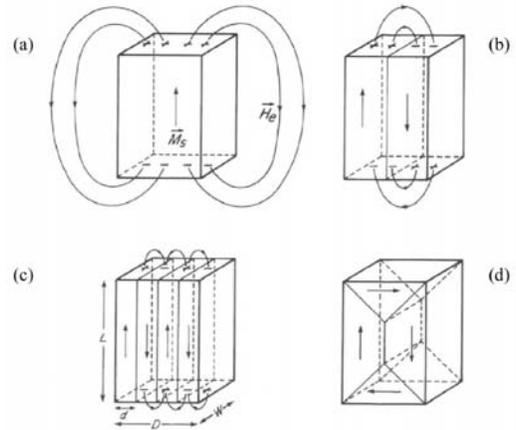


Figure 1-5 : Différentes structures de domaines possibles pour un même grain, d'après Dunlop and Özdemir, 1997. La direction de l'aimantation est indiquée par une flèche, les charges magnétiques à la surfaces sont représentées par des + et des - .
 (a) Le grain est monodomaine, les charges + et - sont séparées à chacune de ses extrémités, auxquelles sont associés une forte énergie magnétostatique (ou démagnétisante) et un champ externe H_e prenant la forme d'une large boucle à l'extérieur du grain.
 (b) Le grain possède 2 domaines. La densité des charges est la même aux extrémités du grain que dans le cas (a), mais les domaines sont plus longs et étroits, des charges de signes opposés sont proches. Le champ démagnétisant résultant est à peu près deux fois plus faible que pour (a).
 (c) Le grain possède 4 domaines aplatis avec un faible champ démagnétisant et un champ externe très court. L'énergie magnétostatique a encore diminué par rapport à (b) mais l'énergie de mur a triplé.
 (d) Le grain possède également 4 domaines. La formation de domaines de clôture permettent de ne plus avoir de charges en surface, et donc plus de champ externe. L'énergie magnétostatique est encore plus faible que (c) ainsi que l'énergie de mur. Cette configuration théorique est la plus économe en énergie. Toutefois, l'aimantation des domaines de clôture n'est pas dans la direction de facile aimantation et donne naissance à une énergie magnétoélastique. Les dimensions de ces domaines sont donc aussi petites que possible.

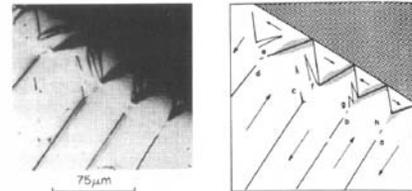


Figure 1-6 : Image d'un cristal de magnétite dans le plan $\{110\}$ d'après Özdemir *et al.*, 1995. Les domaines principaux possèdent des murs perpendiculaires à la surface $\{111\}$ du grain. La direction d'aimantation des domaines de clôture est parallèle à la surface du grain.

Bien entendu, à la formation de ce mur est liée une certaine énergie, et il n'y aura séparation du grain en plusieurs domaines que si l'énergie liée à la présence des murs est inférieure au gain d'énergie liée à la nouvelle répartition des charges en surface grâce à la division en domaines.

Les grains possédant plusieurs domaines, ou **polydomaines** (MD pour multi domains en anglais), ont une forte aimantation à l'intérieur de chacun des domaines, mais ont, pour l'ensemble des domaines du grain, une aimantation faible en l'absence de champ. Les gros grains ferromagnétiques ($d > 15 \mu\text{m}$) au sens large sont divisés en plusieurs domaines. Le nombre de domaines décroît avec la taille des grains jusqu'à ce qu'il ne soit plus énergétiquement économique de créer des murs. Les petits grains ($d < 0,1 \mu\text{m}$) seront donc **monodomaines** (SD pour single domain en anglais). Les grains intermédiaires ($10-15 \mu\text{m}$) comprendront 2 domaines et seront dits pseudomonodomaines (PSD) (Stacey, 1962) à cause de leur comportement. Celui-ci n'est pas encore bien compris, mais est admis sur la base de données expérimentales.

L'existence de ces domaines avait été prédite dès 1907 par Weiss et leur géométrie dès 1935 par Landau et Lifschitz par calcul de minimisation d'énergie. La figure I-5 illustre les différentes structurations possibles de l'aimantation pour un même grain. Les observations ensuite effectuées de ces domaines (un exemple est présenté à la figure I-6) ont confirmé tout à fait leurs travaux.

2.2. Origine de la rémanence

On peut se demander ici comment, dans ces conditions, il est possible d'avoir une aimantation rémanente à partir de grains polydomaines. Effectivement, dans des minéraux cristallographiquement parfaits, il n'existe aucune aimantation rémanente. Il existe simplement une aimantation induite par un champ qui permet le mouvement des murs et ainsi l'accroissement des domaines dont l'aimantation est la plus voisine, en direction et en sens, du champ appliqué. Dans le cas d'un champ très fort l'aimantation arrive à saturation en se tournant dans la direction du champ.

L'aimantation rémanente résulte de la présence d'impuretés dans les cristaux (dislocations, impuretés chimiques, vacances, cavités ou inclusions) qui se comportent comme des barrières énergétiques à la mobilité des domaines. L'application d'un champ fournit l'énergie nécessaire pour que les murs passent les impuretés, mais le phénomène n'est pas réversible et le cristal est incapable de retrouver son niveau d'énergie minimum (Fig. I-7).

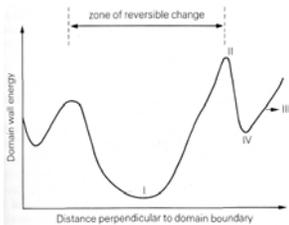


Figure I-7: Énergie du mur en fonction de sa position dans une coupe perpendiculaire à celui-ci. L'énergie du mur séparant les domaines dépend de l'interaction du mur avec les défauts locaux du cristal. En (I) la paroi est stable, à son énergie minimale. L'application d'un champ peut mener la paroi en (II), position instable. Puis celle-ci va tomber dans le creux d'énergie (IV) où il restera coincé si le champ diminue (d'après Thompson & Oldfield, 1986).

La rémanence des monodomaines est totalement différente. Elle est beaucoup plus forte et beaucoup plus stable que celle des polydomaines, mais surtout, elle ne peut avoir que deux géométries possibles. Elle est dans l'axe d'allongement du grain, axe de facile aimantation, dans un sens ou dans l'autre. Dans le cas de grains sphériques, l'axe de facile aimantation suivra des directions cristallographiques privilégiées. L'application d'un champ suffisant peut tourner le vecteur aimantation dans le sens le plus satisfaisant.

2.3. Variation de la rémanence avec la taille de grains

La variation de la rémanence avec la taille des grains a été documentée pour les grains de magnétite, et essentiellement pour les aimantations thermorémanentes (TRM), c'est-à-dire acquises par élévation de la température et refroidissement sous champ. Toutefois, les résultats obtenus peuvent être généralisés pour d'autres types d'aimantation rémanente comme l'aimantation rémanente chimique, acquise par cristallisation des grains sous champ (Dunlop & Özdemir, 1997).

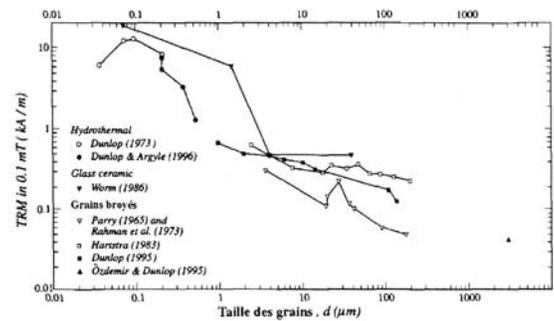


Figure I-8 : Compilation de données expérimentales montrant la variation de l'aimantation thermorémanente naturelle avec la taille des grains de magnétite. La dépendance est élevée pour les grains inférieurs à $10 \mu\text{m}$. Pour les grains de taille supérieure à $10 \mu\text{m}$, la dépendance est plus ou moins forte selon l'expérience (tiré de Dunlop & Xu, 1993)

A partir de mesures effectuées sur des magnétites broyées dont la taille était contrôlée, Hartstra (1983) a proposé que, pour des grains de magnétite supérieurs à $10 \mu\text{m}$, la rémanence varie peu avec la taille des grains (Fig. I-8). D'autres études expérimentales montrent que la rémanence diminue encore nettement avec la taille des grains au delà de $10 \mu\text{m}$ (Parry, 1965 ; Rahman et al., 1973 ; Dunlop, 1995). Les expériences s'accordent cependant sur le fait que cette diminution est moins rapide que dans la gamme des grains les plus petits (Dunlop et Xu, 1993).

3. Les paramètres d'étude de l'aimantation rémanente

Une fois une aimantation rémanente acquise, soit naturellement, soit en laboratoire, cette aimantation peut être modifiée par l'action de 3 éléments : le temps, la température, et le champ magnétique. Nous allons voir l'effet de ceux-ci sur l'aimantation avant de synthétiser l'ensemble grâce au diagramme de Néel.

3.1. Effet du temps (t)

Le temps apparaît comme une variable importante que ce soit en laboratoire ou, à des échelles beaucoup plus importantes, dans le milieu naturel au cours de l'histoire géologique de la roche.

Si l'on considère des grains mono-domaines identiques, sans interactions entre eux, aimantés dans une même

direction puis coupés du champ (on est donc ici dans la même situation que celle exposée au point 3 de la figure I-18), au cours du temps, l'agitation thermique à une température donnée pourra retourner l'aimantation d'un ou plusieurs grains. A l'instant $t=0$, qui est le moment où le champ disparaît, l'aimantation rémanente initiale J_0 dépend du nombre de grains N , de leur volume V et de leur aimantation spécifique J . A un instant t quelconque, pour une température donnée,

$$J_r(t) = J_0 \exp(-t/\tau) + J_{eq}(1 - \exp(-t/\tau))$$

où τ est la constante de temps ou temps de relaxation, et J_{eq} est l'aimantation à l'équilibre pour une température donnée, c'est-à-dire l'aimantation quand $t \rightarrow \infty$.

La première partie de cette équation d'évolution de l'aimantation au cours du temps est analogue à celle de la décroissance radioactive (Dunlop & Özdemir, 1997).

Plus la température sera élevée, plus l'agitation sera grande et plus on retournera de grains. τ diminue avec la température, l'aimantation à l'équilibre est alors plus vite atteinte. C'est un phénomène thermiquement activé. Le temps de relaxation caractéristique est donné par :

$$\tau \approx (1/C) \exp(KV/kT)$$

avec
 C : facteur de fréquence ($\sim 10^8 \text{ s}^{-1}$) ;
 K : l'anisotropie magnétique cristalline ;
 V : le volume des grains ;
 k : Constante de Boltzmann ;
 KV est l'énergie nécessaire pour retourner l'aimantation d'un grain, et est aussi appelée énergie de blocage d'un grain, c'est-à-dire l'énergie qui empêche l'aimantation du grain de tourner ;
 kT est l'énergie thermique.
 Etant donné que :

$$K = (1/2) j_s j_c$$

où j_s est l'aimantation spécifique des grains (c'est-à-dire leur aimantation à saturation) et j_c le champ coercitif des grains, l'expression de t peut aussi s'écrire :

$$\tau = (1/C) \exp(h_c j_s V / 2kT)$$

La formulation de τ étant une exponentielle, le temps de relaxation varie très vite avec la température et le volume. Ainsi le temps de relaxation d'un grain de magnétite de $0,1 \mu\text{m}$ de longueur sur $0,02 \mu\text{m}$ de large est de moins d'une microseconde à 575°C , mais est supérieur à l'âge de la Terre à 510°C (cf. Fig. I-9).

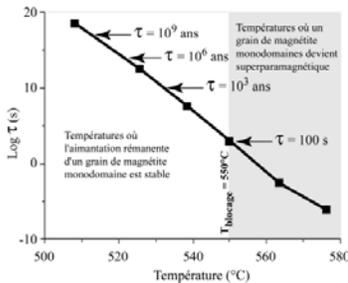


Figure I-9 : Représentation semi-log du temps de relaxation, τ , d'un grain de magnétite monodomaine en fonction de la température. En choisissant arbitrairement 100s comme temps de relaxation critique significatif à l'échelle de temps de la mesure, ce grain à une température de blocage de 530°C à partir de laquelle il perd la capacité de posséder une aimantation rémanente stable et devient superparamagnétique. En dessous de la température de blocage, le temps de relaxation croît rapidement et l'aimantation rémanente peut être stable. On peut noter ici que la température de blocage d'un même grain peut varier en fonction du temps de relaxation critique choisi. Ainsi, si on considère un temps de relaxation critique de 10^9 ans, plus significatif géologiquement, la température de blocage sera alors de 530°C . D'après Butler, 1992.

3.2. Effet de la température (T)

La variable température apparaît dans la nature sous forme d'enfouissement, de circulation de fluides... et est couramment utilisée en laboratoire.

Lorsque l'on chauffe progressivement une roche aimantée, au fur et à mesure la distance entre les atomes augmente ainsi que le mouvement brownien, le couplage diminue, les spins des électrons non appariés ont une probabilité de basculement plus grande, et donc l'aimantation rémanente diminue. La température à partir de laquelle toute aimantation a disparu est appelée température de Curie pour les ferromagnétiques et température de Néel pour les antiferromagnétiques (le terme de température de Curie sera utilisé par la suite dans les deux cas). Au-dessus de la température de Curie, le ferromagnétisme a disparu, le minéral devient paramagnétique. L'effet de la température dépend du minéral ferromagnétique considéré (Fig. I-10). Ainsi la température de Curie est une signature du minéral considéré et est à la base des techniques de détermination de la minéralogie magnétique que nous verrons plus loin.

Goethite	120°C
Pyrrhote (monoclinique)	295°C
Magnétite	580°C
Hématite	680°C

Figure I-10 : Quelques exemples de températures de Curie pour des minéraux ferromagnétiques courants.

Dans une population de grains de nature donnée, certains vont perdre leur aimantation à une température inférieure à la température de Curie. La température à laquelle ces grains vont perdre leur aimantation est dite température de déblocage. Le spectre de températures de déblocage donnera une décroissance progressive de l'aimantation totale. Une courbe de décroissance concave sera indice de faibles températures de déblocage et par conséquent de gros grains.

3.3. Effet de l'application d'un champ (H)

La variable champ magnétique est utilisée en laboratoire et n'a d'équivalent naturel que dans le foudroiement des roches.

Lorsque l'on fait subir un champ continu croissant à une roche non aimantée au préalable, et que l'on mesure hors champ son aimantation rémanente acquise, on obtient une aimantation croissante jusqu'à l'aimantation de saturation J_{rs} . Le champ nécessaire pour saturer un échantillon ainsi que la quantité d'aimantation à saturation sont variables selon la nature et la taille des grains. La courbe obtenue est appelée courbe d'acquisition d'aimantation rémanente isotherme (Fig. I-11).

Si l'on applique ensuite un champ dans la même direction mais dans le sens opposé, H_{cr} sera le champ nécessaire pour annuler l'aimantation rémanente. H_{cr} est le champ coercitif rémanent et est variable selon la nature et la taille des minéraux ferromagnétiques (s.l.).

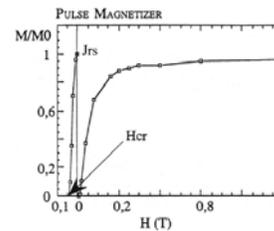


Figure I-11 : exemple d'acquisition d'une aimantation rémanente isotherme (ARI) issu de Robion (1995). Sa destruction par un champ continu de même direction mais de sens opposé à celui d'acquisition de l'aimantation permet de déterminer le champ coercitif rémanent H_{cr} .

3.4. Diagramme de Néel

L'ensemble des variations de l'aimantation portée par un ensemble de grains monodomaines en fonction de ces paramètres (temps, température, champ) peut être imagé par le diagramme de Néel (1949) (Fig. I-12). Celui-ci est basé sur le fait que l'aimantation rémanente des grains lors des diverses expériences dépend essentiellement de leur temps de relaxation en fonction de leur volume V , de leur champ coercitif H_c , de la température T et du champ appliqué H .

Néel représente une population de grain dans un diagramme (H_c , V). Cette population est séparée en deux catégories suivant les valeurs de leur temps de relaxation par rapport à la durée t d'une expérience. Celle-ci peut consister, par exemple, à appliquer pendant ce temps t , un champ H à la température T . Les grains ayant un temps de relaxation inférieur au temps d'application du champ acquerront une aimantation moyenne dans la direction du champ appliqué, tandis que les grains ayant un temps de relaxation supérieur conserveront leur aimantation rémanente initiale.

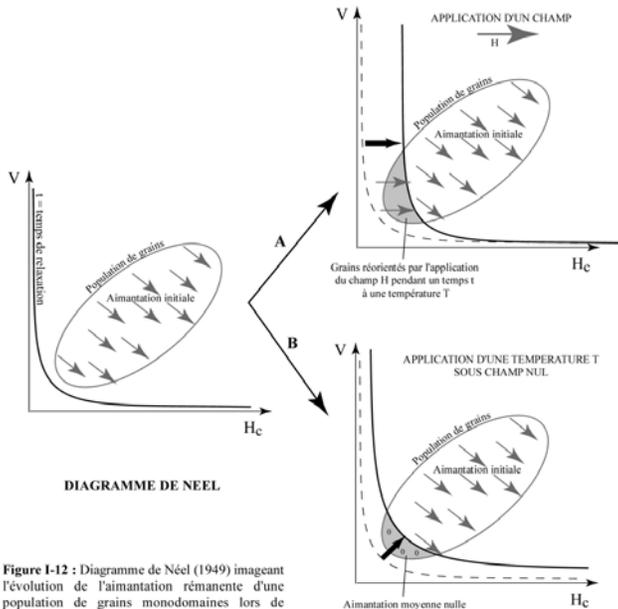


Figure I-12 : Diagramme de Néel (1949) imageant l'évolution de l'aimantation rémanente d'une population de grains monodomaines lors de l'application (A) d'un champ H pendant une durée t à température T ; (B) d'une température T sous champ nul pendant un temps t . La proportion de grains touchés, c'est-à-dire ayant un temps de relaxation inférieur au temps d'application du traitement, est grisée. (B) équivaut également au cas d'un échantillon mis hors champ pendant un temps t important.

B. L'aimantation induite : la susceptibilité magnétique

Lorsque l'on applique, naturellement ou artificiellement, un champ magnétique à une roche, celle-ci répond par une aimantation induite proportionnelle au champ appliqué et dont le facteur de proportionnalité est la susceptibilité magnétique.

La susceptibilité magnétique k est une mesure physique qui prend en compte l'ensemble des grains de la roche, non seulement la fraction ferromagnétique (qui peut avoir une aimantation rémanente naturelle), mais aussi la matrice qui comprend des minéraux dia-, para-magnétiques et anti-ferromagnétiques.

Si l'on prend un échantillon naturel constitué de grains para/diamagnétiques et de grains ferromagnétiques (*s.l.*) non aimantés et que l'on lui applique un champ magnétique, l'aimantation mesurée sous champ est alors la somme de l'aimantation rémanente et de l'aimantation induite. Elle peut s'exprimer par :

$$J = J_r + J_i = J_r + kH$$

où H est le champ appliqué, J l'aimantation mesurée sous champ, J_r l'aimantation rémanente et J_i l'aimantation induite.

Alors que le champ est très faible, insuffisant pour obtenir une aimantation rémanente, l'aimantation mesurée n'est que l'aimantation induite qui permet d'obtenir la susceptibilité de l'ensemble des minéraux constituant l'échantillon (para- et ferromagnétiques) k_0 (Fig. I-13).

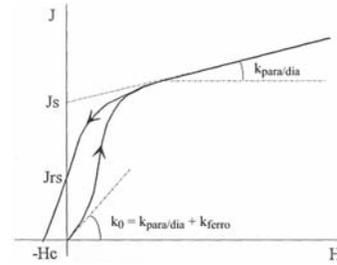


Figure I-13 : Début de cycle d'hystérésis et détermination des susceptibilités totale (k_0) et liées aux dia- et paramagnétiques ($k_{para/dia}$).

Lorsque le champ croît, celui-ci va acquérir une aimantation de plus en plus importante jusqu'à ce qu'il y ait une saturation de l'aimantation. On aura alors :

$$J_s = J_{rs} + J_i = J_r + kH_s$$

où H_s est le champ nécessaire pour obtenir la saturation, J_s est l'aimantation à saturation, J_r l'aimantation rémanente et J_{rs} l'aimantation rémanente à saturation.

L'aimantation rémanente n'augmentant plus, l'augmentation de l'aimantation n'est liée qu'à la susceptibilité constante des minéraux para- et diamagnétiques. La pente de la droite de saturation nous donne alors $k_{para/dia}$ (Fig. I-13). Connaissant la susceptibilité totale k_0 , on peut également déduire la susceptibilité uniquement liée aux ferromagnétiques.

Si, à partir de ce point là, on fait disparaître le champ, la courbe n'est pas réversible, et on pourra alors mesurer,

seule, l'aimantation rémanente à saturation J_r . Afin d'annuler l'aimantation ainsi créée, on va appliquer un champ de même direction mais de sens opposé. Lorsque l'on applique un champ opposé d'une valeur $-H_c$, l'aimantation rémanente est compensée par l'aimantation induite et l'aimantation apparente est nulle, H_c est le champ coercitif. Si on continue à augmenter l'intensité de ce champ, on peut, pour un champ $-H_{cr}$, faire disparaître l'aimantation rémanente, H_{cr} est le champ coercitif rémanent. L'aimantation apparente sera non nulle et sera égale à l'aimantation induite.

L'ensemble des variations de l'aimantation en fonction d'un champ appliqué, mesurées dans la direction d'application du champ, est représenté sous forme d'un cycle d'hystérésis (cf. Fig. I-15). En général $J_r < J_s$ et $H_c < H_{cr}$, et les rapports J_r/J_s et H_c/H_{cr} sont fonction de la taille et de la nature des minéraux ferromagnétiques rencontrés. Les cycles d'hystérésis sont donc une bonne approche de la minéralogie magnétique et seront étudiés plus avant dans le chapitre dédié à la minéralogie magnétique.

C. Minéralogie magnétique

1. Principaux minéraux dia- et paramagnétiques

1.1. Les minéraux diamagnétiques

Les minéraux diamagnétiques ont une susceptibilité très faible, négative ($\sim -1.10^{-5}$ SI), c'est-à-dire que sous champ, ils acquièrent une aimantation induite dans la direction mais dans le sens opposé au champ appliqué. Vu leur susceptibilité, ces minéraux ne vont être importants magnétiquement parlant qu'à partir du moment où les minéraux ferromagnétiques seront totalement absents (moins de 0,0001 % de la roche totale -Tarlant & Hrouda, 1993-) et les minéraux paramagnétiques représenteront moins de 10% de la roche totale. Au delà, les propriétés de l'anisotropie magnétique seront dominées par les composantes paramagnétiques et ferromagnétiques. L'abondance des minéraux diamagnétiques aura pour effet de diminuer la susceptibilité magnétique moyenne.

Les minéraux diamagnétiques les plus représentés sont la calcite (CaCO_3 , $k_m = -13,8.10^{-6}$ SI), le quartz (SiO_2 , $k_m = -14,5.10^{-6}$ SI) et les feldspaths ($k_m = -12,4.10^{-6}$ SI) (Rochette, 1983 ; Borradaile, 1988). L'anisotropie de susceptibilité est contrôlée par l'orientation de leurs axes cristallographiques et n'est pas influencée par la forme des grains. Elle est peu marquée.

Dans les roches sédimentaires, ces minéraux peuvent être détritiques ou authigènes. Ne contenant pas de fer (ni nickel ni chrome) ils ne peuvent pas former de minéraux paramagnétiques ou ferromagnétiques lors du métamorphisme. Néanmoins, ils peuvent être remplacés par ces minéraux qui mimeront alors leur fabrique (Tarlant & Hrouda, 1993).

1.2. Les minéraux paramagnétiques

Les minéraux paramagnétiques possèdent des moments magnétiques élémentaires, liés généralement aux ions Fe^{2+} , Fe^{3+} , Mg^{2+} et Mn^{2+} dont les couches électroniques sont incomplètes, qui vont s'orienter dans la direction et le sens du champ ambiant. Ils présentent une faible susceptibilité magnétique, positive, dépendant uniquement de la quantité de ces ions par unité de masse (Rochette et Lamarche, 1986 ; Borradaile & Werner, 1994) et donc très variable (10^{-4} à 10^{-3} SI). Ils sont incapables de conserver une aimantation rémanente. Les propriétés paramagnétiques de ces minéraux sont masquées dès que les minéraux ferromagnétiques constituent quelques pourcents de la roche totale, bien que l'anisotropie de susceptibilité des paramagnétiques communs soit plus forte que celle des minéraux ferromagnétiques.

Les minéraux paramagnétiques sont principalement des phyllosilicates (micas, argiles, chlorite...) et des silicates ferromagnésiens (olivine, amphiboles, pyroxènes...) (Coe et al., 1982), mais aussi des sulfures tels que la pyrite et la chalcopyrite, ou la sidérite (carbonate de fer responsable de fabriques magnétiques inverses, cf. paragraphe sur les inversions d'axe). Les minéraux magnétiques forment souvent les principaux constituants magnétiques de la matrice des roches.

Comme pour les minéraux diamagnétiques, l'anisotropie de susceptibilité est contrôlée par l'orientation de leurs axes cristallographiques et n'est pas influencée par la forme des grains, bien que dans le cas des phyllosilicates en plaquettes, l'anisotropie de forme et l'anisotropie magnétocristalline coïncident.

Certains minéraux paramagnétiques contenant du fer s'altèrent dans les conditions naturelles, formant de nouveaux minéraux magnétiques authigènes dont la forme et l'orientation cristalline mime souvent celles des minéraux remplacés. Les minéraux résultants de l'altération peuvent être de l'hématite, de la maghémite, de la magnétite ou de la goéthite.

2. Principaux minéraux ferromagnétiques (au sens large)

2.1. Les oxydes de fer et de titane

Ce sont de loin les minéraux ferromagnétiques les plus importants. Opaques, ils ne peuvent être identifiés en lames minces qu'en lumière réfléchie. Leurs différentes caractéristiques magnétiques permettent de les identifier par les méthodes indirectes que sont les désaimantations 3-axes, les courbes thermomagnétiques et les cycles d'hystérésis. Les différents oxydes de fer et de titane peuvent être représentés dans un diagramme ternaire FeO-Fe₂O₃-TiO₂ (Fig. 1-14). Deux grandes familles y apparaissent. La première famille regroupe les titanomagnétites, solution solide entre les pôles ulvospinelle et magnétite, elles ont une formule générale x(TiO₂, 2FeO), (1-x)(Fe₂O₃) ; La seconde famille regroupe les titano-hématites ou titano-maghémites, solution solide entre ilménite et hématite ou maghémite, elles ont une formule générale x(FeO, TiO₂), (1-x)(Fe₂O₃). La maghémite a la même composition chimique que l'hématite mais a la structure cristallographique de la magnétite. On peut passer de la première famille à la seconde par oxydation.

La *magnétite* est le pôle pur de la série des titanomagnétites (x=0). Sa composition chimique est Fe²⁺Fe³⁺₂O₄ et elle est de loin le minéral le plus commun. Elle est présente dans les roches continentales et océaniques, indépendamment du type de roches (sédimentaire, magmatique ou métamorphique) et peut, dans les roches sédimentaires, être sous forme de minéral primaire détritique ou secondaire. C'est un minéral à structure cubique de type spinelle et ferrimagnétique à très forte aimantation spontanée. Sa structure lui confère des directions de facile aimantation dans les diagonales [111] du cube.

La magnétite est caractérisée par une température de Curie de 580°C, par une aimantation à saturation Js de ~480.10⁻³ A.m⁻¹ à température ambiante (Dunlop et Özdemir, 1997) et par une coercitivité maximum autour de 0,3T.

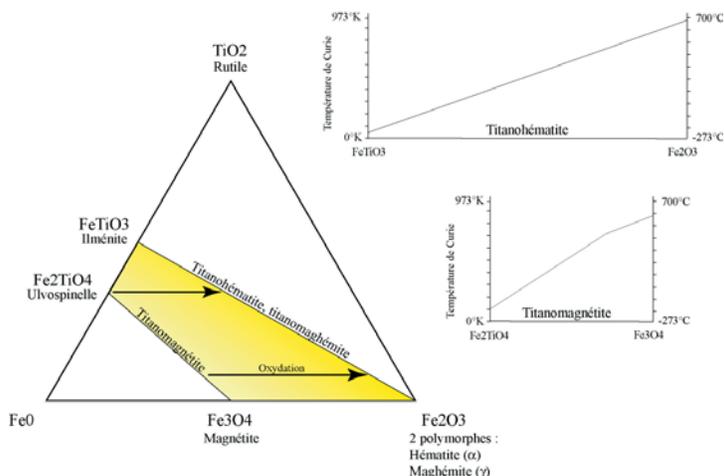


Figure 1-14 : Triangle des composition des oxydes de fer et de titane et leurs températures de Curie associées. (d'après Thompson & Oldfield, 1986 et Dunlop et Özdemir, 1997)

Les *titanomagnétites* (Fe_xTi_{1-x}O₄) sont, comme la magnétite, des minéraux cubiques à structure inverse et de comportement ferrimagnétique. La proportion x de Ti⁴⁺ est variable. Lorsque x=0 leur composition est celle de la magnétite pure, et lorsque x=100 leur composition est celle de l'ulvospinelle qui est antiferromagnétique. Plus x est grand, plus la dimension de la maille cristallographique augmente et plus la température de Curie diminue. Pour une titanomagnétite à x=0,6, la température de Curie est de 170±6°C (Smith, 1984) et l'aimantation à saturation Js est de ~130.10⁻³ A.m⁻¹ (Dunlop et Özdemir, 1997). Une titanomagnétite avec x>0,8 sera paramagnétique à température ambiante.

La *maghémite* a une structure cristalline de spinelle inverse, une maille cristallographique proche de celle de la magnétite mais certains sites restent vacants. La maghémite (titanomaghémite) est un minéral issu de l'oxydation à basse température de la magnétite (titanomagnétite). Elle est fréquente dans les roches océaniques en contact avec l'eau de mer. Dans les roches sédimentaires, elle peut être détritique ou être l'un des produits de l'oxydation de la magnétite. Instable thermiquement, elle est caractérisée en principe par une température de Curie de 645°C (Özdemir et Banerjee, 1984) et une aimantation à saturation de ~400.10⁻³ A.m⁻¹ (Dunlop et Özdemir, 1997). Elle se transforme en hématite à partir de 300°C (Freer et O'Reilly, 1980 ; Moskowitz & Banerjee, 1981). Cette particularité en fait un minéral difficile à identifier.

Sa susceptibilité est forte (5 SI) et le système cristallin dans lequel elle cristallise implique que l'anisotropie de forme domine pour ce minéral.

Les *titanomaghémites*, solution solide entre les pôles maghémite et ilménite, cristallisent dans le système cubique, et correspondent à l'oxydation des titanomagnétites. En résulte une diminution de l'aimantation à saturation et une augmentation de la température de Curie.

L'*hématite* a une structure rhomboédrique de type corindon. C'est un minéral commun des roches sédimentaires, métamorphiques et magmatiques. Il peut se former au cours de l'oxydation à haute température des titanomagnétites ou suite à une inversion de la maghémite. Cette inversion se fait sans changement de la composition chimique (γFe₂O₃ → αFe₂O₃), mais par passage d'une structure cubique type spinelle à une structure rhomboédrique type corindon. Son comportement antiferromagnétique mais, cet antiferromagnétisme n'étant pas parfaitement colinéaire, elle présente toutefois un faible ferromagnétisme à température ordinaire (Dzyaloshinsky, 1958). L'hématite est caractérisée par une température de Curie de 680°C, par une aimantation à saturation de ~0,47 A.m².kg⁻¹ soit 0,5% de l'aimantation de la magnétite (Dunlop et Özdemir, 1997) et par une forte coercitivité (très variable, coercitivité maximum supérieur à 5T). L'hématite et les titanohématites ont une anisotropie magnétocristalline largement prédominante avec un rapport d'anisotropie P déterminé sur des monocristaux d'hématite entre 10 et 100 (Uyeda *et al.*, 1963) mais qui peut descendre jusqu'à ~2 pour les grains fins monodomaines (Rochette *et al.*, 1992).

Les *titanohématites* (aussé appelée ilménohématites) comprennent l'ensemble des minéraux de la solution solide hématite-ilménite. Leur réseau cristallin est de type rhomboédrique et correspond à un degré d'oxydation élevé. Leur comportement est antiferromagnétique. Les températures de Curie varient selon la composition de 675°C pour l'hématite à -218°C pour l'ilménite.

2.2. Les hydroxydes

Ce sont des minéraux communs dans les roches sédimentaires et dans les roches magmatiques ou métamorphiques altérées.

Le plus important est la *goéthite* (αFeOOH), forme stable d'oxyde de fer dans les sols des régions humides, il peut être issu dans les calcaires de l'altération des pyrites (FeS₂), des magnétites ou des carbonates de fer, ou de l'hydratation de l'hématite. C'est un minéral orthorhombique et antiferromagnétique, il possède néanmoins naturellement un

faible ferromagnétisme fortement anisotrope (Rochette & Fillion, 1989). De par ses origines, sa rémanence sera d'origine chimique. Il est caractérisé par une température de Curie de 127°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 goéthite, naturelle ou par chauffe en laboratoire jusqu'à 250-400°C, produit de l'hématite. Cette déshydratation est un mécanisme important dans la formation des sédiments rouges. La structure de la goéthite est conservée, mais chaque cristal contient plusieurs micro-cristaux d'hématite. L'hématite formée à partir de la goéthite est donc de très petite taille, en général superparamagnétique et ne porte pas de rémanence (Dunlop et Özdemir, 1997).

La *lépidocrite* (γ -FeOOH) est un hydroxyde de fer commun, issu de l'altération des silicates de fer. Il possède une structure cristalline cubique et est caractérisé par une température de Curie de -196°C, et est ainsi paramagnétique à température ambiante. Sa déshydratation à 250°C produit de la maghémite.

2.3 Les sulfures

Les sulfures peuvent être décrits par la formule générale FeS_{1+x} , où x est compris entre 0 et 1, les 2 pôles étant la pyrite (FeS_2) pour x=1 et la troilite (FeS) pour x=0, minéral uniquement représenté dans les météorites.

La *pyrite* ne porte aucun ferromagnétisme (s.l.), elle est faiblement paramagnétique.

La *pyrrhotite* est le sulfure de fer ferromagnétique le plus commun dans les roches magmatiques, métamorphiques comme dans les roches sédimentaires. C'est en réalité un ensemble de minéraux vérifiant la formule générale FeS_{1+x} avec $0,10 \leq x \leq 0,14$. Fe_9S_{10} et $Fe_{11}S_{12}$ sont hexagonaux et anti-ferromagnétiques. La pyrrhotite monoclinique Fe_7S_8 a une température de Curie de 320°C (Tarling & Hrouda, 1993) et une coercivité intermédiaire <1T.

La pyrrhotite est thermiquement instable. Durant la désaimantation thermique des roches, elle se transforme au dessus de 500°C généralement en magnétite (Bina & Daly, 1994) 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 0,1 SI soit supérieure à celle de l'hématite. La susceptibilité est forte dans le plan basal, faible suivant l'axe c. L'anisotropie est dominée par l'anisotropie magnéto-cristalline (Uyeda *et al.*, 1963 ; Rochette, 1988).

La *greigite* (Fe_3S_4) est un minéral courant dans les roches sédimentaires formées en milieu anoxique (Roberts, 1995). Elle peut également être minéralisée par certaines bactéries (Mann *et al.*, 1990 ; Fassbinder & Stanjek, 1994). Elle a la même structure cubique que la magnétite, est également ferrimagnétique mais son aimantation à saturation n'atteint que le 1/4 de celle de la magnétite (Hoffmann, 1992). Sa température de Curie est autour de 350°C. Toutefois, la greigite s'altère à partir de 200°C pour donner principalement de la pyrite, puis à partir de 400°C en milieu anoxique de la magnétite et de la pyrrhotite (Dekkers *et al.*, 2000). En présence d'air de l'hématite sera formée à 700°C.

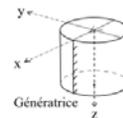
Minéraux	Formule	k (10 ⁻⁸ SI.kg ⁻¹)	t° Curie/Néel (°C)	J _s (10 ³ A.m ²)	H _c (T)	A noter
Magnétite MD	Fe ₃ O ₄	578	580	480	-0,3	
Titanomagnétites	Fe _{3-x} Ti _x O ₄		-480-600x	130		
Hématite	aFe ₂ O ₃		680	2,5		
Maghémite	gFe ₂ O ₃	500	645	400		Se transforme en hématite à partir de 300°C
Goéthite	aFeOOH	0,5 - 1,5	127			Déshydratation en hématite entre 250 et 400°C
Pyrrhotite	FeS _{1+x} 0,10T<x<0,14	0,1 - 20	320 si x=0,14 270-210	83	< 1	Se transforme en magnétite au dessus de 500°C
Greigite	Fe ₃ S ₄		~350	~120		Se transforme en pyrite à 200°C, en pyrrhotite et magnétite au dessus de 400°C

Tableau I-1 : Récapitulatif des propriétés caractéristiques des principaux minéraux ferromagnétiques

3. Méthodes d'identification des minéraux ferromagnétiques

3.1 La désaimantation 3-axes

Cette méthode, mise au point par Lowrie (1990), a l'avantage de baser la reconnaissance des minéraux ferromagnétiques à la fois sur leur température de déblocage et sur leur coercivité. Le principe en est simple. On soumet l'échantillon à 3 champs différents dans 3 directions orthogonales. Le premier champ doit être suffisant pour saturer tous les minéraux ferromagnétiques et a été pris dans cette étude égal à 1,1T, champ maximal généré par notre matériel. L'ensemble des minéraux ferromagnétiques acquiert alors une aimantation rémanente isotherme dans cette direction. Le second est ensuite appliqué perpendiculairement et doit être suffisant pour saturer la magnétite mais pas les minéraux de forte coercivité comme la goéthite, l'hématite ou la pyrrhotite (0,5T). Le troisième (0,1T), dans la dernière direction, va remobiliser le moment magnétique des minéraux de faible coercivité.



L'ensemble est enfin désaimanté thermiquement, l'aimantation est mesurée sur chacun des axes à chaque étape de chauffe afin de déterminer le spectre de température de déblocage sur chacune des composantes.

Le champ coercitif dépendant fortement de la taille des grains (Dunlop, 1986 a et b ; Worm & Markert, 1987 ; Argyle & Dunlop, 1990), une même espèce minérale possède un spectre plus ou moins large de coercivité. La coercivité sera d'autant plus forte que la taille des grains est petite, jusqu'à ce que les grains soient trop petits pour conserver une aimantation rémanente stable (superparamagnétiques) (Fig. 1-16). Ainsi la magnétite, par exemple, pourra être identifiée sur l'axe des moyennes et l'axe des faibles coercivités selon qu'elle est constituée respectivement de petits ou de gros grains. La désaimantation 3 axes permet donc d'obtenir des informations à la fois sur la nature et sur la taille des grains ferromagnétiques. Les fractions les plus fines, superparamagnétiques et donc sans aimantation rémanente, ne sont pas prises en compte.

On peut noter ici que la désaimantation thermique d'une aimantation rémanente isotherme tend à attribuer aux petits grains ferromagnétiques une température de déblocage bien inférieure à la température de Curie du minéral, d'où le profil concave de désaimantations 3 axes concernant les petits grains.

Les fractions fines des minéraux de forte coercivité (ici $> 1,1T$) ne pourront être identifiés, leur aimantation naturelle va être progressivement désaimantée mais elle n'apparaîtra pas dans les spectres de désaimantation 3-axes puisque négligeable par rapport à l'aimantation des autres minéraux amenés à saturation. Excepté si ce sont les seuls minéraux ferromagnétiques en présence au quel cas ils seront identifiés sur les 3 axes et si c'est de l'hématite puisqu'elle possède la température de déblocage la plus élevée et s'exprimera sur les 3 axes dans les hautes températures. Leur contribution reste faible car ils ne sont pas saturés. Ces minéraux de forte coercivité seront en revanche bien identifiés sur des cycles d'hystérésis.

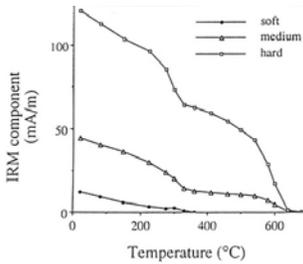


Figure 1-15: Exemple de désaimantation 3-axes issu de Lowrie, 1990. Les composantes de haute et basse coercivités montrent 2 températures de déblocages distinctes : 330°C correspondant à la pyrrhotite et 640°C correspondant à l'hématite. Sur la composante de faible coercivité, seule la température de déblocage de la pyrrhotite est visible.

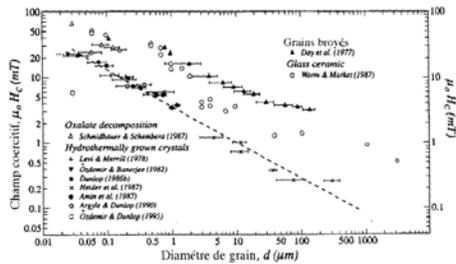


Figure 1-16 : Compilation de données expérimentales montrant la variation du champ coercitif H_c avec la taille des grains de magnétite (tirée de Argyle & Dunlop, 1990). H_c diminue régulièrement lorsque la taille des grains augmente et la droite de corrélation est différente pour les magnétites obtenues par broyage et par croissance cristalline (ceci peut être dû à la présence, dans les fractions broyées, de très petits grains et à la présence dans les grains de sous-structures de déformation malgré le recuit imposé après broyage).

3.2. Les courbes thermomagnétiques

L'utilisation d'une balance de Curie permet d'étudier l'évolution de l'aimantation d'un échantillon sous un champ fort en fonction de la température. Pour un échantillon dans lequel l'aimantation est dominée par les minéraux ferromagnétiques (*s.l.*), l'aimantation mesurée sous champ fort correspondra à peu près à l'aimantation à saturation J_s des ferromagnétiques. Les variations de l'intensité de l'aimantation, et la température à laquelle elle disparaît (température de Curie) sont caractéristiques des minéraux porteurs de l'aimantation.

L'idée est la même que pour la désaimantation 3 axes, sans séparation de gammes de coercivités différentes. Les mesures sont effectuées en continu lors de la chauffe et du refroidissement dans un champ fort au lieu d'être faites à température ambiante entre chaque palier de chauffe. Ceci présente l'avantage de pouvoir étudier les transformations minéralogiques en cours de chauffe. Ainsi, une courbe totalement réversible traduira une chauffe et un refroidissement sans variation de la nature et de la quantité des minéraux porteurs de l'aimantation ; une courbe de refroidissement plus haute ou plus basse que la courbe de chauffe indique respectivement une augmentation ou une diminution des porteurs de l'aimantation, ou la transformation des minéraux d'origine en des minéraux ayant une plus faible ou une plus forte aimantation rémanente à saturation.

Les balances de Curie utilisées ici sont un peu particulières puisque la susceptibilité en champ faible est suivie à la place de l'aimantation. Les résultats sont similaires. Il existe toutefois une différence liée au fait qu'entre leur température de déblocage et leur température de Curie les minéraux ferromagnétiques deviennent superparamagnétiques et donc fortement susceptibles. La différence entre la température de Curie et la température de déblocage étant d'autant plus grande que les grains sont petits, les gros grains polydomaines vont présenter un pic étroit juste avant leur température de Curie (Fig. I-17), pic appelé pic d'Hopkinson (1889).

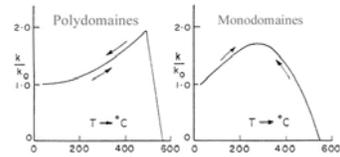


Figure 1-17 : Profil $k=f(T)$ pour des minéraux ferromagnétiques polydomaines, présentant un pic d'Hopkinson (1889) et pour les minéraux ferromagnétiques monodomaines. Issu de Radhakrishnamurty & Likhite (1970).

3.3. Les cycles d'hystérésis

L'ensemble des variations de l'aimantation en fonction d'un champ appliqué, mesurées dans la direction d'application du champ, est représenté sous forme d'un cycle d'hystérésis (cf. Fig. I-13 et I-18). Les paramètres obtenus grâce à ce cycle sont fonction de la taille et de la nature des ferromagnétiques rencontrés. Les cycles d'hystérésis sont donc une bonne approche de la minéralogie magnétique.

Le cycle d'hystérésis de minéraux ferromagnétiques monodomaines est très caractéristique du fait que leur rémanence est toujours dans leur axe de facile aimantation, et que seul le sens de la rémanence peut changer par retournement des spins. La figure I-18 synthétise le comportement d'un grain isolé ainsi que d'un assemblage de grains monodomaines sous champ.

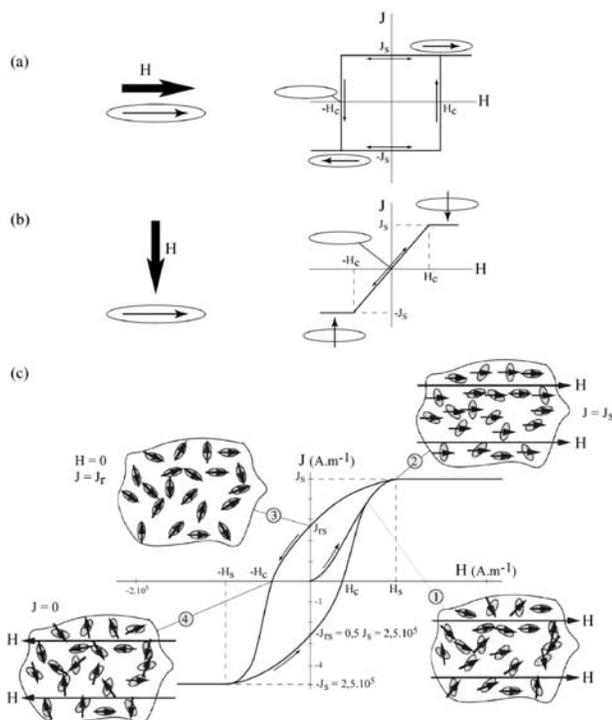


Figure 1-18 : Cycles d'hystérésis pour un grain ferromagnétique monodomaine possédant une forte anisotropie de forme (a et b) et pour un assemblage de grains de magnétite monodomaines aléatoirement dispersés (c) d'après Dunlop and Özdemir, 1997 et Butler, 1992.
 (a) Ce grain monodomaine anisotrope possède 2 positions stables. On applique un champ parallèlement à son allongement, et donc à sa direction de facile aimantation, mais dans le sens opposé à son aimantation naturelle. Son aimantation s'inverse pour une valeur de champ H_c qui est le champ coercitif du grain.
 (b) On applique un champ perpendiculairement à son allongement et donc à sa direction de facile aimantation. L'aimantation ne garde que deux états possibles hors champ, dans la direction de facile aimantation. L'aimantation dans la direction du champ atteindra une valeur de saturation J_s et variera linéairement entre $-J_s$ et $+J_s$ pour les champs compris entre $-H_c$ et $+H_c$. L'ensemble de la courbe est réversible.
 (c) Évolution schématique de l'aimantation d'une population de grains monodomaines en 4 points du cycle d'hystérésis d'un échantillon synthétique, où H est le champ appliqué et J est l'aimantation représentée par une flèche. Au point 1, l'aimantation de chaque grain tourne vers le vecteur H . Au point 2, l'échantillon est saturé, l'aimantation de chacun des grains est selon H , l'aimantation résultante est J_s . Au point 3, le champ est nul, l'aimantation de l'échantillon est l'aimantation rémanente à saturation J_{rs} . On peut noter que l'aimantation de chaque grain est retourné dans la direction de facile aimantation du grain, dans le sens le plus proche du champ précédemment appliqué. Au point 4, l'aimantation résultante sous champ H_c est nulle. L'aimantation de chacun des grains à tourné vers le nouveau champ appliqué.

Le cycle d'hystérésis de minéraux polydomaines est à relier avec la mobilité de la paroi et sera totalement réversible pour un polydomaine cristallographiquement parfait avec une rémanence à saturation faible ($J_{rs} \sim 0,25 \text{ A.m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$ pour la magnétite, Özdemir *et al.*, 1995), et ouvert pour un polydomaine naturel (Fig. I-19) avec une rémanence à saturation plus élevée. Les paramètres d'hystérésis des assemblages polydomaines sont très différents de ceux des grains monodomaines, leur aimantation rémanente et leur champ coercitif sont plus faibles, leur susceptibilité sera plus élevée. Les cycles d'hystérésis des polydomaines sont donc plus étroits que ceux des monodomaines (fig I-18 et I-19).

Day *et al.* (1977) ont proposé un diagramme pour caractériser la taille des grains de magnétite dans une roche à partir des données expérimentales. Ce diagramme utilise J_r/J_s , l'aimantation rémanente à saturation J_{rs} dépendant de la taille des grains normalisée par J_s l'aimantation à saturation qui dépend de la quantité de magnétite, en fonction de H_c/H_c , le champ coercitif rémanent à faible dépendance vis-à-vis de la taille des grains divisé par le champ coercitif fortement dépendant. Il faut noter que le rapport J_r/J_s est plus significatif que le rapport H_c/H_c dans la détermination de la taille des grains car ses variations sont plus importantes et limites théoriques entre les tailles de grain mieux contraintes. J_s et H_c diminuent avec la taille des grains donc J_r/J_s et H_c/H_c montrent une relation inverse (Fig. I-20). La théorie permet d'y délimiter le champ dans ce diagramme correspondant aux monodomaines et polydomaines :

- Pour $J_r/J_s > 0,5$ (Wohlfarth, 1958 ; Joffé & Heuberger, 1974) et $H_c/H_c < 1-2$ (1,5 est souvent proposé de façon arbitraire, Day *et al.*, 1977) les minéraux mesurés sont des ferromagnétiques monodomaines.
 - Pour $J_r/J_s < 0,05$ (Parry, 1965 ; Rahman, 1973 ; Duncan & Parry, 1973) et $H_c/H_c > 4$ (Day *et al.*, 1977) ce sont des polydomaines.
 - Pour $0,05 < J_r/J_s < 0,5$ et $2 < H_c/H_c < 4$ les grains mesurés sont des pseudo-monodomaines.
- Cette relation entre paramètres d'hystérésis et structure des domaines magnétiques est couramment utilisée mais n'est valable que pour la magnétite pure.

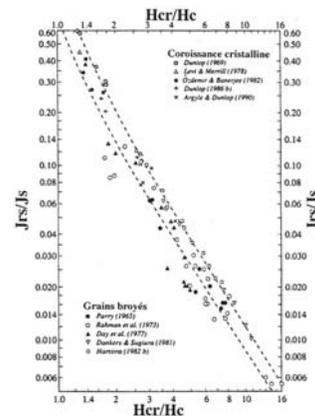


Figure I-20 : Diagramme de Day et al. (1977) montrant la relation inverse entre les paramètres J_r/J_s et H_c/H_c pour des magnétites dont la taille varie de 0,025 à 230 μm . Ce diagramme peut être utilisé pour évaluer la taille et la structure des domaines magnétiques des grains de magnétite dans les échantillons naturels (tiré de Dunlop, 1986b).

Une autre représentation moins utilisée permet non seulement de reconnaître les variations de taille des grains ferromagnétiques (Bradshaw & Thompson, 1985) mais aussi d'effectuer une discrimination minéralogique. C'est l'évolution de H_c en fonction de J_r/k_{ferro} (Fig. I-21). Magnétite, pyrrhotite, hématite et goëthite peuvent être dissociées par ces paramètres. La magnétite et la pyrrhotite ont des valeurs de H_c proches, H_c augmentant légèrement quand la taille des grains diminue (Fig. I-22 pour la magnétite).

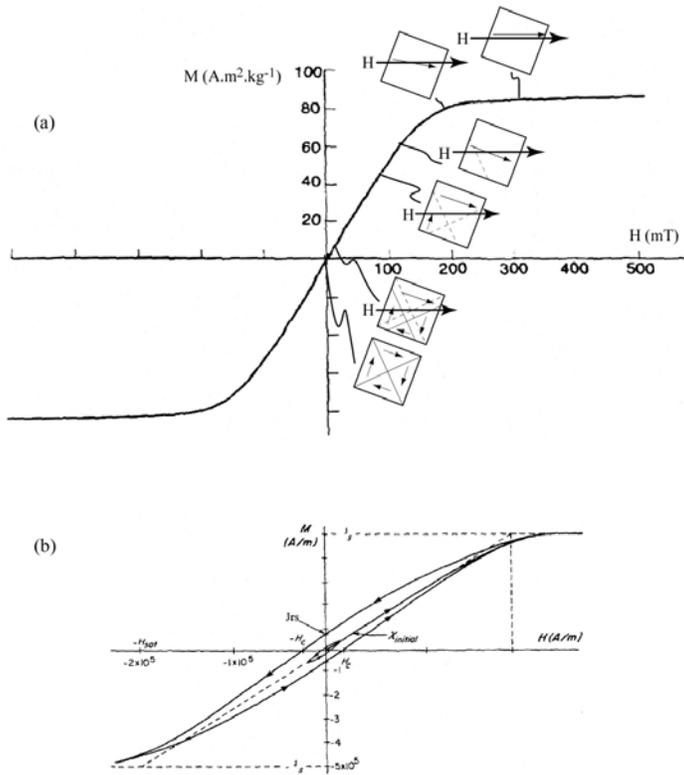


Figure 1-19 : Cycle d'hystérésis d'un grain de magnétite polydomaine, (a) dans le cas idéal où les parois de Bloch séparant les domaines se déplacent facilement lorsque H augmente (Özdemir *et al.*, 1995); (b) dans le cas naturel où le déplacement des parois est perturbé par des défauts du réseau cristallin (Dunlop and Özdemir, 1997).

Le rapport J_{es}/k_{ferro} augmente quant à lui avec la taille des grains, il est supérieur à 1 pour la pyrrhotite et inférieur à 1 pour la magnétite. La goéthite et l'hématite ont des H_{cr} plus élevés et ne montrent pas d'évolution avec la taille des grains.

Comme pour l'ensemble des mesures magnétiques, les paramètres sont bien déterminés pour des minéraux isolés ou des assemblages d'une seule espèce minéralogique, et la complexité vient du fait que les échantillons naturels sont un assemblage de minéraux d'espèce et de taille variables. Notamment, la détermination de grains pseudo-monodomaines grâce au diagramme de Day *et al.* est souvent à relier à la présence d'un mélange de mono et polydomaines plutôt qu'à la présence réelle de pseudo-monodomaines. L'utilisation couplée de différentes méthodes peut permettre de mieux contraindre la composition minéralogique.

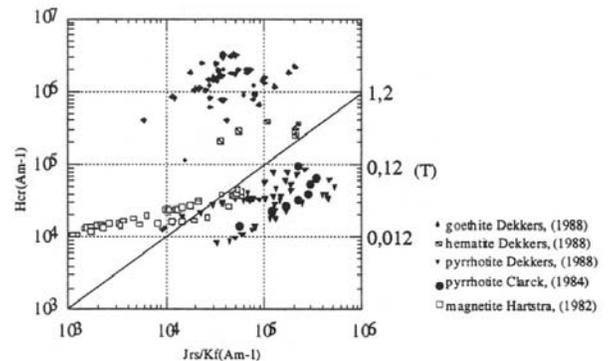


Figure 1-21 : Evolution de H_{cr} en fonction de J_{rs}/K_{ferro} pour différentes espèces ferromagnétiques, mesurée sur des minéraux synthétiques ou des monocristaux obtenus par extraction. Issu de Robion, 1995.

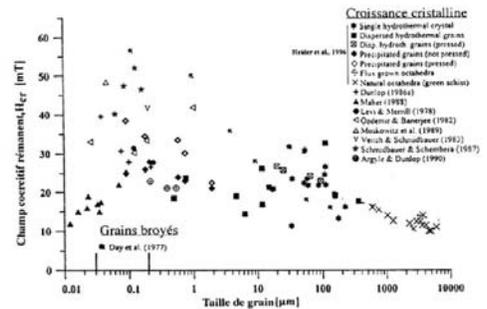


Figure 1-22 : Compilation de données expérimentales montrant la variation du champ coercitif rémanent H_{cr} avec la taille des grains de magnétite (tiré de Heider *et al.*, 1996). On remarque une grande dispersion des valeurs de H_{cr} pour $d < 0.2 \mu m$. Au dessus de cette taille, H_{cr} diminue légèrement lorsque la taille des grains augmente.

II. ETUDE DU MAGNÉTISME DES ROCHES

Dans ce chapitre vont être abordés les outils magnétiques appliqués dans notre étude sur la couverture sédimentaire corbaricaïne. Nous présenterons donc le paléomagnétisme et les différentes anisotropies magnétiques (anisotropies de susceptibilité magnétique et de rémanence, respectivement ASM et AARA) en insistant particulièrement sur les propriétés des roches sédimentaires.

A. Le paléomagnétisme : étude des aimantations rémanentes naturelles

1. Différents types d'aimantations rémanentes naturelles à l'échelle de l'échantillon

Les grains ferromagnétiques présents dans une roche peuvent posséder une aimantation rémanente naturelle (ARN) qui a pu être acquise par des processus variés. Nous allons définir ici ces différents type d'ARN qui se retrouvent éventuellement combinées entre elles à l'échelle d'une roche.

Les roches sédimentaires et magmatiques acquièrent, lors de leur formation, une aimantation sous l'effet du champ magnétique terrestre. Le mode d'acquisition de l'aimantation de la roche est différent dans les deux cas.

Dans les roches magmatiques, issues d'un magma en moyenne à 1300°C, les minéraux ferromagnétiques ayant tous une température de Curie inférieure à 1300°C, ceux-ci acquièrent, en refroidissant, une aimantation magnétique liée au champ magnétique terrestre ambiant. Cette aimantation sera parallèle et généralement dans le même sens que le champ appliqué et est appelée **aimantation thermorémanente** (ATR ou TRM en anglais). Cette aimantation est forte et stable et peut être conservée à l'échelle des temps géologiques.

Dans les roches sédimentaires, les éléments détritiques se sédimentant ont une aimantation rémanente préexistante. Lors de leur lente sédimentation, les particules ferromagnétiques vont s'orienter de façon à ce que leur moment s'aligne aux lignes de champ du champ magnétique terrestre. Ils vont être immobilisés lorsque par compaction, l'eau interstitielle va être expulsée (Irving & Major, 1964). La roche résultante aura ainsi une aimantation moyenne dans la direction du champ terrestre ambiant. Cette aimantation est appelée **aimantation rémanente détritique** (ARD). Elle peut être légèrement perturbée par la réorientation des minéraux lors de la diagenèse.

Ici peut apparaître a priori une contradiction entre cette orientation des grains par le champ magnétique terrestre, et l'orientation des grains dans la direction des courants fluviaux ou océaniques que l'on peut identifier, comme nous le verrons par la suite, grâce à l'ASM. Cependant, l'anisotropie est principalement liée aux gros grains, qui seront orientés par les forces hydrodynamique et de gravité lors de leur sédimentation et qui ont une forte susceptibilité spécifique mais une faible coercivité, tandis que la rémanence est plutôt liée aux petits grains (<1-2 μm) qui vont être orientés par le champ magnétique terrestre et qui présentent une faible anisotropie mais une forte rémanence (Graham, 1966). Les grains de taille inférieure à 0,1 μm sont, lors de leur sédimentation, contrôlés par leur mouvement brownien (Collinson, 1965), et n'auront un rôle dans l'aimantation rémanente de la roche que plus tardivement.

Pour résumer, les roches enregistrent le nord magnétique terrestre de leur époque de formation. Cette aimantation originelle est l'**aimantation rémanente primaire**. Cependant, après leur formation, les roches subissent des événements géologiques qui peuvent être complexes. Ainsi, un enfouissement, une circulation de fluides chauds, modifient l'aimantation des minéraux dont la température de déblocage est inférieure à la température de réchauffement. Il y a alors acquisition d'une nouvelle **aimantation dite secondaire**. Les minéraux ferromagnétiques (*s.l.*) ayant une température de déblocage inférieure à la température du réchauffement auront une aimantation secondaire qui correspondra au champ magnétique terrestre à l'âge du réchauffement. Au contraire, les minéraux ayant une température de blocage supérieure à la température du réchauffement conserveront une aimantation primaire qui correspondra au champ magnétique terrestre à l'âge de la formation de la roche.

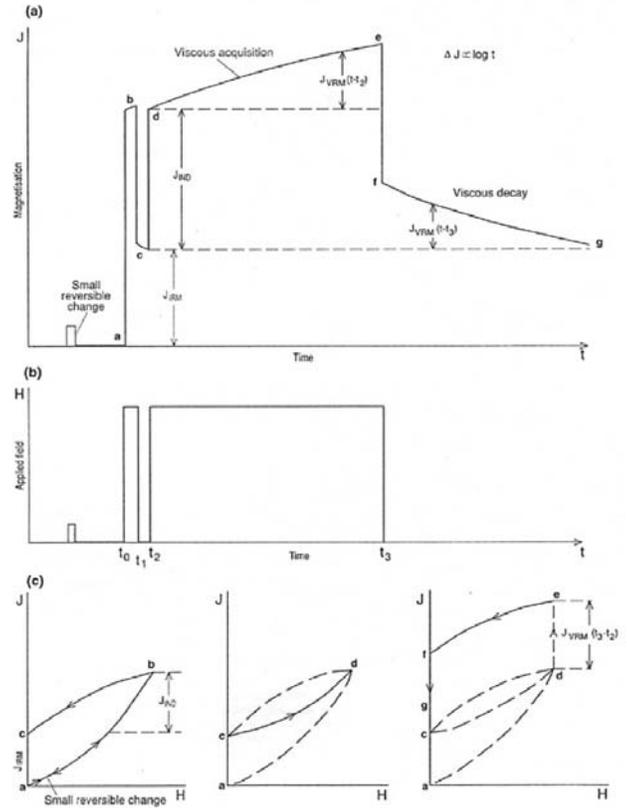


Figure 1-23 : Evolution de l'aimantation (a et c) lors de l'application plus ou moins prolongée d'un champ magnétique.

L'application d'un champ faible fait apparaître une aimantation induite réversible.

L'application d'un champ plus fort crée une aimantation rémanente isotherme à laquelle va s'ajouter une aimantation rémanente visqueuse correspondant à la réorientation des moments magnétiques des grains ayant un temps de relaxation inférieur au temps d'application du champ. Cette aimantation croît comme le logarithme du temps.

Issu de Clark, 1997.

Ceci se complique en introduisant la variable temps. En effet, ceci est valable pour des réchauffements de durée brève, mais lorsque la durée de réchauffement est importante, non négligeable par rapport au temps de relaxation des grains, des grains dont la température de déblocage est supérieure à la température de réchauffement vont être touchés par l'aimantation secondaire. Ils s'aimantent spontanément mais lentement et l'intensité de cette aimantation croît comme le logarithme du temps (Fig. I-23). Aussi, la température de réchauffement apparente peut être supérieure à la température de réchauffement réelle. Cette aimantation est l'**aimantation rémanente visqueuse ou thermovisqueuse**. Elle existe également à température ambiante et donne aux minéraux à faible temps de relaxation une aimantation dans la direction du champ magnétique terrestres actuel.

Il en va de même lors de l'application d'un champ magnétique. Les grains ayant un champ coercitif inférieur au champ appliqué verront leur aimantation réorientée, tandis que les grains ayant un champ coercitif supérieur au champ appliqué conserveront leur aimantation primaire. Cette **aimantation rémanente isotherme** (ARI ou IRM) peut être acquise naturellement par les roches lors d'un foudroiement ou bien de façon artificielle en laboratoire.

Enfin, la diagenèse, le métamorphisme l'altération peuvent former de nouveaux minéraux magnétiques. Ils s'aimantent lors de leur croissance à partir d'une certaine taille critique et leurs moments s'orientent parallèlement au champ extérieur, apportant une nouvelle composante de l'aimantation, l'**aimantation rémanente chimique** (ARC ou CRM).

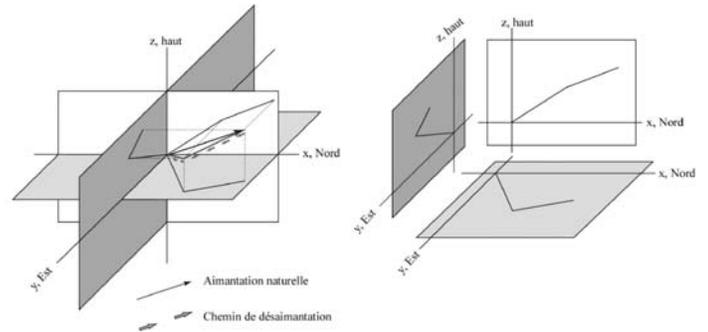


Figure I-24 : Aimantation rémanente naturelle et son évolution au cours de la désaimantation dans une représentation dans le repère (Nord, Est, haut). La projection du chemin de désaimantation dans les 3 plans du repère donne 3 représentations différentes du diagramme de Zijderveld (1967).

2. Principe

2.1. Analyse des composantes naturelles portées par un échantillon

Une roche, de par son histoire souvent longue et complexe et le fait qu'elle soit constituée d'un assemblage de grains de nature, de taille, d'âge différents, portera souvent plusieurs aimantations superposées.

Afin d'isoler les composantes de l'aimantation naturelle, les échantillons vont être progressivement désaimantés, le plus souvent thermiquement. Les figures I-24 et I-25 illustrent la désaimantation progressive d'un échantillon et la détermination des composantes désaimantées. Cette désaimantation, représentée sur un diagramme de Zijderveld (expliqué par la figure I-25), prendra la forme d'une droite si l'on désaimante une composante stable, et d'une courbe si l'on désaimante simultanément plusieurs directions d'aimantation.

2.2. Statistique sur N échantillons

Les composantes stables isolées pour un nombre d'échantillons statistiquement suffisant (plus de 4), reste à estimer la qualité d'une direction moyenne. Il peut exister une certaine dispersion des données due aux erreurs de mesures et à la dispersion normale des données (compaction des sédiments, angle entre la direction du champ et celle des aimantations...).

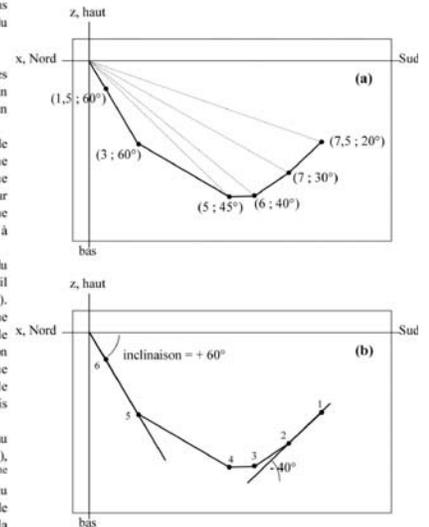
La statistique de Fischer (1953) est une adaptation à la sphère de la loi de Gauss. Elle permet de définir une direction moyenne, une dispersion et la précision de la moyenne calculée. La probabilité ne dépend que de la distance angulaire à la moyenne et est maximale sur la moyenne. Si l'on considère N échantillons ayant chacun donné une direction d'aimantation rémanente stable pour une gamme de température donnée. On va sommer les N directions mesurées pour une formation donnée et la moyenne des directions R est telle que :

Figure I-25 : Soit une aimantation naturelle dont toutes les composantes ont une déclinaison nulle. Son chemin de désaimantation peut être représenté dans un diagramme de Zijderveld (Nord, haut).

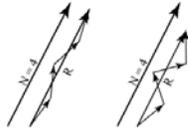
Au cours de la désaimantation, l'aimantation passe de 7,5 avec une inclinaison de 20° à 1,5 avec une inclinaison de 60° (a). Les 2 derniers points ont la même inclinaison, seule l'intensité change (ils sont alignés sur la même droite d'inclinaison 60° -b-). Il s'agit d'une même direction d'aimantation que l'on supprime petit à petit.

En revanche, si l'on considère la direction retirée lors du premier pas de désaimantation (entre 1 et 2) on voit qu'il s'agit d'une aimantation négative et donc inverse (b). Entre ces deux extrémités, le diagramme montre une évolution en forme de courbe. Le second pas de désaimantation (entre 2 et 3) a retiré une aimantation inverse mais d'inclinaison inférieure à 40°, le troisième une aimantation d'inclinaison subhorizontale et le quatrième une aimantation d'inclinaison normale mais inférieure à 60°.

On peut interpréter ce diagramme en considérant qu'au début on désaimante une aimantation inverse (1^{er} pas), puis qu'on finit de la désaimanter durant les 2nd et 4^{ème} pas en désaimantant également la direction normale. Au début on désaimante surtout la direction inverse puis de plus en plus normale. Enfin, il ne reste plus que la composante normale.



$$\begin{cases} R_x = \sum_{i=1}^N \cos(D_i) \cdot \cos(I_i) \\ R_y = \sum_{i=1}^N \sin(D_i) \cdot \cos(I_i) \\ R_z = \sum_{i=1}^N \sin(I_i) \end{cases}$$



On définit un facteur de groupement :

$$K = (N-1)/(N-R) ;$$

et un rayon du cône de confiance :

$$\alpha_{95} = \text{Arcos} [1 - ((N-R)/R)(p^{1/(N-1)})]$$

en prenant en général α_{95} donc $p=5\%$.

R reflète la qualité du groupement. Un bon groupement donnera un R proche de N et par conséquent un facteur de groupement K élevé. K dépend aussi du nombre d'échantillon N. Quand N augmente, il tendra vers une valeur limite qui mesurera la dispersion intrinsèque de l'aimantation dans la formation.

α_{95} mesure le rayon du cône de confiance (la moyenne que l'on obtiendrait avec une infinité d'échantillons a 95% de chances d'être comprise dans le cercle de centre R et de rayon α_{95}).

Quand $K < 10$ et $\alpha_{95} > 20^\circ$, les directions isolées pour chacun des échantillons sont dispersées et la direction moyenne n'est pas significative. Une direction moyenne significative ne préjuge pas de sa signification géologique.

2.3. Signification géologique des composantes isolées

Aux vues des mécanismes d'acquisition d'une aimantation rémanente, on peut dire, dans les cas où il n'y a pas d'aimantation rémanente chimique, qu'une composante de haute température est la composante la plus ancienne et est peut être la composante primaire si celle-ci est conservée. La composante de plus basse température est généralement l'aimantation rémanente visqueuse donc dans la direction du champ actuel, ou une aimantation thermorémanente secondaire dont l'amplitude dépendra de la température et de la durée du réchauffement ou de l'enfouissement.

Une composante peut être utilisée à des fins tectoniques en termes de rotation de la roche portant l'aimantation d'un angle correspondant à l'angle entre la direction de la composante et la position du paléopôle de l'époque d'acquisition, à condition de pouvoir « dater » cette aimantation. La question essentielle est de savoir si la composante est anté ou post-plissement. Pour cela un test classique est utilisé, le test du pli (Fig. 1-26). Si une aimantation est acquise avant le plissement (quand la couche était horizontale), alors celle-ci sera colinéaire en tous points de la couche lorsque on la débascule de la tectonique, en revanche elle dépendra de la position dans le pli lorsque l'on reste en repère géographique. L'inverse pour une aimantation post-plissement. Le débasculement est en général effectué par rapport à la direction de la stratification, la direction du pli n'étant pas toujours pratiquement déterminable.

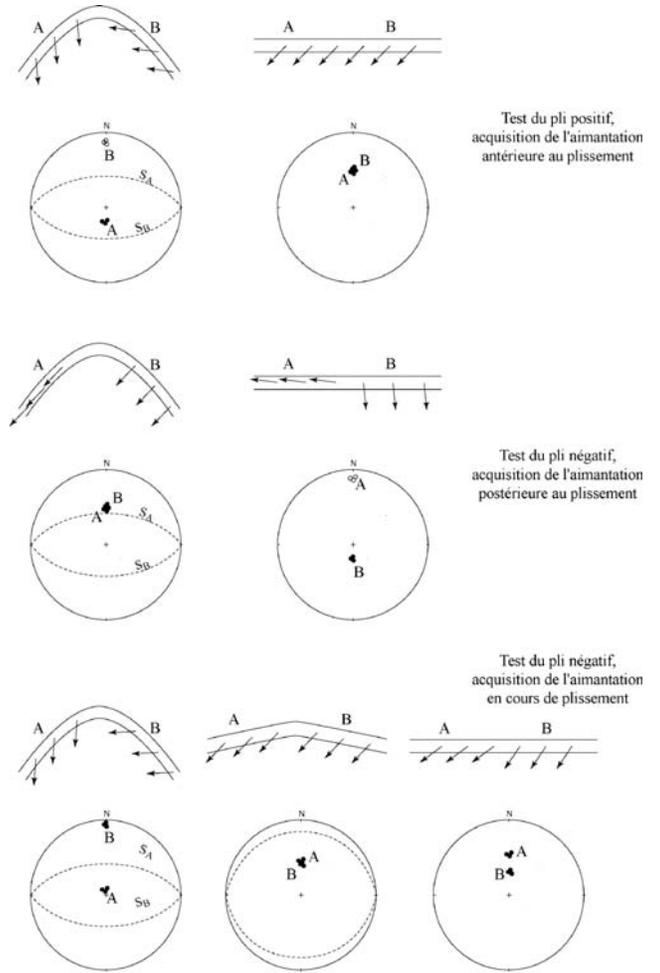


Figure 1-26 : Test du pli et relations acquisition de l'aimantation-plissement

B. Les anisotropies magnétiques

L'aimantation induite, mesurée sous champ faible, et l'aimantation rémanente, acquise sous un champ plus ou moins important, peuvent prendre des valeurs différentes suivant l'orientation de l'échantillon par rapport au champ appliqué. Dans ce cas, l'échantillon présente une anisotropie magnétique.

1. Origine de l'anisotropie à l'échelle de l'échantillon

Chaque grain pris individuellement peut posséder une anisotropie magnétique qui est liée à son anisotropie de forme, à son type de réseau cristallin, et/ou à l'état de contrainte. Des grains anisotropes aléatoirement répartis dans un échantillon donneront un échantillon isotrope. A l'échelle d'un échantillon, soit de 10^2 à 10^9 grains, l'anisotropie magnétique est liée à une orientation préférentielle de la forme des grains (OPF) et/ou de leur réseau cristallin (OPR).

Sous l'effet d'un cisaillement pur, l'ensemble des grains constituant l'échantillon va répondre aux contraintes de 3 façons distinctes : par une réorientation des grains, par une pression-dissolution, et/ou par leur déformation plastique. Les grains vont se réorienter légèrement en plaçant leur axe d'allongement dans la direction de la contrainte minimale. La pression-dissolution correspond à la dissolution des grains dans la direction de contrainte maximale et éventuellement à leur cristallisation perpendiculairement à celle-ci dans la direction de contrainte minimale. Ceci mène à un allongement des grains dans la direction de contrainte minimale. La déformation plastique, quant à elle, pour effet de développer simultanément des orientations préférentielles de forme et de réseau. En effet, à la réorientation des cristaux est associée une réorientation progressive des plans de glissement. Les plans de glissement principaux des cristaux s'éloignent de la direction de contrainte maximale, et simultanément, les directions de glissement se rapprochent de la direction de contrainte minimale.

Pour des grains ferrimagnétiques avec faible anisotropie de forme (longueur/largeur $< 1,3$) et pour les grains antiferromagnétiques dont la faible aimantation spontanée résulte en une faible énergie magnétostatique, l'anisotropie magnétocristalline devient plus importante que l'anisotropie de forme.

La magnétite est le seul minéral ferromagnétique bien représenté dans la nature dont l'anisotropie de forme influe directement sur la fabrique magnétique (Uyeda *et al.*, 1963). Cristallisant dans le système cubique, l'anisotropie magnétocristalline est négligeable, et l'anisotropie de susceptibilité est principalement une anisotropie de forme dont le rapport P (K_1/K_2) peut être très élevé, jusqu'à 5. Elle dépendra donc essentiellement des conditions de formation et de déformation du minéral.

2. Principe des anisotropies magnétiques

Les principes de l'anisotropie d'aimantation rémanente anhystérique (AARA, anhystérique signifiant acquise sous l'application d'un champ alternatif décroissant plus un champ continu) et de l'anisotropie de susceptibilité magnétique (ASM) sont similaires.

Dans le cas de l'ASM, l'aimantation induite peut être exprimée par l'équation :

$$J = k.H$$

Pour un corps présentant une anisotropie magnétique, l'aimantation induite J ne sera pas nécessairement parallèle au champ appliqué H . Ainsi, l'équation ci-dessus, où k est un simple scalaire, ne permettra pas de définir sa susceptibilité magnétique. Dans un repère orthonormé xyz , un champ magnétique appliqué dans la direction x va induire une aimantation non seulement selon x , mais aussi selon y et z , d'où la nécessité de définir k comme un tenseur, avec une matrice 3×3 . On aura ainsi :

$$\begin{aligned} J_x &= k_{xx} H_x + k_{xy} H_y + k_{xz} H_z \\ J_y &= k_{yx} H_x + k_{yy} H_y + k_{yz} H_z \\ J_z &= k_{zx} H_x + k_{zy} H_y + k_{zz} H_z \end{aligned}$$

ou,

$$J_i = k_{ij} H_j \quad (i, j = 1, 2, 3)$$

k_{ij} est la susceptibilité mesurée dans la direction i pour un champ appliqué dans la direction j . Lorsque l'on considère un champ magnétique faible, c'est-à-dire de l'ordre du champ magnétique terrestre, le processus de l'aimantation dans ce domaine est linéaire et réversible. Dans ces conditions le tenseur est symétrique (Fuller, 1963 ; Daly, 1970). La diagonalisation de cette matrice nous permettra d'obtenir des vecteurs propres et des valeurs propres définissant un ellipsoïde (Fig. I-27).

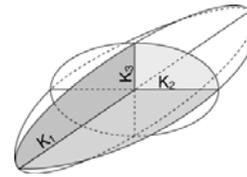


Figure II-27 : Ellipsoïde d'anisotropie de susceptibilité magnétique, avec K_1 , K_2 , K_3 les valeurs principales respectivement maximale, intermédiaire et minimale obtenues à partir de la diagonalisation du tenseur de susceptibilité.

L'axe principal maximal est K_1 , l'intermédiaire est K_2 et le minimal est K_3 .

La forme de l'ellipsoïde sera soit plane (oblate) soit linéaire (prolate) suivant les rapports entre K_1 , K_2 et K_3 . Différents facteurs sont utilisés pour définir la forme des ellipsoïdes, les plus usités sont définis dans le tableau I-2.

Paramètre	Formule	Référence
Linéation magnétique	$L = \frac{K_1}{K_2}$	Balsley and Buddington, 1960
Foliation magnétique	$F = \frac{K_1}{K_3}$	Stacey <i>et al.</i> , 1960
Degré d'anisotropie	$P = \frac{K_1}{K_2}$	Nagata, 1961
Degré d'anisotropie corrigé	$P' = \exp \sqrt{2[(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\eta_2 - \eta_3)^2 + (\eta_1 - \eta_3)^2]}$ où $\eta_1 = \ln K_1$ $\eta_2 = \ln K_2$ $\eta_3 = \ln K_3$	Jelinek, 1981
Facteur de forme	$T = \frac{(2\eta_2 - \eta_1 - \eta_3)}{(\eta_1 - \eta_3)}$	Jelinek, 1981

Tableau I-2 : Différents paramètres utilisés pour définir la forme des ellipsoïdes d'anisotropie. K_1 , K_2 , K_3 sont respectivement les axes principaux maximal, intermédiaire et minimal.

Il existe, à partir de ces paramètres, deux types de représentations graphiques définissant la géométrie de l'ellipsoïde (Fig. I-28). Soit on utilise les paramètres L et F , et l'on représente ces deux paramètres dans un diagramme de Flinn (Flinn, 1962 ; Ramsay & Huber, 1983) où $L = f(F)$, L traduisant la linéation, F la foliation. Soit on utilise les paramètres T et P' , représentés dans un diagramme de Jelinek (1981), T traduisant l'allongement ($-1 < T < 0$) ou l'aplatissement ($0 < T < 1$) de l'ellipsoïde, P' son degré de sphéricité.

Nous choisissons, dans notre étude d'utiliser ces derniers, qui ont l'avantage de prendre en considération les 3 valeurs principales de la susceptibilité.

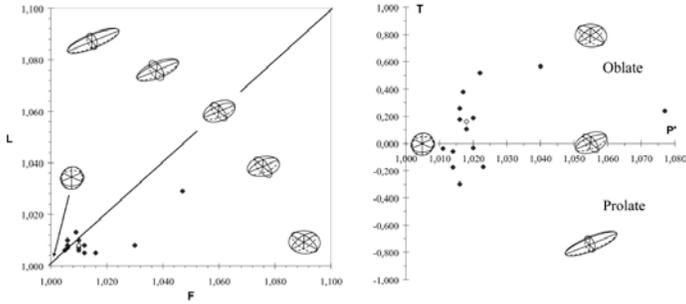


Figure 1-28 : Diagrammes des paramètres de forme de l'ellipsoïde d'anisotropie de susceptibilité magnétique et formes des ellipsoïdes associées. A gauche le diagramme de Flinn (1962) corrèle le paramètre de linéation L à la foliation F. A droite, le diagramme de Jelinek (1981) le facteur de forme T au degré d'anisotropie corrigée P'.

3. ASM ou AARA?

L'anisotropie de la rémanence présente de nombreux avantages par rapport à l'anisotropie de la susceptibilité.

- Tout d'abord, elle ne touche qu'une certaine catégorie de grains, les ferromagnétiques, et non l'ensemble de la roche. Parmi les ferromagnétiques concernés magnétite, titanomagnétites, maghémite, pyrrhotite pour les ferrimagnétiques, et hémate et goëthite pour les antiferromagnétiques. Ceux-ci étant stables dans des conditions géochimiques différentes, ne coexistent rarement plus de deux ou trois espèces dans une même roche, dans la plupart, la rémanence n'est même portée que par une seule espèce. Par conséquent, le tenseur d'anisotropie de la roche étant la somme des tenseurs des différents minéraux la composant, comme la minéralogie est plus simple et que le nombre de minéraux pouvant contribuer à la rémanence peut être réduit par un choix de champ appliqué adéquat, le degré d'anisotropie sera en principe moins sensible aux variations minéralogiques. Néanmoins, la taille et la forme des grains étant importante, on ne peut s'affranchir totalement du contrôle lithologique.

- Ensuite, l'AARA, contrairement à l'ASM, ne présente pas de problème d'inversion d'axes (Fig. I-29). Ce phénomène, détecté avec l'ASM, est dû aux minéraux ferrimagnétiques monodomaines de forme prolate (O'Reilly, 1984 ; Rochette, 1988). En effet, ceux-ci possèdent naturellement une aimantation à saturation dans leur direction d'allongement. Donc, lorsque l'on applique un champ selon leur axe d'allongement, l'aimantation ne peut croître, l'aimantation induite est nulle donc la susceptibilité est nulle ; lorsque l'on applique un champ perpendiculairement à l'axe d'allongement, l'aimantation ne croît toujours pas mais la direction d'aimantation va tourner vers la direction du champ appliqué et la susceptibilité sera positive. L'axe principal maximal de susceptibilité sera donc perpendiculaire à l'axe d'allongement du grain, d'où une inversion des axes par rapport à un grain de même rapports de forme mais polydomaine. Dans le cas de l'AARM, comme aucune rémanence n'est envisageable en dehors de la direction de facile aimantation, l'anisotropie sera très forte et «normale». L'autre conséquence est que l'anisotropie de rémanence est beaucoup plus forte que l'anisotropie de susceptibilité.

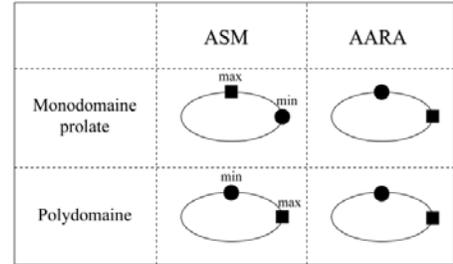


Figure I-29: Fabrication d'anisotropie de susceptibilité «inverse» des grains ferrimagnétiques monodomaines comparée aux fabrications «normales» d'anisotropie de rémanence anhystérique et aux deux types d'anisotropie pour des grains polydomaines. D'après Clark, 1991.

- Enfin elle peut permettre d'isoler différentes catégories de grains de nature et/ou de taille différentes. Des populations de grains de coercivités différentes peuvent être identifiées grâce à un spectre de rémanence anhystérique (Fig. I-30). Celui-ci est réalisé en appliquant dans une direction quelconque un champ de 5x mT (x allant de 1 à 20) et en désaimantant par un champ alternatif de 5(x-1) mT. Ceci correspond à une mesure de rémanence d'une fenêtre de coercivité de 5 mT en allant de 0 à 100 mT. Si le spectre est bimodal, on peut, par le biais de mesure d'ARA partielles, c'est-à-dire dans une fenêtre de coercivité donnée, séparer les deux populations (Jackson *et al.*, 1988). La susceptibilité de rémanence varie avec la nature et la taille des minéraux ferromagnétiques présents, elle est généralement plus forte pour les ferromagnétiques (magnétite, titanomagnétites, maghémite, pyrrhotite) que pour les antiferromagnétiques (hémate et goëthite).

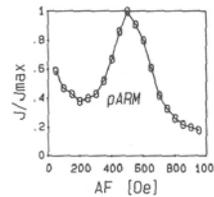


Figure I-30 : Spectre d'ARA obtenu à partir d'un échantillon synthétique contenant deux tailles de grains de magnétite. Issu de Jackson *et al.*, 1988.

Reste le handicap du temps de mesure de l'AARA puisque la mesure de l'AARA d'un échantillon dans une gamme de coercivité donnée prend environ 40 minutes et que la mesure de l'ASM prend 3 minutes. L'AARA est donc utilisée en complément de l'ASM afin de lever certaines ambiguïtés comme l'inversion d'axes ou la composition de sous fabrications.

4. Fabrique magnétique

4.1. Définition de la fabrique magnétique

Lorsque les minéraux constituant un échantillon présentent une orientation préférentielle, c'est-à-dire que celui-ci présente une pétrofabrique, l'ASM va refléter l'orientation moyenne des axes d'anisotropie. L'orientation statistique des axes d'anisotropie de susceptibilité magnétique, d'un puis de plusieurs échantillons d'un même site, correspond à la fabrique magnétique.

L'étude et le développement de l'ASM commencèrent dès 1954 (Graham, 1954) en vue d'être utilisée comme un outil d'analyse de la pétrofabrique. Il présente l'avantage d'être rapide, non destructif, et de moyenner la contribution de 10^2 à 10^9 grains, mais peut présenter dans certains cas l'inconvénient de ne pouvoir dissocier 2 ensembles de grains ayant une orientation préférentielle différente, comme le permettraient les méthodes optiques.

Puisque l'anisotropie de chacun des échantillons peut être décrite par un ellipsoïde, il existe 3 types principaux de fabriques selon l'arrangement des axes principaux des différents échantillons (Fig. I-31).

La fabrique est dite **planaire** (ou oblate en anglais) lorsque les axes principaux maximaux et intermédiaires de

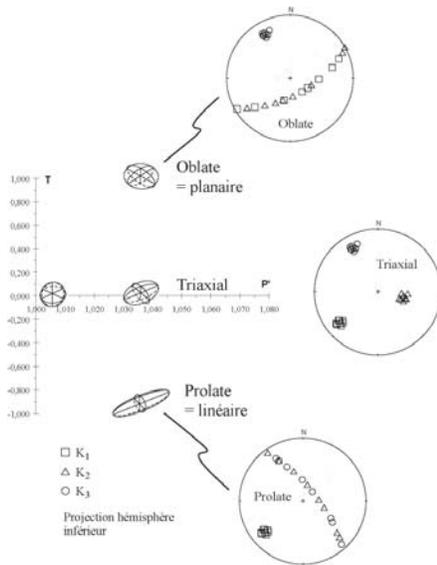


Figure I-31 : Trois principaux types de fabriques magnétiques

susceptibilité magnétique (K_1 et K_2) décrivent un plan, dit plan de **foliation magnétique**, tandis que les axes principaux minimaux (K_3) sont bien groupés autour du pôle de ce plan. On a dans ce cas $K_1 \approx K_2 \gg K_3$.

Lorsque les axes principaux sont bien groupés et distincts les uns des autres, $K_1 > K_2 > K_3$, on parle de **fabrique**

triaxiale.

Lorsque les axes principaux maximaux K_1 sont bien groupés dans le pôle d'un plan où se dispersent les axes principaux intermédiaires et minimaux, on parle de **fabrique linéaire** (ou prolate en anglais) et K_1 définit la direction de **linéation magnétique**. On a dans ce cas $K_1 \gg K_2 \approx K_3$.

Il est à noter qu'une fabrique planaire peut être liée à des minéraux ayant une anisotropie de type planaire mais également à des minéraux ayant une anisotropie linéaire aléatoirement orientés dans un plan (par exemple le plan de stratification ou le plan de schistosité). De la même manière une fabrique linéaire peut être liée à une orientation préférentielle de minéraux linéaires, mais aussi à une intersection de deux fabriques planaires. L'axe principal maximal K_1 aura pour direction l'intersection des 2 plans (Housen *et al.*, 1993), par exemple l'intersection du plan de stratification et du plan de schistosité.

Les fabriques d'ASM sont représentées en projection stéréographique dans l'hémisphère inférieur. Seuls les axes principaux maximaux et minimaux sont figurés, ainsi que leur moyenne calculée grâce à la méthode statistique de Jelinek (1978).

4.2. Fabrique magnétique et déformation des roches sédimentaires

Si le lien entre axes principaux de susceptibilité et déformation a rapidement été réalisé dans le cas des roches métamorphiques (Balsley et Buddington, 1960), il fut, et est toujours, délicat dans le cas des roches sédimentaires de par leur histoire souvent complexe. Il convient de distinguer les fabriques magnétiques produites par les processus sédimentaires et les fabriques résultant de déformations tectoniques.

Les fabriques sédimentaires

Le début de l'histoire des roches sédimentaires commence par leur dépôt. Lors de celui-ci, la fabrique initiale va être contrainte non seulement par la masse, la taille, la forme des grains détritiques se sédimentant, mais aussi par les trois forces extérieures que sont la gravité, les courants et le champ magnétique terrestre. Ainsi, lors d'une sédimentation en eaux tranquilles, les forces de gravité dominent, le champ magnétique terrestre n'orientant que les grains ferromagnétiques les plus fins ($<1-2 \mu\text{m}$), qui ne présentent qu'une faible susceptibilité (Graham, 1966). Les minéraux aplatis se déposent dans le plan correspondant à la stratification et les minéraux allongés se déposent dans ce même plan avec leur axe d'allongement disposés aléatoirement. En résulte une fabrique aplatie dans le plan de stratification, et un axe principal minimal de susceptibilité, K_3 , perpendiculaire à cette stratification (Rees, 1965).

Lors d'une sédimentation en présence d'un courant type écoulement laminaire, la gravité reste dominante, néanmoins la fabrique va être modifiée par l'effet des forces hydrodynamiques sur les grains sédimentant. Dans le cas de faibles courants, King (1955) et Rusnak (1957) montrent que les grains magnétiques présentant une anisotropie de forme s'orientent parallèlement à la direction des courants (Fig. I-31). Hecht (1962) ajoute que l'axe principal maximal de susceptibilité K_1 tend à être parallèle à l'axe d'allongement des minéraux non-ferromagnétiques associés. Tout comme dans le cas précédent, K_3 est perpendiculaire à la stratification, mais se développe une linéation dans la direction du courant. En revanche, dans le cas de forts courants, Granar (1958) montre que les grains allongés trouvent une position stable perpendiculairement au courant. Par ailleurs, les minéraux aplatis se trouvent inclinés par le courant dans la direction du courant. La fabrique magnétique présente alors une indication de direction et du sens du courant.

Dans tous les cas, les fabriques liées à la sédimentation sont oblates, avec un paramètre de forme, T , fortement positif avoisinant 1. La foliation est toujours très proche du plan de stratification et ne s'en éloigne au maximum de 20° d'inclinaison dans le cas de forts courants ou de dépôts sur une surface pentée (Rees, 1966).

La diagenèse de ces sédiments, la compaction va renforcer la fabrique oblate horizontale préexistante. Pour un grès, cette

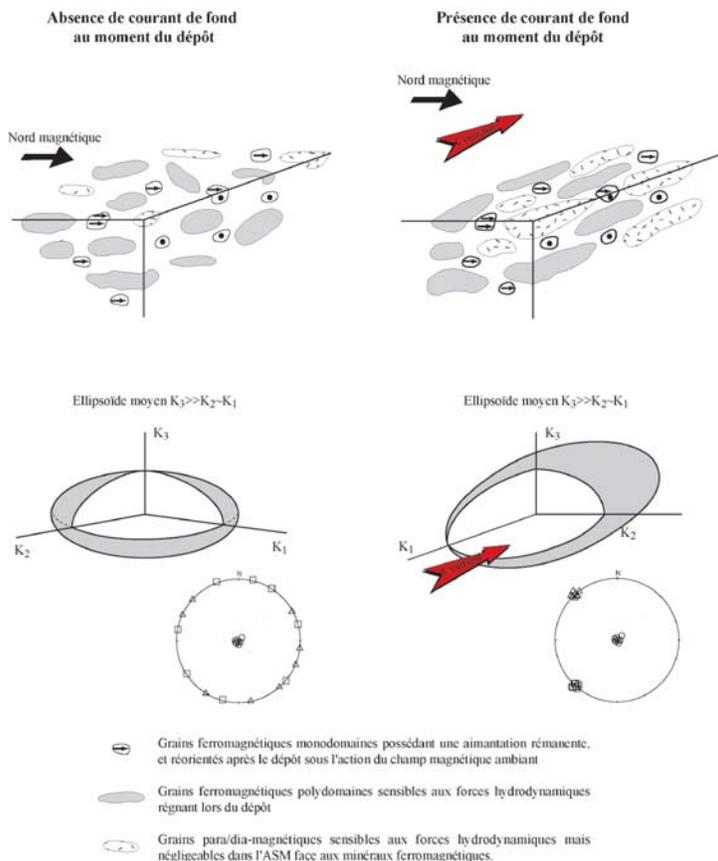


Figure 1-32 : Cas d'acquisition d'une fabrique sédimentaire sous champ ambiant en l'absence et en présence d'un courant de fond au moment du dépôt. En absence de courant, les particules ferromagnétiques possédant une aimantation rémanente s'orientent dans la direction du champ ambiant. Les grains para et diamagnétiques s'orientent aléatoirement dans le plan de dépôt, la fabrique résultante est planaire. En présence d'un courant de fond suffisant, les particules de taille supérieures à 10 microns seront orientées par le courant, la fabrique résultante sera triaxiale avec un axe principal maximal dans la direction du courant. D'après Robion, 1995.

compaction, d'abord mécanique, est remplacée par une compaction chimique (pression-dissolution) lorsque l'enfouissement atteint une température de 90°C (~3km). En revanche, ces deux types de compaction coexistent pour les calcaires dès les faibles profondeurs d'enfouissement. Si elle est importante, la compaction mécanique et la cimentation des pores va interdire tout mouvement des gros grains. Ainsi, plus la diagenèse est importante, plus l'anisotropie sédimentaire est forte et plus il sera difficile d'enregistrer une anisotropie différente, liée à la tectonique. Par ailleurs, la diagenèse peut également créer de nouveaux minéraux susceptibles, paramagnétiques, telle l'illite qui apparaît à des températures de 130-140°C par réaction des feldspaths potassiques et de la kaolinite et vient napper les minéraux (Bjørlykke, 1983 ; Bjørlykke & Aagaard, 1992). Ceci peut légèrement altérer l'anisotropie sédimentaire.

Effet de la déformation : compétition entre fabriques sédimentaire et tectonique

Après une diagenèse plus ou moins importante, les roches sont souvent l'objet de déformations liées aux contraintes tectoniques extensives ou compressives.

Dans le cas d'une déformation en compression, qui nous intéressera tout particulièrement ici, Graham (1966) met en évidence une linéation magnétique K_1 dans la direction de l'axe d'un pli. Par comparaison avec l'observation de la déformation de polygones de dessiccation, il montre que la fabrique magnétique est liée à la déformation, qu'elle est liée au raccourcissement parallèle aux couches (couramment appelé LPS pour Layer Parallel Shortening) et qu'elle est simplement basculée par la formation du pli dont l'axe sera parallèle au K_1 .

A ce stade, les mesures en elles-même ne permettent pas de distinguer ce type de fabrique d'une fabrique sédimentaire avec traces de courant. Le choix d'une interprétation tectonique est basée sur d'autres considérations, telle la cohérence régionale de l'orientation des linéations magnétiques, le bon accord des directions de linéation observées avec celles des fabriques plus évoluées observées dans la même région, ou encore la cohérence avec d'autres données microstructurales (fentes, stylolythes...). Ainsi c'est par une comparaison entre l'orientation des axes K_1 , l'orientation des axes de pli et les directions de raccourcissement données par l'inversion des mesures de failles à stries que Kissel *et al.* (1986) constatent que les fabriques magnétiques des sédiments peu consolidés et apparemment non déformés de Grèce et de Taiwan présentent une contribution tectonique. Une linéation magnétique apparaît alignée avec les axes de pli mais la fabrique sédimentaire est encore marquée puisque les axes K_2 sont toujours dans le pôle de stratification. Ceci implique que le premier effet de la déformation est d'aligner les axes K_1 perpendiculairement à la direction de raccourcissement. Cet alignement des axes K_1 peut être dû à la réorientation des minéraux constituant la roche, mais peut également être une linéation d'intersection entre le plan de stratification et un plan de schistosité vertical non exprimé macroscopiquement.

Pour une déformation plus importante, ces auteurs observent une dispersion des axes principaux minimaux et intermédiaires suivant une guirlande dans un plan vertical comprenant la direction de raccourcissement. Ces fabriques intermédiaires combinant héritage sédimentaire et déformation tectonique sont également observées par Lowrie & Hirt (1987) et Lee *et al.* (1990) respectivement en Italie et à Taiwan.

Effet de la déformation : les fabriques purement tectoniques

Lorsque la quantité de déformation croît, les fabriques magnétiques deviennent de plus en plus évoluées. On parle de fabriques tectoniques à partir du moment où la foliation magnétique, plan contenant K_1 et K_2 est perpendiculaire ou oblique à la stratification. Ces fabriques évoluées ont été généralement décrites dans les roches très déformées et généralement métamorphosées.

Graham (1966) est le premier à proposer une évolution progressive de la fabrique magnétique lors de la déformation (Fig. 1-33a). Il étudie l'évolution progressive de la déformation grâce à des concrétions déformées dans le massif de l'Argentera (Graham, 1978). Cette étude montre le passage, lors d'une compression croissante, d'une fabrique des concrétions oblate dans la stratification, à prolata avec l'axe principal maximal perpendiculaire à la compression, à oblate dans le plan de schistosité, à triaxial (Fig. 1-33b). Il interprète toutes les fabriques obtenues comme différentes étapes d'une même histoire de la déformation. L'évolution de la forme des concrétions lors d'une déformation croissante est ensuite reprise par Kligfield *et al.* (1981) qui montrent que l'évolution de la forme des ellipsoïdes d'ASM est similaire.

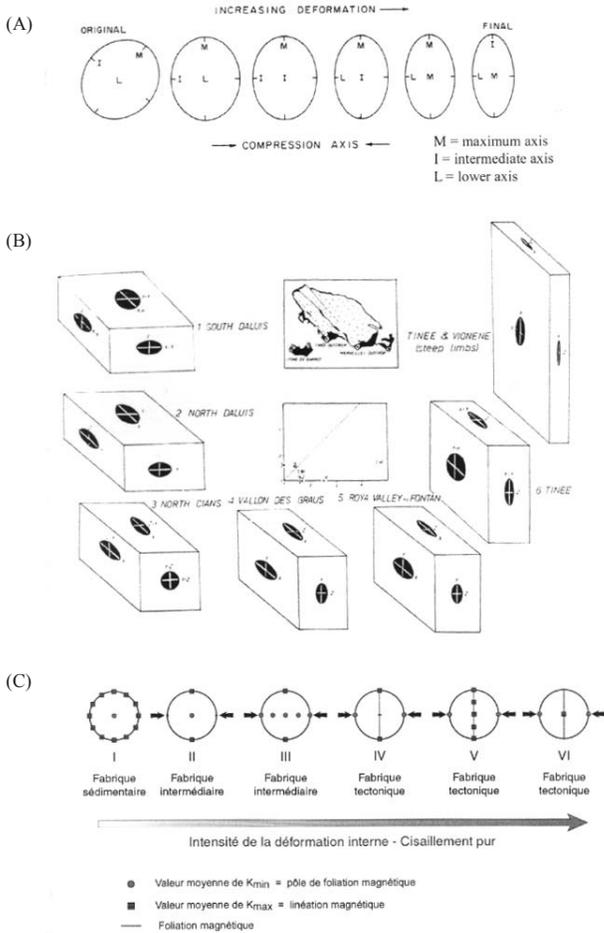


Figure I-33 : Evolution des fabriques magnétiques au cours de la déformation. (A) d'après Graham, 1966. (B) d'après Graham, 1978. (C) d'après Frizon de Lamotte *et al.*, 1997.

Une étude récente de Lüneburg *et al.* (1999) comparant de la même manière ASM et déformation de concrétions, montre que la fabrique magnétique et l'orientation préférentielle des grains ne résultent pas des mêmes mécanismes de déformation que la déformation finie observée grâce aux concrétions. Ces auteurs montrent en effet, par des observations microscopiques SEM, que l'ASM est très vite marquée par la tectonique car elle résulte à la fois de la rotation des grains préexistants et de la cristallisation orientée de nouveaux grains en cours de déformation. La déformation finie, quant à elle, reflète l'ensemble des déformations subies par la roche, soit la somme de la diagénèse et de la tectonique.

Ces fabriques évoluées se présentent également dans les roches sédimentaires non métamorphisées dans les zones où la déformation interne est importante comme dans le bassin d'avant-pays de la chaîne pyrénéenne (Averbuch *et al.*, 1993 ; Grelaud *et al.*, 2000)

Effet de la déformation par cisaillement simple

L'effet du cisaillement simple sur une roche présentant au départ une fabrique sédimentaire ou tectonique est d'augmenter progressivement le degré d'anisotropie de la roche (Rathore, 1985), et de venir placer la linéation magnétique dans le plan de schistosité parallèlement au transport (Lamarche & Rochette, 1987 ; Aubourg *et al.*, 1991 ; Averbuch *et al.*, 1992...).

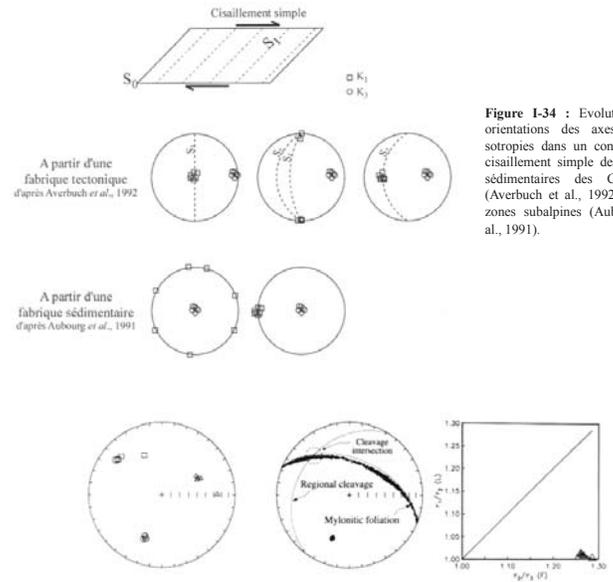


Figure I-34 : Evolution des orientations des axes d'anisotropie dans un contexte de cisaillement simple des roches sédimentaires des Corbières (Averbuch *et al.*, 1992) et des zones subalpines (Aubourg *et al.*, 1991).

Figure I-35 : A gauche, fabrique magnétique d'intersection dans des schistes de la zone axiale pyrénéenne. Au centre sont représentées les ellipses de confiance autour de chacun des axes. Cet exemple montre par ailleurs qu'il est possible d'obtenir des fabriques triaxiales avec un paramètre de foliation élevé. D'après Parés & Van der Pluijm (2002).

Des fabriques plus complexes peuvent être obtenues par intersection de deux foliations, comme l'ont illustré Parés & Van der Pluijm (2002) dans la zone axiale Pyrénéenne où la fabrique obtenue est une fabrique d'intersection entre la schistosité régionale et la foliation mylonitique locale.

4.3 Utilisation de l'ASM

Quantification de la déformation?

La relation étroite entre la fabrique magnétique et la fabrique des grains a fait naître l'idée que l'ASM puisse être un bon outil de quantification de la déformation. Rathore (1979) montre qu'il existe une relation quantitative entre la quantité de déformation et les axes principaux de susceptibilité magnétique, présentant cela comme une possible relation universelle.

Reprenant ces résultats, Kligfield *et al.* (1981) trouvent également une relation linéaire entre le logarithme de la déformation finie et la différence de susceptibilité magnétique normalisée ($\Delta K_i = (K_i - K_{min})/K_m$ où $K_m = (K_1 + K_2 + K_3)/3$) dans deux terrains distincts. Néanmoins, la pente de la droite est différente dans les deux cas. Il existe donc bien une relation quantitative entre déformation et ASM, mais elle n'est valable que localement et doit dépendre des mécanismes de déformation (pression-solution, rotation rigide des grains, recristallisation) (Owens, 1974) ainsi que du degré de métamorphisme. On peut noter toutefois que le chemin d'évolution des fabriques est commun à toutes les régions. Hirt *et al.* (1988) utilise la comparaison entre ASM et la déformation finie mesurée sur lames minces sur quelques sites afin d'extrapoler la relation à l'ensemble d'une formation sédimentaire du bassin de Sudbury (Canada).

Henry (1980) montre que la susceptibilité moyenne des roches influe sur la forme de l'ellipsoïde pour une déformation donnée. Les minéraux à faible susceptibilité constituant la matrice ayant un rôle dans l'anisotropie globale de la roche, la quantification de la déformation par l'ASM ne peut être rendue possible que par séparation des anisotropies des constituants de la roche (matrice et ferri-ferromagnétiques) (Henry, 1983). En effet, le tenseur de susceptibilité magnétique étant la somme des tenseurs de chacun des minéraux présents, elle est sensible aux concentrations relatives, aux susceptibilités, aux anisotropies des minéraux, ainsi qu'à leur fabrique minéralogique et au degré d'alignement de chacune des phases contribuant au signal. La pétrofabrique liée à déformation n'exerce qu'un contrôle partiel sur le degré d'anisotropie de susceptibilité magnétique. L'utilisation des mesures d'anisotropie magnétique en champ fort et en champ faible a tout d'abord permis d'isoler la composante ferromagnétique de celle para/dia-magnétique (Hrouda & Jelinek, 1985). Puis Henry (1987) présente une méthode qui permet d'isoler, pour certaines roches, l'anisotropie d'un seul minéral ce qui permet d'établir une relation quantitative entre fabrique magnétique et déformation finie (Henry & Hrouda, 1989).

Pour toute quantification, il est nécessaire d'avoir une déformation suffisante pour qu'il n'y ait pas d'interférence avec les composantes anté-tectoniques de la fabrique magnétique, mais d'un autre côté une déformation pas trop importante pour ne pas saturer l'anisotropie (Borradaile, 1991).

Chemins d'évolution de la fabrique lors d'une déformation croissante

Actuellement, une quantification simple de la déformation via l'ASM n'est possible que dans des cas particuliers où la minéralogie est simple et constante dans l'ensemble des sites étudiés et en présence de bons marqueurs structuraux. Cependant une étude semi-quantitative est possible en comparant les fabriques magnétiques observées aux chemins d'évolution de la fabrique lors d'une déformation croissante (Fig. 1-33c). On suppose pour cela que les axes principaux de la déformation ($\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$) correspondent aux axes principaux de la susceptibilité magnétique ($K_1 \geq K_2 \geq K_3$), ce qui est justifié lorsque la fabrique primaire n'est pas altérée par une recristallisation, que la fabrique de la roche n'est pas inverse, et qu'elle n'est pas due à une déformation progressive non coaxiale (Borradaile et Henry, 1996). Les résultats utilisant cette comparaison sont concluants, elle doit cependant être utilisée avec précaution. En effet, si l'évolution des fabriques se révèle exacte pour la déformation d'un même échantillon, elle est dans les d'études qui nous intéressent,

également sensible aux variations minéralogiques, que ce soit la nature des minéraux ou leur proportion respective.

Ce type d'approche a permis par exemple à Averbuch *et al.* (1992) d'observer la localisation de la déformation dans le pli de Lagrasse (Fig. 1-36).

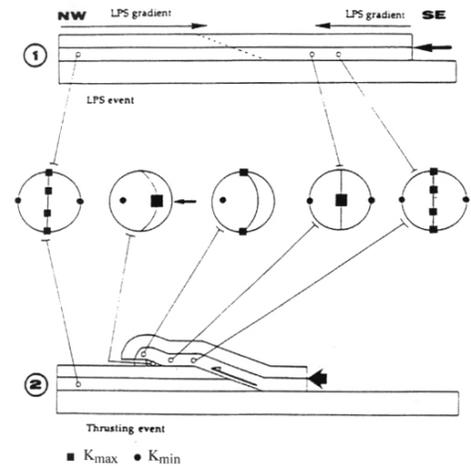


Figure 1-36 : Evolution de la fabrique magnétique dans le pli de Lagrasse, reflétant la distribution de la déformation interne. Elle illustre le gradient de déformation et donc la localisation de la déformation à proximité de la future rampe, ainsi que le cisaillement simple dans le flanc avant du pli. D'après Averbuch *et al.*, 1992.

