



HAL
open science

Structures de la roche et effets magnétiques : mesures et interprétation

Jacques Pocachard

► **To cite this version:**

Jacques Pocachard. Structures de la roche et effets magnétiques : mesures et interprétation. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1980. Français. NNT : . tel-00761827

HAL Id: tel-00761827

<https://theses.hal.science/tel-00761827>

Submitted on 6 Dec 2012

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

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

P. Vialon

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES NATURELLES

par

Jacques POCACHARD

S U J E T

**STRUCTURES DE LA ROCHE ET EFFETS MAGNÉTIQUES
MESURES ET INTERPRÉTATION**

Soutenue le 15 Décembre 1980 devant la Commission d'Examen

Président :	R. MICHEL	Professeur	U.S.M. Grenoble
Examineurs :	P. VIALON	Professeur	U.S.M. Grenoble
	G. ROCCI	Professeur	Université Nancy
	H. DABROWSKI	Chargé de cours	U.S.M. Grenoble
	C. LAJ	Ingénieur	C.F.R. Gif/Yvette
	G. CHIRON	Ingénieur	C.E.N. Grenoble
	J.-P. POZZI	Maître de recherche	I.P.G. Paris
	F. ROBACH	Ingénieur	C.E.N. Grenoble

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES NATURELLES

par

Jacques POCACHARD

SUJET

**STRUCTURES DE LA ROCHE ET EFFETS MAGNÉTIQUES
MESURES ET INTERPRÉTATION**

Soutenue le 15 Décembre 1980 devant la Commission d'Examen

Président :	R. MICHEL	Professeur	U.S.M. Grenoble
Examineurs :	P. VIALON	Professeur	U.S.M. Grenoble
	G. ROCCI	Professeur	Université Nancy
	H. DABROWSKI	Chargé de cours	U.S.M. Grenoble
	C. LAJ	Ingénieur	C.F.R. Gif/Yvette
	G. CHIRON	Ingénieur	C.E.N. Grenoble
	J.-P. POZZI	Maître de recherche	I.P.G. Paris
	F. ROBACH	Ingénieur	C.E.N. Grenoble

AVANT-PROPOS

Les travaux relatés dans ce mémoire ont été effectués dans le cadre d'un contrat temporaire de thèse faisant suite à un doctorat de spécialité et accordé par le Commissariat à l'Energie Atomique pour une durée de quatre ans.

Pour cela, j'ai été accueilli au Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique dirigé par Monsieur M. CORDELLE et plus particulièrement au sein de la Division de Magnétométrie par Monsieur A. SALVI, son directeur, et Messieurs P. LEMERCIER et G. CHIRON.

Monsieur R. MICHEL, professeur à l'Institut Dolomieu et directeur de cette thèse, a su comprendre le caractère inhabituel d'un travail qui a fait appel à des connaissances générales élargies à des domaines pouvant être assez éloignés des sciences de la terre, afin de trouver la justification de certains phénomènes géologiques et par delà celle d'investigations futures.

Au cours de ces quelques années, durant lesquelles j'ai eu souvent le plaisir de connaître des personnes possédant ou non l'étiquette de scientifique, j'ai cru comprendre et je le crois encore qu'il ne peut y avoir recherche et progrès sans dialogue. Ce n'est rien de le dire mais la communication entre diverses disciplines nécessite quelques efforts ne serait-ce qu'au niveau du langage. La conjoncture actuelle donne raison à ce type de démarche que défend depuis tant d'années Monsieur H. DABROWSKI, personne en laquelle de nombreux étudiants, dont je fais partie, ont su apprécier son ouverture d'esprit,

sa disponibilité, son enthousiasme et à laquelle j'associe Monsieur G. ROCCI, professeur à l'Institut de géologie de NANCY.

L'accueil de Monsieur C. LAJ dans son laboratoire de Paléomagnétisme, au sein du Centre des Faibles Radioactivités dirigé par J. LABEYRIE, m'a permis d'accéder aux techniques paléomagnétiques de prélèvement et de mesure tant sur le terrain qu'en laboratoire. Son action ne s'est pas arrêtée là et je ne citerai que la collaboration active que nous avons eu lors de la mise au point du rémanomètre.

Cette thèse entre pour une large part dans le projet d'études sur le magnétisme des roches présenté par le groupe de recherches tectonophysiques de l'I.R.I.G.M., dirigé par Monsieur P. VIALON. Ces études prévoient, dès le départ, la collaboration de trois laboratoires grenoblois: l'Institut de Recherches Interdisciplinaires de Géologie et de Mécanique, le Laboratoire de Magnétisme du CNRS et la Division Magnétométrie du LETI.

L'évènement marquant de cette dernière année de thèse a été la rencontre de Monsieur SILVY, de l'Ecole Française du Papier, ce qui a entraîné les nombreux propos concernant la structure poreuse de la roche. Cette optique fondamentale ouvre à des applications intéressantes en magnétométrie que nous nous proposons d'étudier dès aujourd'hui.

J'ai apprécié l'aide que m'ont apportée M. BOF, F. ROBACH et D. DURET (LETI), J.P. POZZI (IPG PARIS), J.R. REGNARD (Laboratoire des Interactions Hyperfines, DRF), R. VERGNES et P. MOLLARD (CNRS GRENOBLE), J.P. GRATIER (IRIGM), ainsi que toutes les personnes ayant participé de près ou de loin à l'élaboration de cette thèse.

Enfin, j'associe à mon bonheur de voir ce mémoire terminé celui que j'ai eu de rencontrer des gens sachant faire partager leur vie par leur jeunesse d'esprit.

TABLE DES MATIERES

	Page
<u>RESUME</u>	... 3
<u>INTRODUCTION</u>	... 5
1ère partie : <u>CONNAISSANCES GENERALES EN MAGNETISME DES ROCHES ET INCIDENCE DE LA STRUCTURE SUR LES PARAMETRES MAGNETIQUES.</u>	
<u>Chapitre 1</u> : PROBLEMES RELATIFS AU MAGNETISME DES ROCHES.	... 13
1.1 MANIFESTATIONS DE L'ETAT MAGNETIQUE D'UN MATERIAU	... 13
1.1.1 Moments magnétiques	
1.1.2 Les différents états magnétiques	
1.1.2.1 Le diamagnétisme	
1.1.2.2 Le paramagnétisme	
1.1.2.3 Le ferromagnétisme	
1.1.2.3.1 L'aimantation spontanée	
1.1.2.3.2 Les domaines de WEISS	
1.1.2.3.3 L'énergie d'anisotropie. La magnétostriction	
1.1.2.3.4 L'Antiferromagnétisme	
1.1.2.3.5 Le ferrimagnétisme	
1.1.3 Effets et grandeurs magnétiques	
1.1.3.1 Intensité d'aimantation	
1.1.3.2 Champ et induction magnétiques	
1.1.3.3 Susceptibilité magnétique	
1.1.3.4 Perméabilité magnétique	
1.1.3.5 Système d'unités	
1.1.4 Mesure du champ et détermination du moment magnétique	
1.2 INDUCTION D'UNE AIMANTATION SOUS L'ACTION D'UN CHAMP MAGNETIQUE	... 36
1.2.1 Milieux dia et paramagnétiques	
1.2.2 Milieux ferromagnétiques	
1.2.2.1 Aimantation dans un champ magnétique élevé	

1.2.2.1.1 Courbe de première aimantation d'un grain polydomaine	
1.2.2.1.2 Hystérésis magnétique	
1.2.2.1.3 Champ démagnétisant	
1.2.2.1.4 Phénomènes irréversibles dans un grain monodomaine	
1.2.2.1.5 Aimantation d'une multitude de grains	
1.2.2.1.6 Anisotropie d'aimantation rémanente	
1.2.2.2 Aimantation dans un champ magnétique faible	
1.2.2.3 Durée d'induction d'un champ magnétique	
1.3 EFFETS MAGNETIQUES LIES A LA TEMPERATURE	... 52
1.3.1 Milieux paramagnétiques	
1.3.2 Milieux ferromagnétiques	
1.3.2.1 Influence sur la courbe d'aimantation	
1.3.2.2 Aimantation thermorémanente	
1.3.2.3 Rapport taille du grain sur température	
1.3.2.3.1 Temps de relaxation	
1.3.2.3.2 Champ coercitif	
1.3.2.3.3 Intensité de l'aimantation thermorémanente	
1.3.2.3.4 Susceptibilité magnétique	
1.4 EFFETS MAGNETIQUES LIES A LA PRESSION	... 61
1.4.1 Processus d'aimantation	
1.4.1.1 Grains polydomaines	
1.4.1.2 Grains monodomaines	
1.4.2 Aimantation d'une roche	
1.4.2.1 Nature des grains magnétiques	
1.4.2.2 Aimantation pour des directions de pression variables	
1.4.2.3 Aimantation et déformation	

1.4.2.4 Influence de la contrainte de confinement	
1.4.3 Susceptibilité magnétique	
1.4.3.1 Dimensions des grains	
1.4.3.2 Anisotropie de susceptibilité	
1.4.4 Aimantation piézorémanente	
1.4.4.1 Acquisition de l'aimantation	
1.4.4.2 Intensité direction et anisotropie de l'APR	
1.4.4.3 Effet de la pression sur une aimantation rémanente	
1.4.4.4 Taille des grains	
1.4.4.5 Effet d'une contrainte de confinement	
Chapitre II : DISTRIBUTION DES PARAMETRES MAGNETIQUES DANS UNE ROCHE.	... 79
2.1 PARAMETRES MAGNETIQUES ET DOMAINES D'UTILISATION EN GEOLOGIE	... 80
2.1.1 Aimantation rémanente naturelle	
2.1.2 Anisotropie de susceptibilité magnétique	
2.1.3 Aimantation globale d'un corps magnétique	
2.2 CONTROLE STRUCTURAL DE L'AIMANTATION LORS DE LA SEDIMENTATION ET DE LA DIAGENESE	... 88
2.2.1 Dépôt des particules	
2.2.1.1 Particules dia et paramagnétiques	
2.2.1.2 Particules ferromagnétiques (grains monodomaines)	
2.2.1.3 Particules ferromagnétiques (grains polydomaines)	
2.2.1.4 Effet d'un courant tangentiel, effet de pente	
2.2.2 Sédiment non consolidé	
2.2.2.1 Comportement des particules	
2.2.2.1.1 Aimantation rémanente	
2.2.2.1.2 Anisotropie de susceptibilité	
2.2.2.1.3 Interactions des particules	

2.2.2.2 Définition de la structure du milieu poreux	
2.2.2.2.1 Perméabilité	
2.2.2.2.2 Paramètres de la structure poreuse	
2.2.2.2.3 Anisotropie	
2.2.2.2.4 Analyse structurale	
2.2.2.2.4.1 Définitions	
2.2.2.2.4.2 Pore équivalent	
2.2.2.2.4.3 Propriétés du pore équivalent	
2.2.2.2.4.4 Application à un matériau sédimentaire	
2.2.2.2.4.5 Trois exemples de structure poreuse	
2.2.2.3 Structure poreuse d'un sédiment, perméabilité et conclusion	
2.2.3 Compaction et consolidation du sédiment	
2.2.3.1 Aimantation rémanente chimique	
2.2.3.2 Compaction des particules	
2.2.3.2.1 Blocage des particules	
2.2.3.2.2 Etats de contrainte et de déformation	
2.2.3.2.3 Comportement magnétique	
2.2.3.2.3.1 Aimantation rémanente	
2.2.3.2.3.2 Susceptibilité magnétique	
2.2.3.3 Cristallisation et dépôt dans le réseau poreux	
2.2.3.3.1 Définition générale du modèle	
2.2.3.3.2 Flocculation et dépôt	
2.2.3.3.3 Cristallisation	
2.2.3.3.4 Compaction et formes	
2.2.4 Conclusions	

	Page
2.3 COMPORTEMENTS MAGNETIQUES D'UNE ROCHE PLISSEE OU FRACTUREE ...	143
2.3.1 Plis et aimantation rémanente	
2.3.1.1 Position de l'A.R.N. par rapport à l'axe du pli	
2.3.1.2 Position de l'A.R.N. suivant le mode de déformation	
2.3.2 Plis et anisotropie de susceptibilité	
2.3.3 Pli et accumulation de matière	
2.3.3.1 Déformations et transfert	
2.3.3.2 Structure poreuse et pli	
2.3.3.3 Effet magnétique de la structure poreuse	
2.3.4 Fracturation	
2.3.5 Conclusions	
2.4 FORMES D'UN CORPS MINERALISE ...	158
2.4.1 Circulation hydrothermale	
2.4.2 Formes primaires	
2.4.2.1 Couche et cheminée minéralisées	
2.4.2.2 Directions moyennes d'écoulement	
2.4.2.3 Comportement magnétique	
2.4.3 Formes secondaires	
2.4.4 Conclusions	
2.5 CONCLUSIONS ...	166
2ème partie : <u>RESULTATS DES CAMPAGNES DE TERRAIN. INSTRUMENTATION</u>	
<u>Chapitre III</u> : CARACTERISATION DES STRUCTURES PAR METHODES MAGNETIQUES. RESULTATS DES CAMPAGNES DE TERRAIN. ...	171
3.1 RELATION PLI-ROTATION DE L'AIMANTATION REMANENTE ...	172
3.1.1 Prélèvement, traitement, mesure	

	Page
3.1.2 Analyse	
3.1.3 Val sapin	
3.1.3.1 Description et résultats	
3.1.3.2 Interprétation et mécanismes du pli	
3.1.4 Espréaux	
3.1.4.1 Description et résultats	
3.1.4.2 Interprétation et influence des aimantations secondaires	
3.1.5 Brignoud-Laval	
3.1.5.1 Description et résultats	
3.1.5.2 Interprétation et mesure à haute sensibilité	
3.1.6 St-Georges d'Hurtières : Sainte-Barbe 1, Trinité 2	
3.1.6.1 Description des deux sites	
3.1.6.2 Résultats	
3.1.6.3 Interprétation	
3.1.6.3.1 Origine de l'A.R.N.	
3.1.6.3.2 Plissement	
3.1.6.3.3 Fracturation	
3.1.6.3.4 Conclusions	
3.1.7 Saint-Georges d'Hurtières 3	
3.1.8 Monzalet	
3.1.8.1 Description du site	
3.1.8.2 Résultats et interprétation	
3.1.8.3 Conclusions	
3.2 RELATION STRUCTURE POREUSE-ANOMALIE MAGNETIQUE	... 216
3.2.1 Brusson	

3.2.1.1 Description et résultats	
3.2.1.2 Origine des anomalies	
3.2.1.3 Structure poreuse	
3.2.2 Lac Gelé	
3.2.2.1 Description du site	
3.2.2.2 Levés magnétiques et interprétation	
3.2.2.2.1 Origine de l'anomalie du Lac Gelé	
3.2.2.2.2 Structure poreuse	
3.3 RELATION TEXTURE - AIMANTATION	... 231
3.3.1 Porteur du moment magnétique	
3.3.1.1 Analyse optique de rayons X	
3.3.1.2 Spectrométrie Mössbauer et analyse en champ fort	
3.3.1.3 Aimantations spécifiques à saturation	
3.3.2 Différenciation des deux unités	
3.3.2.1 Mesures d'aimantation en champ faible	
3.3.2.2 Aspect géochimique	
3.3.2.3 Caractères structuraux	
3.3.2.4 Aimantations rémanentes et aimantations induites	
3.3.2.5 Déformation et rapport J_r/J_i	
3.3.2.6 Texture et rapport J_r/J_i	
3.3.3 Conclusions	
3.4 LOCALISATION D'UN CORPS MAGNETIQUE ET EVALUATION DE SES PARAMETRES GEOMETRIQUES	... 250
3.4.1 Présentation générale du gisement de Cogné	
3.4.2 Caractères structuraux	

3.4.3 Paramètres magnétiques	
3.4.4 Levés aéromagnétiques	
3.4.4.1 Acquisition des mesures	
3.4.4.2 Cartes d'anomalies du champ magnétique	
3.4.5 Recherche du dipôle magnétique équivalent	
3.4.6 Interprétation par modèle	
3.4.7 Conclusions	
3.5 CONCLUSIONS	... 266
<u>Chapitre IV</u> : DEVELOPPEMENT D'INSTRUMENTS UTILES A L'ETUDE MAGNETIQUE DES ROCHES	... 269
4.1 LE REMANOMETRE	... 270
4.1.1 Description générale	
4.1.2 Principe de l'opération	
4.1.3 Calibration	
4.1.4 Conclusions	
4.2 UTILISATION DU MAGNETOMETRE A EFFET JOSEPHSON	... 281
4.2.1 Description générale du montage préliminaire	
4.2.2 Critiques du montage préliminaire et modifications	
4.3 CONCLUSIONS	... 281
CONCLUSIONS GENERALES	... 281
ANNEXE I	... 291
ANNEXE II	... 291
BIBLIOGRAPHIE	... 301

Résumé de la thèse.

Le but de ma thèse est triple. Tout d'abord, ce travail est destiné au géologue et au géophysicien. Il s'agit d'amener le premier à prendre connaissance du comportement magnétique des roches et à découvrir l'intérêt d'une science en forte progression en géodynamique interne; et d'offrir au second une extension des méthodes magnétiques à des zones structurales plus complexes. Le deuxième objectif consiste à établir des relations complémentaires à celles qui existent déjà entre la structure de la roche et ses paramètres magnétiques. Enfin, il est montré que la méthode et l'instrument déterminent pour beaucoup la qualité des résultats et les orientations futures de la recherche.

Le mémoire présenté ici est le fruit de quatre années de travaux au sein de la Division Magnétométrie du Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique (C.E.N. Grenoble), travaux qui ont porté sur:

- la mesure, le traitement et l'interprétation des effets magnétiques à l'aplomb de gisements miniers (Val d'Aoste, Italie);
- la mesure de l'aimantation rémanente naturelle à partir d'échantillons prélevés sur des structures plissées;
- l'élaboration et la mise au point jusqu'à un stade de présérie du "rémanomètre", appareil comportant un magnétomètre à couche mince et capable de mesurer des aimantations rémanentes sur le terrain avec une très bonne précision;
- l'étude préliminaire d'utilisation d'un magnétomètre à SQUID.

Le premier chapitre concerne les problèmes relatifs au magnétisme des roches: les différents états magnétiques, leur comportement sous l'effet d'un champ magnétique, de la température et de la pression. L'exposé en a été conçu à partir de sources bibliographiques.

Les phénomènes magnétiques étant supposés connus, dans le chapitre 2 le géologue pose le problème de la distribution des paramètres magnétiques dans la roche. Tout d'abord, il a été choisi d'analyser les variations de ces paramètres définissant l'état magnétique de la roche, lors de la genèse d'une roche sédimentaire détritique. Par la suite, l'étude porte sur le comportement magnétique d'une roche plissée ou fracturée et enfin sur la définition des formes d'un corps minéralisé.

Les principaux résultats acquis sont les suivants:

- Il est nécessaire de prendre en considération la structure poreuse du sédiment dont la distribution spatiale de la courbure des parois est représentée par le concept de pore équivalent.
- Ceci permet d'expliquer le phénomène physique d'accumulation de matière dans les zones à forte courbure, ce qui peut entraîner une oblitération des effets géométriques de la déformation sur les paramètres magnétiques.
- La structure poreuse détermine la forme d'un corps minéralisé compte tenu d'une circulation de solutions fluides.

Le chapitre 3 fait l'objet d'un exposé pratique d'une part sur les méthodes magnétiques qui ont été utilisées sur le terrain et en laboratoire, d'autre part sur les résultats acquis. Ceux-ci n'ont pas pour intention de vérifier expérimentalement les propos du chapitre 2, mais plutôt de montrer que les structures déformées s'avèrent analysables par la mesure magnétique.

Les principaux résultats acquis sont les suivants:

- Localisation et évaluation des dimensions d'un gîte minier: Le gisement de magnétite de Cogne (Val d'Aoste) est restreint à ses dimensions connues, l'extension vers le bas n'est guère envisageable.
- Relation texture-aimantation: les serpentinites à magnétite des zones Zermatt-Saas-Fee et du Combin ont, à teneur égale en éléments ferromagnétiques, des comportements magnétiques différents dans le champ magnétique terrestre, pouvant s'expliquer par des phénomènes de pression.
- Relation structure poreuse-anomalie magnétique: l'anomalie à

l'aplomb du Lac Gelé (Val d'Aoste) n'a pas la direction des filons de magnétite mais celle de la charnière du pli. Les anomalies enregistrées sur une zone minéralisée à Brusson (Val d'Aoste) ont des directions se rapportant à celles des panneaux aurifères. Ces deux sites mettent en évidence la relation de l'effet magnétique avec la structure poreuse.

- Relation pli-rotation de l'aimantation rémanente : le gisement de Cogne fait partie d'une structure doublement plissée marquée par la rotation de l'aimantation rémanente. Celle-ci permet de préciser les axes de pli en dépit des problèmes liés au métamorphisme et au prélèvement. La courbure de la minéralisation de Sainte-Barbe (Saint-Georges d'Hurtières, Savoie) mise en évidence par rotation de l'A.R.N. n'est pas celle observée et mesurée à la boussole. Par contre, elle s'intègre parfaitement aux mégastructures plissées de la série satinée.

Il s'avère que les études magnétiques sur les roches se heurtent souvent à des problèmes de sensibilité et de souplesse de l'appareillage. Le L.E.T.I a mis au point ces dernières années des capteurs magnétiques dont les caractéristiques permettront de résoudre ces problèmes. L'adaptation du magnétomètre à couche mince ferromagnétique à des mesures d'aimantation rémanente permet l'utilisation, sur le lieu de prélèvement, d'un appareil ayant une sensibilité de 10^{-5} A/m. Une modification de celui-ci permet de tenir compte de l'hétérogénéité de l'échantillon. Des expériences préliminaires faites avec un magnétomètre à SQUID ont précédé son projet d'adaptation, peu coûteux et simple, à la mesure des aimantations rémanentes.

En conclusion, l'auteur souligne les nouvelles perspectives offertes par une technologie avancée des capteurs magnétiques et par des méthodes appropriées d'analyse structurale. Le succès des études futures tient pour beaucoup au décloisonnement des diverses disciplines mises en cause.

INTRODUCTION

L'appréhension des phénomènes magnétiques nécessite bien souvent une démarche laborieuse de l'esprit. Pourquoi cette difficulté ?

Le magnétisme est une science complexe. Mais pour quelle autre discipline cela n'est-il pas vrai aujourd'hui. Il est fort probable que la cause essentielle tient plutôt à ce que l'être humain n'ait pas fait grande utilisation de l'énergie magnétique, utilisation se résumant à celle de la boussole. Seuls quelques initiés ont su développer et mettre à profit depuis la fin du siècle dernier connaissances et instruments, créant de ce fait un langage.

Ce langage peut être perçu par le profane comme obscur, ou même ésotérique. Je pense personnellement qu'il n'en est rien.

Géologue de formation universitaire, j'ai appris ce qu'est l'aimantation d'une roche par l'observation et la mesure de ses effets magnétiques. Cette démarche, située à mi-distance entre celle du naturaliste et celle du physicien, m'a permis de constater que les termes choisis étaient suffisamment évocateurs et ne semblaient pas être un obstacle à la rencontre de deux disciplines comme le magnétisme et la géologie.

La mesure magnétique est riche. Mesurer l'effet magnétique d'une roche, en l'occurrence la variation de champ qu'elle crée, c'est obtenir un nombre significatif lié à son état magnétique moyen. Cet état est défini par les conditions physico-chimiques agissant dans le temps, depuis la formation de cette roche jusqu'à l'instant inclus de la mesure.

En faisant un rapide inventaire des phénomènes géologiques pouvant influencer ces conditions, il est facile de constater que le comportement magnétique, déjà complexe dans son aspect physique, le devient encore plus si nous tentons de le corrélérer aux processus géologiques.

Déterminer un paramètre magnétique propre à une roche, c'est créer des conditions d'expérience telle que la mesure le représente uniquement. Par exemple, isoler les variations temporelles du champ magnétique des variations spatiales produites par la roche ; faire subir des traitements physiques à un échantillon afin d'éliminer les aimantations autres que celle recherchée.

C'est aussi restituer une valeur de ce paramètre en appliquant sur les grandeurs mesurées des lois représentatives de modèles adaptés : l'approximation dipolaire est choisie pour déduire l'aimantation d'un corps magnétique à partir de l'anomalie de champ qu'il produit à une certaine distance, à condition que les dimensions de ce corps soient suffisamment petites pour l'assimiler à un dipôle magnétique.

Les paramètres magnétiques déterminés dans les roches, tels que l'aimantation rémanente, la susceptibilité magnétique et leur anisotropie associée, sont liés à sa structure et donc aux éléments qui la définissent dans l'espace. Classiquement, l'étude des propriétés magnétiques des roches contribue au développement de deux domaines d'investigation des sciences de la terre :

- la détection et l'évaluation des paramètres géométriques de corps magnétiques enfouis dans le sous-sol,
- la mise en évidence de déformations ayant affecté et affectant les plaques lithosphériques.

L'étude qui suit ne se situe pas dans l'un ou dans l'autre de ces sujets qui regroupent deux mondes semblant s'ignorer bien souvent. Au contraire, elle peut apporter une contribution modeste de l'acquis en magnétisme des roches à la détermination d'une structure géologique telle qu'un pli ou un corps minéralisé. Elle peut aussi montrer au paléomagnéticien que l'incohérence apparente des orientations du vecteur rémanent sur un seul site ne doit pas avoir pour conséquence inévitable de rejeter celui-ci et à la limite le programme entier de l'étude.

L'évolution structurale de ce site, qui se manifeste par des changements de géométrie, des pressions différentielles ainsi que par des néoformations minérales, peut être la cause de la dispersion du vecteur rémanent. La connaissance de ces phénomènes permettrait d'évaluer dans les cas favorables la position moyenne de l'aimantation rémanente considérée. En conséquence, le domaine d'investigation des méthodes paléomagnétiques s'élargirait à des structures plus complexes.

Le terme de structure évoqué tout au long de ce mémoire fait référence à toute notion d'ordre et d'agencement d'éléments consti-

tuant un corps géologique. Nous excluons de la discussion les structures cristalline, moléculaire et atomique bien que proches de l'origine du magnétisme des roches.

Nous proposons au géologue une approche qui lui permettra de prendre connaissance du comportement magnétique des roches et d'y découvrir son intérêt. Le mémoire comporte quatre chapitres :

- problèmes fondamentaux relatifs au magnétisme des roches,
- distribution des paramètres magnétiques dans une roche,
- caractérisation des structures par des méthodes magnétiques,
- développement d'instruments utiles à l'étude magnétique des roches.

Chacun de ces chapitres fait appel à des connaissances vastes que nous ne saurions assimiler complètement. Aussi nous nous posons plus modestement comme observateur des phénomènes magnétiques. Nous ne tentons pas d'approfondir l'étude magnétique des roches. Nous proposons une extension de cette recherche à des processus géologiques plus complexes que ceux étudiés jusqu'à présent et il est important de démontrer avant toute investigation le bien-fondé des méthodes utilisées.

Les propriétés magnétiques de la roche sont liées à la nature des grains cristallins ainsi qu'à leur taille et à leur forme. Son comportement magnétique répond à la variation de ces paramètres, celle-ci résultant d'une modification de la structure de la fraction solide mais aussi de l'espace poreux. En effet, lors d'un processus de sédimentation, le matériau est soumis à des contraintes modifiant sa texture et par conséquent sa structure poreuse. L'éventuelle concentration de minéraux ferromagnétiques dans les pores, causée par un écoulement de solutions fluides, nécessite de considérer la roche comme un milieu poreux.

Enfin, l'étude magnétique des roches telle que nous l'envisageons est conditionnée par la qualité de l'instrument de mesure. Les capteurs, mis au point au Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique, ont les caractéristiques requises au développement de cette recherche qui tend à déplacer progressivement l'expérimentation du laboratoire vers le terrain.

PREMIERE PARTIE

CONNAISSANCES GÉNÉRALES EN MAGNÉTISME DES ROCHES
ET INCIDENCE DE LA STRUCTURE SUR LES PARAMÈTRES
MAGNÉTIQUES.

CHAPITRE I

PROBLÈMES THÉORIQUES RELATIFS AU MAGNÉTISME DES ROCHES

La matière et a fortiori la roche acquièrent une aimantation lorsqu'elles sont soumises à un champ magnétique d'origine externe ou produit par elle-même. L'incidence des facteurs externes tels que la pression, la température, le champ magnétique terrestre, est déterminante quant à la définition de l'état magnétique de la roche. Il en résulte l'intérêt grandissant que le géologue et le géophysicien portent à l'étude magnétique des roches.

Le premier chapitre fait l'objet d'un énoncé des connaissances utiles à ce type d'étude, tant sur le magnétisme fondamental de la matière et l'effet qui en résulte en fonction du milieu ambiant, que sur la détermination des paramètres magnétiques.

1.1. MANIFESTATIONS DE L'ETAT MAGNETIQUE D'UN MATERIAU

1.1.1 Moments magnétiques

A l'échelle atomique, les particules telles que l'électron, le proton et même le neutron, possèdent un moment magnétique. Pour l'électron

par exemple, le moment magnétique résulte de l'association d'un moment $\vec{\mu}_{or}$ dû à son mouvement orbital et d'un moment dû à sa rotation sur lui-même (rotation de spin) $\vec{\mu}_{sp}$:

$$\text{orbite : } \vec{\mu}_{or} = -\frac{e}{2m} \vec{J} \quad ; \quad \text{spin : } \vec{\mu}_{sp} = 2 \vec{\mu}_{or}$$

-e est la charge de l'électron, m sa masse, \vec{J} le moment angulaire orbital. Pour le proton et le neutron, le phénomène est le même (orbite et spin) mais il est facile de constater que leur moment magnétique respectif est à négliger en première approximation, leur masse étant 1800 fois supérieure à celle de l'électron. Le moment magnétique d'un atome libre résulte de la composition des moments magnétiques des électrons animés de rotations orbitales et de rotations de spin, composition caractérisée par le facteur sans dimension g, dit "facteur de LANDE", propre à l'état de l'atome (fig.1) :

$$\vec{\mu} = -g \cdot \frac{e}{2m} \cdot \vec{J}$$

Ni la vitesse des électrons, ni le rayon orbital n'ont une incidence sur μ .

Il faut ajouter que le moment angulaire J ne peut prendre que des valeurs égales à j (le spin) fois $\frac{h}{2\pi}$ (h étant la constante de PLANCK) :

$$\mu = -g \left(\frac{eh}{4\pi \cdot m} \right) \cdot j = -g \cdot \mu_B \cdot j$$

Le magnéton de BOHR μ_B a pour valeur $9,2732 \cdot 10^{-24} \text{ A.m.}^2$. Il représente en quelque sorte l'unité magnétique à l'échelle atomique.

L'extrapolation à des dimensions macroscopiques de ces quantités magnétiques est loin d'être évidente. Comme le montrera l'énoncé des paragraphes suivants, les phénomènes sont complexes et pas toujours très éclaircis à l'heure actuelle, mais l'enseignement à tirer est si vaste que cela mérite que nous nous y attardions.

1.1.2. Les différents états magnétiques

Le diamagnétisme, le paramagnétisme, le ferromagnétisme sont des phénomènes définissant des états magnétiques de la matière.

Ils ne représentent pas un degré d'aimantation croissant même si cette corrélation existe.

1.1.2.1. Le diamagnétisme

Le diamagnétisme peut-être vu comme un mécanisme s'opposant à l'effet magnétique inducteur externe. La création d'une induction magnétique B entraîne l'établissement d'un champ électrique (relation de MAXWELL-FARADAY). Ce champ électrique induit agit sur le comportement de l'électron en créant une variation de son moment angulaire ΔJ :

$$\Delta J = \frac{er^2}{2} B \quad (r = \text{rayon orbital})$$

Le moment magnétique engendré, qui vaut $(-e/2m)$ fois ΔJ , est opposé à l'induction magnétique, c'est-à-dire au champ magnétique, et lui est directement proportionnel :

$$\Delta \mu = -\frac{e^2 r^2}{4m} \cdot B$$

Pour connaître le moment magnétique $\Delta \mu$ d'un électron, le problème revient à déterminer "r" : c'est un problème de mécanique quantique qui se résume au calcul d'un rayon moyen $\langle r \rangle$ de sa trajectoire. Pour un rayon moyen de $2 \cdot 10^{-11} \text{ m}$, dans le champ terrestre, le moment d'un ion Mn^{2+} est de l'ordre de 10^{-34} A.m.^2 , ce qui est infiniment inférieur au magnéton de BOHR. Au niveau de l'atome, ces moments s'ajoutent sur tous les électrons car il n'existe pas ici de phénomène de compensation entre les particules qui tend à diminuer la résultante. A l'échelle de l'ion-gramme, en première approximation, les moments diamagnétiques atomiques $Z \Delta \mu$ s'ajoutent à nouveau puisqu'il n'y a pas d'interaction entre les atomes. Ainsi pour garder le même exemple, le moment d'un ion-gramme $\Delta M = NZ \Delta \mu$ est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-9} \text{ A.m.}^2$ (N : nombre d'AVOGADRO, Z' : nombre d'électrons).

Enfin il faut ajouter que l'effet diamagnétique est indépendant de la température, donc de l'agitation thermique des

atomes et des molécules, et qu'il est général à toute la matière. Parler de minéraux diamagnétiques, ce qui est un abus de langage, revient à exprimer l'absence d'effet paramagnétique et a fortiori ferromagnétique dans ces minéraux.

1.1.2.2. Le paramagnétisme

Contrairement au phénomène diamagnétique qui s'observe et se mesure facilement lorsque des atomes ayant une symétrie suffisante (les gaz inertes par exemple) ont un moment magnétique

μ nul, le paramagnétisme apparaît comme un phénomène particulier à certains atomes ayant un moment cinétique résultant du remplissage incomplet d'une couche électronique.

Dans un milieu matériel comme une roche par exemple, il existe un moment magnétique μ permanent seulement pour des atomes possédant une couche interne incomplète. C'est le cas des éléments de transition tels que le chrome, le manganèse, le fer, le cobalt, le nickel.

Nous pouvons-nous attendre à observer, à l'échelle macroscopique et en l'absence de champ inducteur, un moment magnétique permanent M tel que :

$$M = N \cdot \mu \quad (M \text{ rapporté à une mole})$$

En fait, l'agitation thermique répartit les atomes, donc les moments atomiques, dans toutes les directions. Par conséquent, le moment M sera statistiquement nul. Dès qu'apparaît un champ magnétique, les moments atomiques tendent à s'aligner dans sa direction, bien que contrariés par l'agitation thermique : il y a apparition d'une aimantation macroscopique (courbe de LANGEVIN) qui se limite à une valeur M_0 lorsque tous les moments atomiques sont alignés (fig. 2). Cette limite est atteinte pour des valeurs B/T très fortes (de l'ordre de 10^{-1} T/D). Dans le champ terrestre, le moment magnétique M peut s'exprimer suivant l'équation de LANGEVIN (loi de CURIE) :

$$M = \frac{N \cdot \mu^2 \cdot B}{3k_B \cdot T} \quad (k_B : \text{constante de BOLTZMANN})$$

à condition que $\mu_B/k_B T \ll 1$. Pour le manganèse Mn^{2+} qui contribue pour 5,9 magnétons de BOHR au moment atomique ($B=5 \cdot 10^{-5} T$; $T = 300 K$)

$$\frac{\mu_B}{k_B T} = 1,31 \cdot 10^{-2}$$

ce qui satisfait à la condition et :

$$M = 7 \cdot 10^{-6} \text{ A.m}^2 \quad (\text{pour un ion-gramme})$$

soit un effet opposé et trois mille fois supérieur à l'effet diamagnétique.

Il s'agit là de calculs sommaires afin de donner un ordre de grandeur des effets. Pour les ions du groupe fer (Mn^{2+} en fait partie), le phénomène est plus complexe. L'action des ions sur leurs voisins immédiats se traduit par la création d'un champ électrique, appelé champ cristallin et d'un champ équivalent à un champ magnétique appelé champ moléculaire. Le champ cristallin provoque une forte diminution du moment magnétique orbital : l'effet paramagnétique est essentiellement dû au moment de spin des électrons. Le champ moléculaire, inventé par Pierre WEISS (1907) pour représenter le couplage des spins d'atomes voisins, s'ajoute au champ magnétique d'origine externe :

$$H = H_e + H_{mol}$$

et est proportionnel au moment magnétique de la substance :

$$H_{mol} = WM$$

Ce champ moléculaire contribue à orienter les moments atomiques. Le moment magnétique M augmente alors, ce qui entraîne une croissance du champ moléculaire : il y a action mutuelle entre H_{mol} et M . L'évaluation de M conduit à la loi de CURIE-WEISS :

$$M = \frac{C_m \cdot H_e}{T - T_c}$$

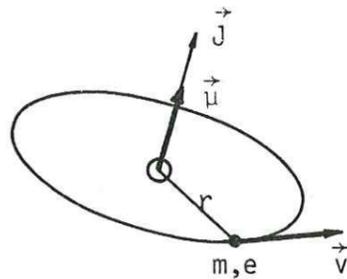


Fig. 1 : orbite électronique circulaire

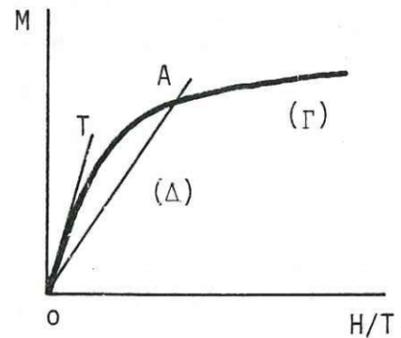


Fig. 2 : champ moléculaire

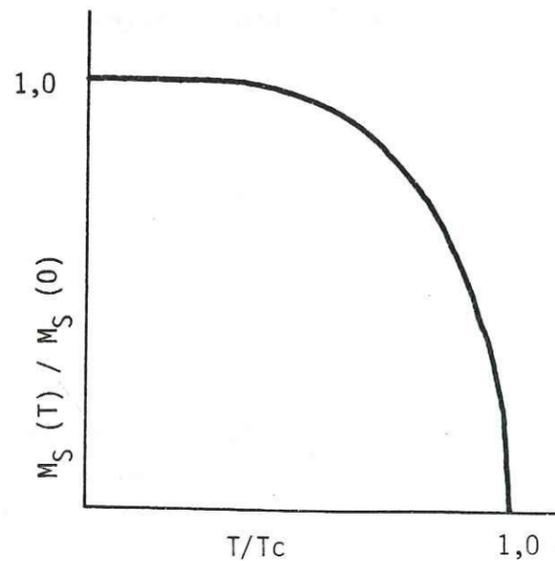


Fig. 3 : aimantation de saturation du nickel en fonction de la température.

Cette loi est applicable pour des températures $T > T_c$, $T_c = CW$ étant la température au point de CURIE. Pour toutes les substances paramagnétiques exceptés le fer, le cobalt, le nickel, le gadolinium, T_c se situe près du zéro absolu.

$$C_m = \frac{\mu_0 N}{3 k_B} \cdot \mu^2 \text{ est la constante de CURIE ramenée à la mole.}$$

Cette constante caractérise l'état de l'élément puisqu'elle est fonction du moment magnétique de l'atome. La constante de CURIE des ions du groupe du fer est maximale pour Fe^{3+} et Mn^{2+} et diminue progressivement jusqu'à un facteur dix pour Ti^{3+} , V^{4+} et Cu^{2+} .

Quoiqu'en faible teneur dans les roches, il est intéressant de noter que les ions des terres rares ont des constantes de CURIE d'un ordre de grandeur équivalent à celles du groupe fer et même bien supérieures pour les ions compris entre Gd^{3+} et Tm^{3+} .

1.1.2.3. Le ferromagnétisme

1.1.2.3.1. L'aimantation spontanée

En reprenant l'hypothèse du champ moléculaire de WEISS, nous pouvons penser qu'en l'absence d'un champ externe, la substance possède un moment magnétique non nul :

$$M = \frac{H_{mol}}{W}$$

Cette proportionnalité est représentée (fig.2) par une droite Δ d'équation :

$$M = \frac{T}{W} \cdot \frac{H_{mol}}{T}$$

Ce moment magnétique est également lié à la variable $\frac{H_{mol}}{T}$ par la courbe de LANGEVIN (Γ) lorsque le champ appliqué se réduit au champ moléculaire. Le point d'intersection A des 2 courbes (Γ) et (Δ) représente le fait que la substance acquiert

une aimantation spontanée J_s en l'absence de champ externe, tous les moments atomiques devenant parallèles et orientés dans le même sens. Cette intersection A existe à condition que la pente de (Δ) soit inférieure ou égale à la pente de (Γ) en 0 :

$$\frac{T}{W} \leq C_m \iff T \leq T_c$$

Si la température T est supérieure à T_c , la substance n'a pas d'aimantation spontanée : elle reste paramagnétique. C'est le cas de la plupart des corps paramagnétiques placés dans des conditions normales, qui ont leur température de CURIE près de 0 K. Par contre pour le fer par exemple, $T_c = 1047K$ et son champ moléculaire est de l'ordre de 10^9 A/m. L'intensité de ce champ fictif est sans commune mesure avec le champ magnétique réel créé par un atome s'élevant à 10^5 A/m aux environs de son voisin. En réalité, HEISENBERG (1928) montre que le champ moléculaire n'est pas d'origine magnétique mais traduit un phénomène électrostatique d'un ordre bien supérieur à celui du phénomène magnétique, dépendant de la nature de la substance et de la distance entre deux atomes voisins. Ainsi, suivant cette distance, le champ moléculaire sera positif pour les corps ferromagnétiques, négatif pour les corps antiferromagnétiques.

Au dessous de la température de CURIE et sous l'influence seule du champ moléculaire, le moment magnétique, nul à $T = T_c$, augmente progressivement lorsque la température diminue (fig.3). Quand T est faible et tend vers le zéro absolu, le moment magnétique tend vers la limite M_s . Pour le fer, le "moment ferromagnétique", rapporté à une mole à température ambiante, est de l'ordre de 10 A.m^2 : le ferromagnétisme est un phénomène propre à un très petit nombre de substances. Son intensité est telle que, pour les roches, ces substances même en faible teneur, causent l'effet magnétique essentiel.

L'importance et la variation de l'aimantation spontanée sont à rapprocher d'une notion d'ordre non seulement à l'échelle de l'atome mais aussi à l'échelle du cristal : au-dessus de la

température de CURIE une structure en domaines apparaît.

1.1.2.3.2. Les domaines de WEISS

La répartition en domaines d'un corps ferromagnétique correspond à un état énergétique minimum. Chaque domaine possède une aimantation spontanée, créée comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent par les interactions d'échange (champ moléculaire) très fortes mais de faible portée, alignant tous les moments atomiques (10^{15} atomes pour un domaine) dans la même direction. L'orientation de cette aimantation est fixée par l'arrangement des atomes dans le réseau cristallin en l'absence de champ magnétique et de contrainte extérieure.

Nous pouvons concevoir qu'un grain cristallin (de 10^{-2} mm) aimanté soit constitué d'un seul domaine (fig.4a). Il crée un champ magnétique et produit une certaine énergie qui tend à désaimanter le cristal. Afin de passer de ce domaine de haute énergie à une configuration de faible énergie, ce monodomaine se divise en plusieurs domaines adjacents et antiparallèles (b). L'énergie magnétique diminue jusqu'à être quasiment nulle quand apparaissent les domaines de fermeture (d) : le cristal n'est plus aimanté.

Les domaines sont limités par des parois (dans l'épaisseur desquelles l'aimantation tourne) qui deviennent de (a) à (d) de plus en plus nombreuses. L'énergie liée à ces parois augmente et a pour effet de limiter la subdivision à des domaines compris entre 10 et 100 μm . En conséquence, la taille des grains cristallins a une incidence directe sur leur division en domaines.

L'énergie magnétique décroît avec les dimensions du cristal. Pour une certaine taille appelée taille critique, la division en polydomaines n'a plus pour effet de minimiser l'énergie : le grain cristallin reste monodomaine. Pour le fer par exemple, la taille critique d'un grain cristallin vaut 320 Å, pour la magnétite : 300 Å.

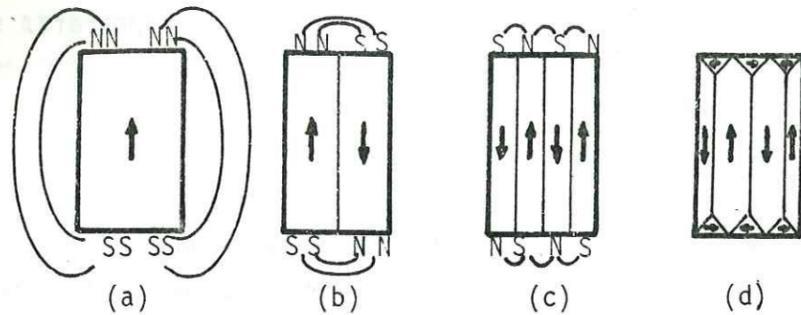


Fig. 4 : domaines de WEISS

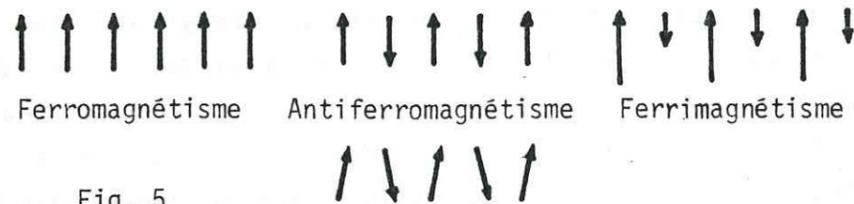


Fig. 5

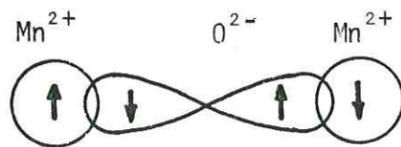


Fig. 6 : superéchange

1.1.2.3.3. L'énergie d'anisotropie magnétocristalline.
La magnétostriction.

L'aimantation dans un cristal ferromagnétique tend à s'orienter suivant certaines directions de facile aimantation, définies par la configuration du réseau cristallin (1.2.2.1.6.). Cette énergie développée, appelée énergie d'anisotropie, est fonction de K_1 et K_2 , constantes d'anisotropie propres à un minéral pour une température donnée. Son origine est à rapprocher du couplage spin-orbite et des interactions orbite-structure cristalline. Il s'agit là d'une anisotropie liée au cristal, différente de l'anisotropie de forme due à une distribution volumique inhomogène (1.2.1.1.).

Si le minéral ferromagnétique subit une déformation, le réseau cristallin et par conséquent les paramètres magnétiques s'en trouvent modifiés : il s'agit là du phénomène de magnétostriction. Par effet inverse, l'aimantation du minéral provoque des tensions sur le réseau qui en réaction s'accomode plus ou moins à cet état : une énergie magnéto-élastique apparaît et s'ajoute à l'énergie magnétocristalline.

1.1.2.3.4. L'antiferromagnétisme

Nous avons vu que les corps antiferromagnétiques se définissent par un champ moléculaire négatif (1.1.2.3.1.), en considérant que ce champ moléculaire est dû aux interéchanges d'atomes proches. Ceci est vrai pour les métaux mais ne l'est plus pour de nombreux corps antiferromagnétiques tels que certains oxydes et sulfures. La distance entre les atomes est trop grande pour justifier des interéchanges importants. KRAMERS (1934), montre que les interéchanges se font dans ce cas par l'intermédiaire des ions diamagnétiques (O^{2-} , S^{2-}) qui les relie (fig.6) : c'est le phénomène de superéchange.

Les moments magnétiques se répartissent en 2 sous-réseaux cristallographiques antiparallèles se compensant totalement : un corps antiferromagnétique a une aimantation spontanée nulle.

Au-dessous de la température de transition, appelée température de NEEL, cet arrangement est stable alors qu'au-dessus de T_n le corps devient paramagnétique et suit la loi de CURIE-WEISS :

$$M = \frac{C_m H}{T + T_n} \quad (M \text{ rapporté à une mole})$$

Finalement, quelle que soit la température, une substance anti-ferromagnétique a un comportement global paramagnétique.

Comme pour les corps ferromagnétiques, les grains fins (100 Å) antiferromagnétiques possèdent des propriétés particulières telles que la forte augmentation du rapport $\frac{M}{H}$, appelé susceptibilité magnétique, lorsque la taille du grain diminue.

L'élaboration du modèle théorique expliquant le phénomène antiferromagnétique revient à L. NEEL. Lui et son équipe ont mené par la suite de nombreux travaux sur ce sujet (1949-1950-1953).

Les minéraux antiferromagnétiques sont assez fréquents dans les roches. Citons la sidérite ($Fe CO_3$, $T_n = 35K$, BECQUEREL), la chromite ($Cr_2 O_3$, $T_n = 307 K$), la pyrrhotite (FeS_{1+x} , $T_n = 600K$, BERTAUT 1953, NEEL 1953) et l'hématite ($Fe_2 O_3 \alpha$, $T_n = 948K$, NEEL 1949). La chromite et la sidérite sont des minéraux antiferromagnétiques normaux tandis que l'hématite possède une composante ferromagnétique faible. Ce dernier phénomène dans le cas de l'hématite ne s'explique pas par de minuscules impuretés en magnétite mais par le fait que les deux sous-réseaux ne sont pas rigoureusement antiparallèles et créent ainsi un moment résultant pratiquement perpendiculaire à ceux-ci (DZIALOSHINSKY 1958). Comme l'hématite, la pyrrhotite est antiferromagnétique et possède un moment magnétique non nul mais la cause diffère. Les propriétés magnétiques de ce minéral se modifient avec sa teneur x en soufre. Pour une valeur de x comprise entre 0,09 et 0,15, la pyrrhotite acquiert des propriétés ferromagnétiques. L'analyse de L.NEEL et F.BERTAUT a révélé une structure cristalline comportant des lacunes de fer (environ 1 lacune pour 7 atomes de fer) réparties de façon ordon-

née dans un des deux sous-réseaux, alors que pour $x = 0$ ceux-ci sont équivalents. Cette dissymétrie, non plus angulaire comme c'est le cas pour l'hématite, crée un moment magnétique résultant : la pyrrhotite a un caractère ferrimagnétique.

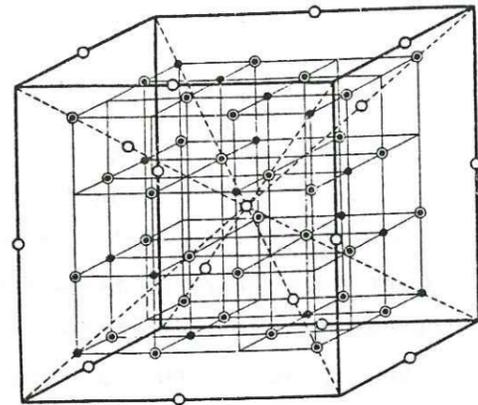
1.1.2.3.5. Le ferrimagnétisme

L'explication théorique du ferrimagnétisme a été donnée par L.NEEL en 1948. Il le définit comme un "antiferromagnétisme imparfait" : les deux sous-réseaux n'étant pas équivalents, il en résulte un moment magnétique. Le terme ferrimagnétisme fut créé par NEEL pour décrire le comportement magnétique des ferrites. Celles-ci se regroupent sous la formule cristalline suivante : $Fe_2 O_3 MO$, M étant un métal divalent (Mn, Fe, Co, Ni, Zn...). Elles possèdent la structure cristalline du spinelle $Mg Al_2 O_4$.

La maille élémentaire d'un cristal de magnétite comprend 8 molécules de $Fe_2 O_3-Fe O$ (fig.7a). Les 16 ions Fe^{3+} se répartissent sur les 8 sites tétraédriques A et sur 8 des 16 sites octaédriques B, les 8 autres sites B sont occupés par les ions Fe^{2+} . Dans cette configuration, les interactions de superéchange négatives entre A et B sont supérieures aux interactions positives. Il en résulte une disposition antiparallèle (fig.7b) où les moments magnétiques des ions Fe^{3+} se compensent totalement : le moment magnétique résultant de la magnétite est dû uniquement au fer bivalent.

1.1.3. Effets et grandeurs magnétiques

La matière possède un moment magnétique résultant essentiellement du mouvement des électrons. En se plaçant à l'extérieur du matériau, l'approche de l'opérateur que nous sommes se fera par l'analyse de son comportement magnétique traduisant l'effet du moment. Cette démarche expérimentale nécessite à l'origine la définition de grandeurs magnétiques. A la suite de cela, il nous sera plus facile d'appréhender les propriétés magnétiques d'un minéral ou de décrire une structure magnétique.



○ Oxygène ○ Fer divalent • Fer trivalent

Fig. 7a : structure cristalline de la magnétite.

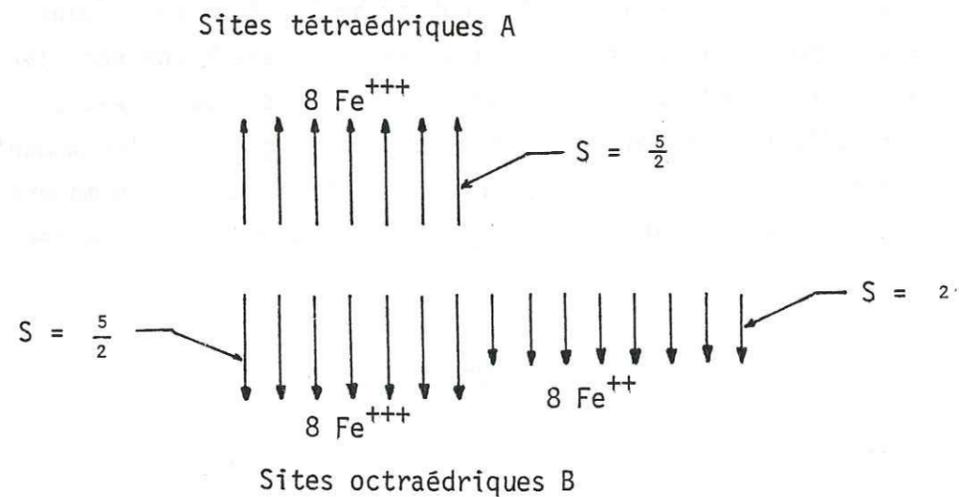


Fig. 7b : schéma des arrangements de spins dans la magnétite.

1.1.3.1. Intensité d'aimantation moyenne

L'intensité d'aimantation moyenne d'une substance est définie comme son moment magnétique macroscopique par unité de volume :

$$\vec{J} = \frac{\vec{M}}{V}$$

Nous définissons ainsi une grandeur macroscopique comme il a été fait pour le moment magnétique par mole afin d'appréhender l'importance relative des différents états magnétiques (1.1.2.). La différence est que nous nous intéressons non pas aux problèmes fondamentaux liés à l'atome ou à la molécule, mais à des structures spatiales : il est pratique d'isoler les paramètres variables intensité d'aimantation et volume.

Il s'agit d'une grandeur vectorielle qui caractérise l'aimantation d'un matériau dia ou paramagnétique pour un champ magnétique donné (aimantation induite). L'aimantation d'un corps ferromagnétique est due à des phénomènes complexes agissant sur les domaines (aimantation rémanente)(1.2).

1.1.3.2. Champ et induction magnétiques

La déviation de l'aiguille aimantée traduit le travail d'une force magnétique variant en fonction du lieu. Cette force définit dans l'espace un champ de vecteurs que nous appelons champ magnétique. L'intensité H du champ magnétique en un point est une grandeur accessible par magnétométrie. La mesure se fait à l'extérieur de la substance aimantée et dépend par conséquent, non seulement de l'aimantation du matériau, mais aussi de la position relative de l'échantillon et du capteur (1.1.4). Cette situation est quelque peu idéalisée. En réalité lors de la mesure, capteur et substance aimantée se situent dans un contexte où certains paramètres, tels que la température ou l'activité solaire, peuvent gêner la mesure. Il s'agit alors soit de maîtriser ces facteurs, soit de les évaluer au niveau des résultats.

La distinction entre les deux notions, de champ magnétique \vec{H} et d'induction magnétique \vec{B} , est assez floue. Montrer de façon formelle cette différence (HERPIN 1968) n'a pas grand intérêt dans le cadre de ce travail. Simplement est-il utile de définir la grandeur \vec{B} et de montrer dans certains cas le comportement de \vec{H} et de \vec{B} . L'induction magnétique \vec{B} se définit, dans un milieu d'intensité d'aimantation \vec{J} , par la relation :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J})$$

où le scalaire constant μ_0 représente la perméabilité magnétique du vide (1.1.3.4.). Au facteur μ_0 près, les grandeurs \vec{B} et \vec{H} diffèrent d'autant plus que la matière est aimantée et qu'elle possède des propriétés ferromagnétiques. C'est l'induction \vec{B} qui produit le moment magnétique \vec{M} (1.1.2.), mais son utilisation est rare dans les problèmes qui nous concernent.

1.1.3.3 Susceptibilité magnétique

Les corps ayant un comportement dia ou paramagnétique, que nous supposons pour l'instant isotropes, ont une intensité d'aimantation \vec{J} proportionnelle au champ magnétique total \vec{H} (champ externe et champ produit par le corps magnétique), à l'exception des champs très élevés :

$$\vec{J} = \chi \cdot \vec{H}$$

χ est la susceptibilité magnétique volumique. Ce coefficient sans dimension traduit le pouvoir que possède un corps de s'aimanter en présence d'un champ ambiant. Il est caractéristique de la substance et est déterminé par ses configurations atomique, moléculaire, cristalline (1.1.2) : il dépend des conditions de pression et de température mais pas du champ magnétique. La susceptibilité des corps diamagnétiques est négative, celle des corps paramagnétiques est positive.

L'hypothèse d'isotropie faite précédemment entraîne que l'aimantation \vec{J} est dans la direction du champ appliqué. En réalité, la grande majorité des minéraux présente une anisotropie magnétocristalline. Dans ce cas, sous l'action d'un champ magnétique externe \vec{H} , le cristal acquiert une aimantation \vec{J} de direction différente de \vec{H} (fig. 8). Dans un repère orthonormé ($Ox_1 \ x_2 \ x_3$), en notation tensorielle, l'intensité d'aimantation est de la forme :

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

χ_{ij} est le tenseur de susceptibilité magnétique. C'est un tenseur symétrique ($\chi_{ij} = \chi_{ji}$) de rang deux (DALY 1970), dont tous les termes sont accessibles par la mesure : en appliquant successivement un champ H suivant les trois directions Ox_1 , Ox_2 , Ox_3 , nous déterminons χ_{11} , χ_{21} , χ_{31} puis χ_{12} , χ_{22} , χ_{32} et χ_{13} , χ_{23} , χ_{33} .

χ_{ij} définit une quadrique centrée en 0, d'équation (NYE, 1961) :

$$\chi_{ij} \cdot R_i \cdot R_j = 1 \quad (i, j = 1, 2, 3),$$

appelée quadrique représentative du tenseur χ_{ij} . Suivant la direction du champ appliqué \vec{H} (H_j), \vec{OP} (R_i) est défini comme un rayon vecteur de la quadrique. La direction de l'aimantation induite est parallèle à la normale du plan tangent à la quadrique en P. Il existe trois directions privilégiées, appelées axes principaux du tenseur χ_{ij} , telles que le rayon vecteur soit perpendiculaire à la quadrique. Ce qui s'exprime par :

$$\chi_{ij} \cdot R_j = \lambda \cdot R_i \quad (i, j = 1, 2, 3)$$

Dans cette expression, λ est un scalaire et R_i les composantes du rayon vecteur associé à un axe principal. Cette propriété de la quadrique permet de déterminer la direction et la longueur des axes principaux, à partir des termes de χ_{ij} .

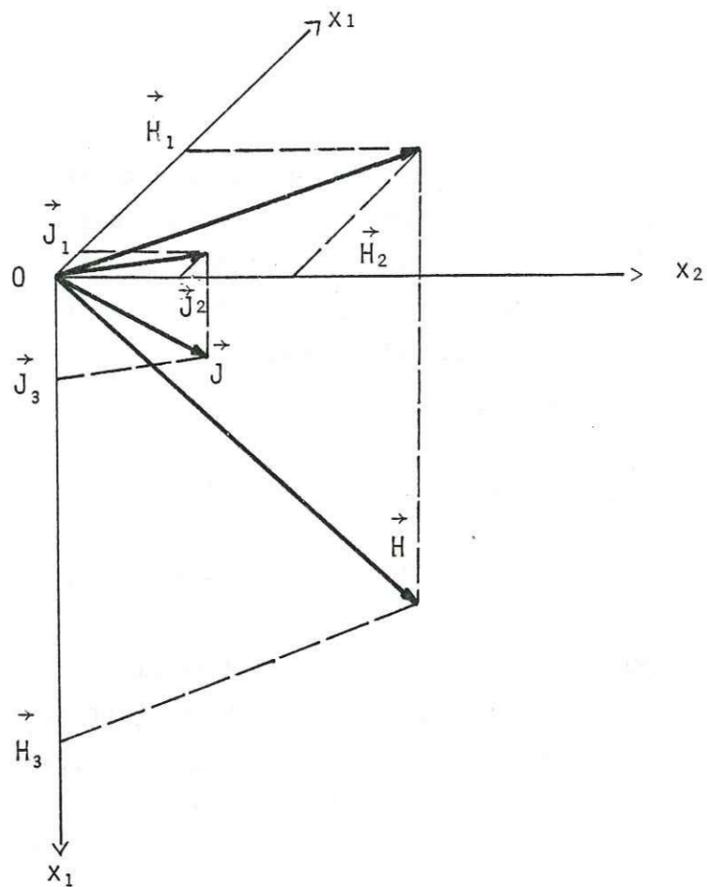


Fig. 8 : aimantation induite.

Le calcul de ces paramètres est largement développé dans l'ouvrage de J.F. NYE (1961). Il est montré en outre que, dans chacune de ces directions privilégiées, l'aimantation est parallèle au champ magnétique appliqué.

Pour les corps ferromagnétiques la définition de la susceptibilité magnétique donnée précédemment n'a pas le même sens. Les phénomènes d'hystérésis et de champ démagnétisant (1.2) intervenant, la susceptibilité magnétique déduite du rapport J/H est fonction de la taille des grains, de leur forme, de leur histoire et de H : il s'agit d'une susceptibilité apparente ne caractérisant pas vraiment la substance. L'évaluation du volume d'un corps ferromagnétique (3.4) nécessite généralement une appréhension préalable de sa forme et donc de son champ démagnétisant (1.2.2.1.3). Il est alors plus utile de mesurer une susceptibilité différentielle $\chi_d = \Delta J / \Delta H$ en faisant osciller légèrement le champ autour de la valeur du champ magnétique terrestre H_T , puis de déterminer χ telle que :

$$\chi = \frac{\chi_d}{1 + N \cdot \chi_i}$$

N est le facteur démagnétisant, χ_i la valeur du rapport J/H pour H proche de zéro.

1.1.3.4 Perméabilité magnétique

Dans un milieu aimanté isotrope, l'induction est proportionnelle au champ magnétique :

$$B = \mu \cdot H$$

μ est un scalaire constant et représente la perméabilité magnétique du milieu aimanté. Nous en déduisons :

$$\mu = \mu_0 (1 + \chi)$$

La perméabilité est directement proportionnelle à la susceptibilité et n'offre pas, pour cette raison, un grand intérêt.

A ceci il faut ajouter que les susceptibilités magnétiques des roches étudiées sont généralement comprises entre 10^{-6} et 10^{-3} unités MKS, ce qui ne facilite pas l'écriture des perméabilités correspondantes.

Pour les corps anisotropes, la perméabilité est exprimée par un tenseur symétrique de rang deux :

$$\mu_{ij} = \mu_0 (\delta_{ij} + \chi_{ij})$$

δ_{ij} étant un tenseur représenté par la matrice unité. Comme pour l'anisotropie de susceptibilité magnétique, il est possible de définir des axes principaux mais nous n'en voyons pas l'intérêt pour les mêmes raisons que précédemment.

1.1.3.5 Système d'unité

Quoique l'utilisation du système CGS u.é.m. soit universelle en magnétisme, qu'il s'agisse d'études fondamentales ou d'applications à des domaines comme la géologie, il arrive de penser au travers de lectures et de conversations que ce langage comporte des lacunes ou est abusivement employé. Prenons un exemple. Dans le système CGS u.é.m. nous avons la relation suivante :

$$J = \chi \cdot H \quad (\chi \text{ est sans dimension})$$

Nous constatons que si H est exprimé en Oersted, J devrait avoir la même unité que H, l'Oersted. Il n'en est rien : l'expérience montre qu'à la suite d'une rédaction où les diverses intensités d'aimantation étaient logiquement données en Oersted (POCACHARD 1977), des remarques ont été faites à l'auteur pour lui rappeler soit que l'unité n'avait pas d'appellation, soit qu'elle s'exprimait en Gauss, l'unité CGS u.é.m de l'induction magnétique. Prenons, toujours dans le même système, une autre relation :

$$B = \mu_0 \cdot H + 4 \pi \cdot J \quad (\mu_0 = 1)$$

Nous constatons que J doit avoir la même unité que B ce qui justifie la dernière remarque. μ_0 est une constante sans dimension dans ce système, nous nous apercevons que le Gauss et l'Oersted sont une seule et même unité. Les trois grandeurs B, H, J ont la même dimension ($L^{-\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$) et peuvent s'exprimer indifféremment en Gauss ou en Oersted. Le refus de certains d'attribuer un nom à l'unité de J peut être compris comme un moyen d'éviter la confusion entre une induction en Gauss, un champ en Oersted et une aimantation en u.é.m CGS, qui, comme nous l'avons vu, sont des grandeurs étroitement liées. Hélas, cette solution pratique apparaît trop souvent comme absolue. D'une façon générale, le recours à l'équation aux dimensions est souvent nécessaire pour situer une grandeur magnétique par rapport à une autre. Elle l'est aussi lors d'un dialogue entre l'électronicien et le géologue. Les études pluridisciplinaires nécessitent un langage plus commode et plus rationnel, facilitant au maximum la communication. L'emploi du système MKS proposé par G. GIORGI (1901) tend à se généraliser dans les domaines d'études magnétiques sur les roches. C'est aussi le seul système utilisé en électronique. Il rend compte des phénomènes magnétiques comme le système CGS u.é.m et, pour reprendre l'exemple précédent, lève toute ambiguïté sur la distinction des grandeurs, B, H, J. Le tableau suivant donne l'unité de chaque grandeur, si elle existe et sa valeur correspondante en unité électromagnétique CGS :

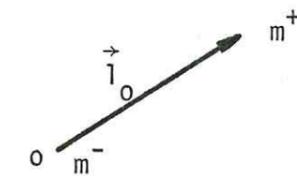
Grandeur	Unité MKS (rationalisé)	Sa valeur en u.é.m. CGS
Intensité du champ magnétique	Ampère / mètre $A \cdot m^{-1}$	$4 \pi \cdot 10^{-3}$ Oe ou G
Induction magnétique	Tesla.T	10^4 G ou Oe
Intensité d'aimantation	$A \cdot m^{-1}$	10^{-3} G ou Oe
Moment magnétique	$A \cdot m^2$	10^3
Perméabilité magnétique	$T \cdot A^{-1} \cdot m$	$10^7 / 4\pi$
Susceptibilité magnétique	sans dimension	$1/4\pi$

1.1.4 Mesure du champ et détermination du moment magnétique

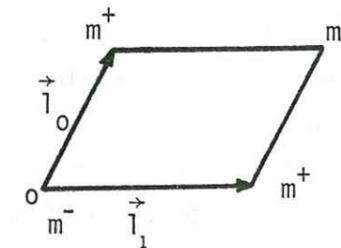
Un magnétomètre permet la mesure du champ magnétique (chapitre 4). Il est apte à restituer l'effet magnétique produit par un corps aimanté. La démarche logique qui permet de remonter du champ créé au moment magnétique de la source, fait appel à la notion fictive de masse ou pôle magnétique. Le corps aimanté de volume v est assimilé à une source ponctuelle multipolaire qui sera complètement définie par sa position et ses moments magnétiques n polaires. Le champ magnétique peut être vu comme résultant de la combinaison de dipôle, quadripôle, octopôle.... (BLANPAIN, CHIRON 1980) (fig. 9 a). Si r est la distance séparant la source du capteur, l'effet du dipôle diminue en $1/r^3$, celui du quadripôle en $1/r^4$ et l'octopôle en $1/r^5$: plus le capteur est près de la source, plus l'effet des multipôles d'ordre supérieur sont importants. Par contre, l'assimilation d'un volume aimanté à une source ponctuelle est d'autant meilleure que son éloignement du capteur est grand. Les effets du quadripôle ou de l'octopôle deviennent alors négligeables et l'approximation dipolaire est suffisante. En un point (fig. 9b), le dipôle de moment M crée un champ \vec{H} de composantes tangentielle H_t et radiale H_r telles que

$$H_t = \frac{M \cdot \sin \alpha}{4 \cdot \pi \cdot r^3} \quad \text{et} \quad H_r = \frac{M \cdot \cos \alpha}{2 \cdot \pi \cdot r^3}$$

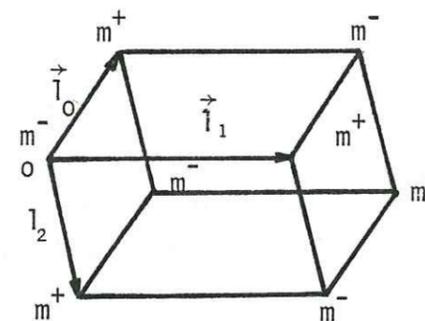
Dans certains cas, l'approximation d'un volume à un seul dipôle est peu précise. Nous associons alors une série de dipôles répartis uniformément ou non dans le volume (ne pas confondre un multipôle avec une série de dipôles). L'approximation dipolaire est une hypothèse commode pour passer de l'effet magnétique mesuré à la détermination de propriétés magnétiques intrinsèques de la substance.



Dipôle magnétique



Quadripôle magnétique



Octopôle magnétique

Fig. 9a

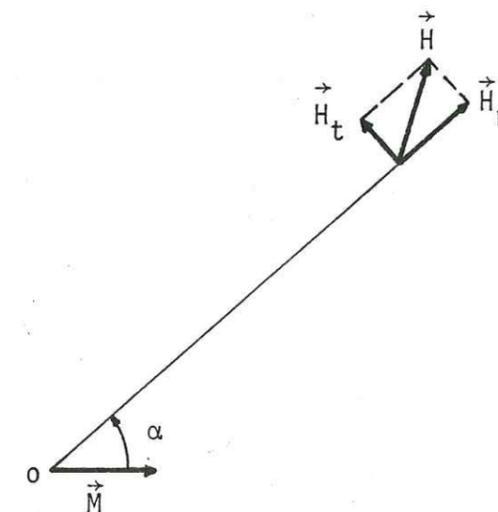


Fig. 9b : champ crée par un dipôle

1.2. INDUCTION D'UNE AIMANTATION SOUS L'ACTION D'UN CHAMP MAGNETIQUE

L'acquisition d'une aimantation en présence du champ magnétique terrestre est un phénomène commun à toutes les roches. Les aimantations dues au comportement dia ou paramagnétique disparaissent dès que le champ est supprimé alors que la structure mono ou polydomaine des corps ferromagnétiques entraîne une certaine rémanence chez ceux-ci.

L'aimantation \vec{J} acquise par la matière engendre en son sein un champ magnétique qui lui est proportionnel et opposé et qui vient s'ajouter au champ inducteur (corps diamagnétiques) ou s'en retrancher (para et ferromagnétisme). Il est appelé champ démagnétisant et vaut :

$$\vec{H}_d = - N \cdot \vec{J}$$

N (facteur démagnétisant) est fonction de la forme de l'échantillon étudié et de la direction de \vec{J} par rapport à cette forme. D'une part il n'est constant que pour des formes simples, ce qui rend son calcul approximatif dans les cas réels, d'autre part il est à l'origine de l'anisotropie de forme. Le champ démagnétisant s'exprime par les formules suivantes (STONER 1945 ; NAGATA 1961)(fig. 10) pour un ellipsoïde de révolution allongé (a : longueur du grand axe ; b : diamètre) :

$$N_x = \frac{1 - e^2}{e^2} \left(\frac{1}{2e} \text{Log} \frac{1+e}{1-e} - 1 \right) \text{ avec } e \equiv \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}, a > b$$

$$N_y = N_z = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{e^2} - \frac{1 - e^2}{2e^2} \text{Log} \frac{1+e}{1-e} \right) ;$$

pour un ellipsoïde de révolution aplati :

$$N_x = \left[\frac{1}{e^2} - \frac{\sqrt{1 - e^2}}{e^3} \arcsin e \right] \text{ avec } e \equiv \frac{\sqrt{b^2 - a^2}}{b}, b > a$$

$$N_y = N_z = \frac{1}{2} \left[\frac{\sqrt{1 - e^2}}{e^3} \arcsin e - \frac{1 - e^2}{e^3} \right]$$

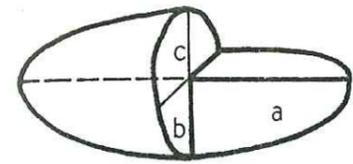
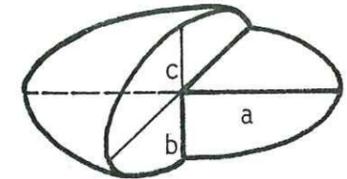


Fig. 10a

1 - ellipsoïde allongé
(a ≠ b = c)



2 - ellipsoïde
(a = b ≠ c)

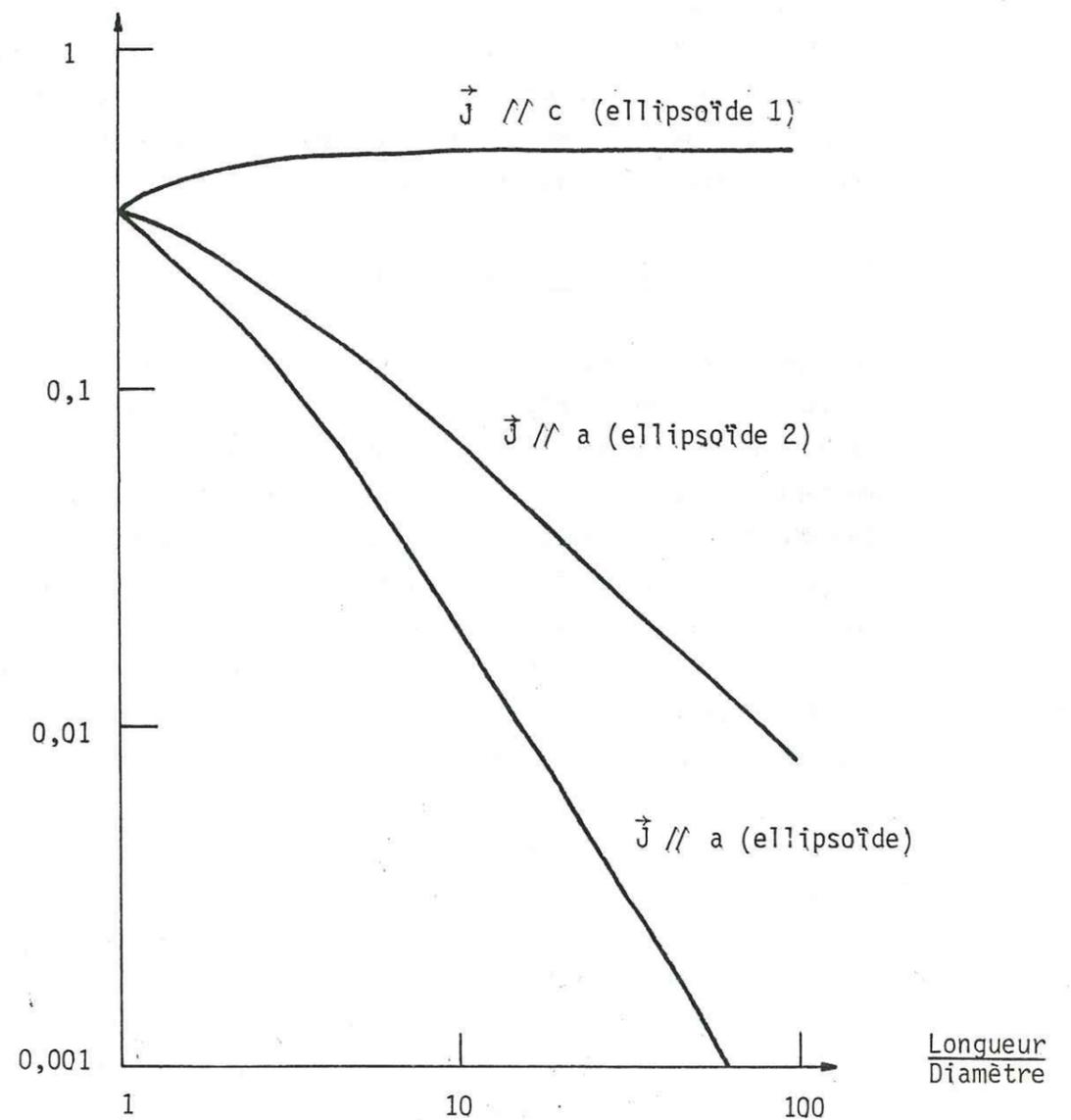


Fig. 10b : facteur démagnétisant (NAGATA 1961)

La figure 10 b illustre les variations de N en fonction des dimensions de l'ellipsoïde.

Le champ démagnétisant parasite la mesure pour des rapports b/a faibles (avec $J // b$). Il faut toutefois noter qu'en pratique seuls les corps ferromagnétiques peuvent produire des champs démagnétisants non négligeables. Les corps dia et paramagnétiques ont des susceptibilités magnétiques faibles ce qui entraîne des intensités d'aimantation \vec{J} faibles et a fortiori des valeurs de H_d très inférieures au champ inducteur.

Nous allons maintenant analyser successivement dans ce paragraphe les différents comportements des milieux aimantés ayant un intérêt en magnétisme des roches, en fonction du champ magnétique, par l'étude de la variation de certains paramètres représentatifs de l'état physique de la roche.

1.2.1. Milieux dia et paramagnétiques

Le moment magnétique d'un milieu dia ou paramagnétique est fonction du champ magnétique ambiant. Seule l'évaluation de sa susceptibilité magnétique et son anisotropie associée permettent une caractérisation intrinsèque de son état physique (hormis dans des champs très élevés). L'anisotropie est représentée par un ellipsoïde à trois axes défini pour un vecteur champ magnétique prenant toutes les orientations de l'espace (1.1.3.3.). Selon les trois axes nous déterminons les susceptibilités maximum χ_{max} , intermédiaire χ_{int} et minimum χ_{min} . Ces trois grandeurs se résument à deux pour une section circulaire perpendiculaire à χ_{max} ou à χ_{int} puis à une pour une sphère (isotropie : $\chi_{max} = \chi_{int} = \chi_{min} = \chi$).

La susceptibilité magnétique d'une roche dépend de sa nature minéralogique et de la répartition des grains cristallins (teneur, homogénéité). L'anisotropie est significative pour des grains cristallins présentant soit une forte énergie magnétocristalline qui est liée à la configuration du réseau (1.1.2.3.3.), soit un allongement préférentiel très marqué (anisotropie de forme).

En réalité, il s'avère que l'anisotropie de forme des grains dia ou paramagnétiques même très allongés est négligeable du fait de leur faible susceptibilité (UYEDA et al. 1963 ; REES 1965 ; DALY 1970). En conséquence, pour une roche ne comportant pas de grains ferromagnétiques, il n'y a pas d'indétermination concernant la nature de l'anisotropie.

1.2.2 Milieux ferromagnétiques

1.2.2.1 Aimantation dans un champ magnétique élevé

1.2.2.1.1. Courbe de première aimantation d'un grain polydomaine

La susceptibilité magnétique des corps ferromagnétiques dépend de l'intensité du champ magnétique appliqué. La courbe d'aimantation $J = f(H)$ résulte d'un mécanisme au niveau des domaines (SAY 1956) (fig. 11). En l'absence de champ magnétique, la configuration à énergie minimum d'un grain cristallin isotrope (dimension supérieure à la taille critique) est une structure polydomaine à aimantation macroscopique très faible (1.1.2.3.2.). En appliquant un champ magnétique \vec{H} sur un grain cristallin, les domaines dont l'orientation de \vec{J}_s est proche de \vec{H} vont grandir au détriment des autres, par déplacement des parois limitant deux domaines dont les aimantations sont à 180° (parois à 180°). Pour des champs faibles (a), le déplacement des parois est de faible amplitude sans perte d'énergie et l'aimantation macroscopique créée par la disproportion des domaines s'annule quand le champ inducteur disparaît, du fait d'un déplacement inverse des parois. Passé une certaine valeur de \vec{H} , l'énergie magnétique fournie suffit à rendre le déplacement des parois irréversible (b). Progressivement les parois à 180° disparaissent et l'aimantation \vec{J}_s des domaines tendent à s'orienter selon le champ inducteur, ce qui implique la disparition des parois à 90° : le cristal est aimanté macroscopiquement à saturation suivant la direction de \vec{H} (c).

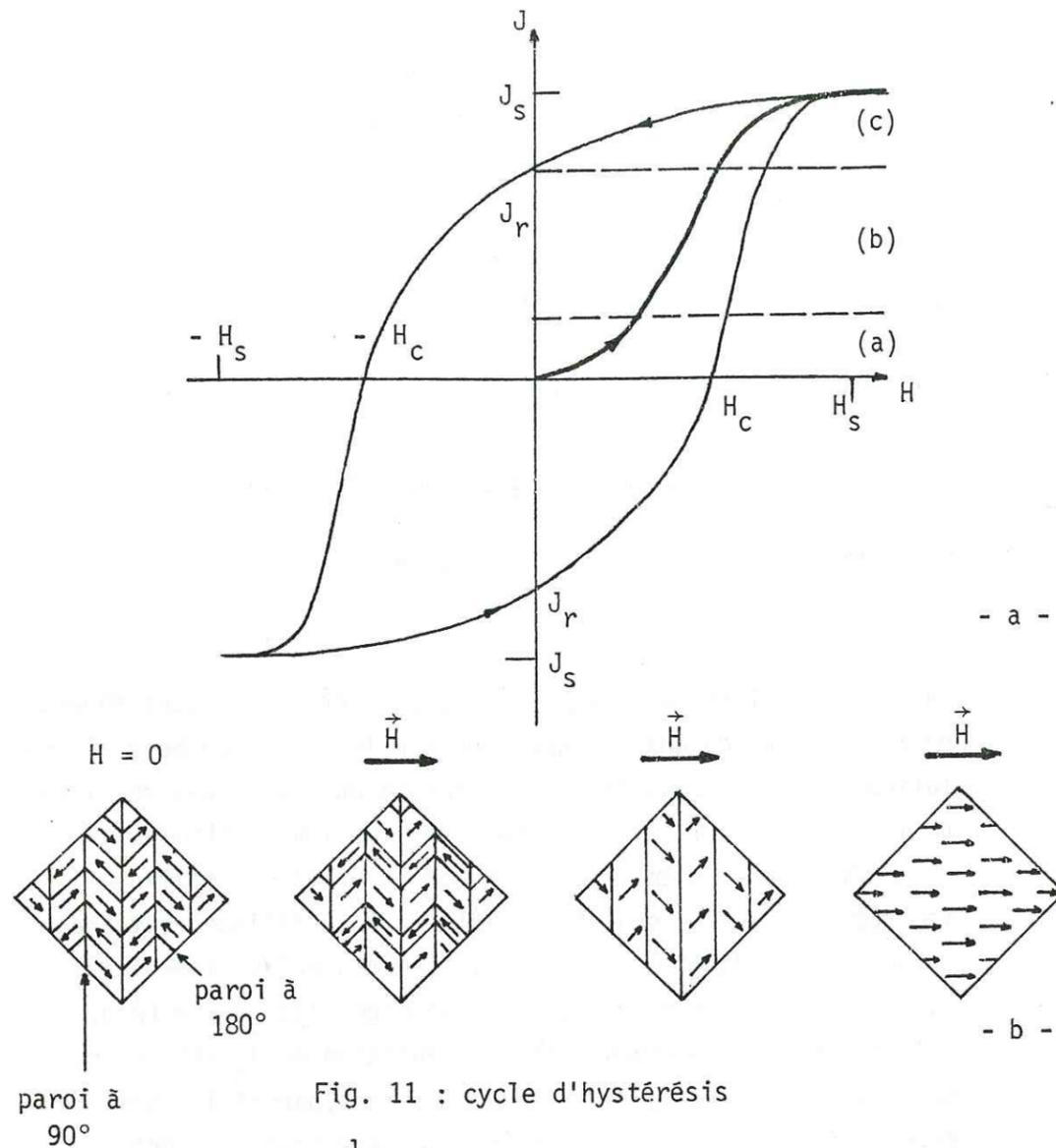


Fig. 11 : cycle d'hystérésis

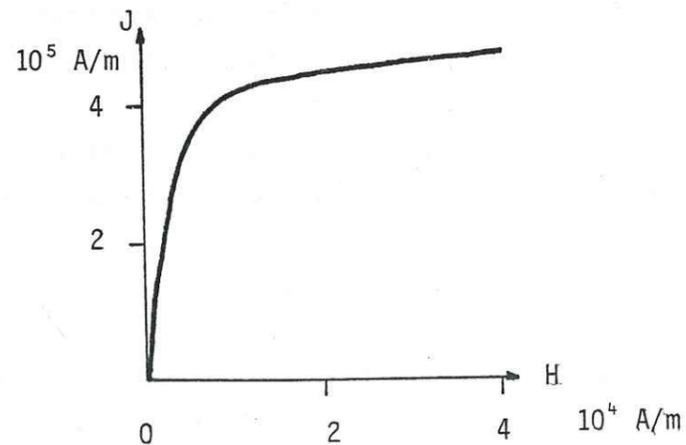


Fig. 12 : courbe de première aimantation de la magnétite [111] (WEISS)

C'est un nouvel état d'énergie minimum du cristal défini en fonction du champ appliqué.

Le déplacement des parois ne nécessite une énergie que si le grain a des inclusions, des lacunes et des tensions internes irrégulièrement distribuées. Pendant la phase (a), les parois viennent buter contre ces défauts sans pouvoir les franchir : il n'y a pas de perte d'énergie, le système est réversible. Durant la phase (b), le champ augmentant, les parois franchissent de façon brusque ces obstacles : ces sauts provoquent des pertes d'énergie et le cristal ne peut retrouver son état initial du fait de ce déficit en énergie. Par conséquent, un minéral s'aimante d'autant mieux qu'il est plus pur : dans ce cas (fig. 12), le déplacement réversible des parois est effectué à l'aide d'un champ faible, l'état irréversible étant provoqué uniquement par l'alignement de \vec{J}_s sur \vec{H} (c).

Pour certains matériaux, utilisés en conséquence comme blindage magnétique (4.2), la saturation de l'aimantation est atteinte pour des champs très faibles (de l'ordre de 5 A/m pour le mumétal). Pour les matériaux comme la magnétite ou l'hématite, les champs de saturation sont beaucoup plus forts (10^5 A/m).

Enfin, l'acquisition de l'aimantation à saturation nécessite plus ou moins d'énergie suivant la position du cristal dans le champ magnétique : il en résulte des courbes de première aimantation différentes (1.2.2.4.).

1.2.2.1.2 Hystérésis magnétique

Le grain cristallin étant aimanté à saturation suivant la direction du champ inducteur (fig. 11a) lorsque H décroît, la courbe $J = f(H)$ diffère de la courbe de première aimantation : c'est le phénomène d'hystérésis dû au déplacement irréversible des parois. Le champ inducteur étant annulé, l'intensité d'aimantation garde une valeur non nulle J_r appelée intensité d'aimantation rémanente. Le champ H croît de nouveau mais avec une orientation inverse, J décroît et s'annule pour une valeur H_c appelée champ coercitif.

Cette dernière grandeur est une propriété du grain ferromagnétique isotrope (1.2.2.1.4.). Cela peut paraître choquant à première vue : il s'agit d'un champ inducteur, donc d'origine externe et nous en faisons une valeur propre au matériau. Pour un grain polydomaine, le champ coercitif est représentatif de l'énergie nécessaire à un retour des parois à leur état initial : il dépend des irrégularités entravant le mouvement des parois. Sa valeur représente un état physique du grain. En conséquence, la détermination du champ coercitif a un intérêt certain en magnétisme des roches. Un grain cristallin a une aimantation d'autant plus dure que son champ coercitif - donc l'énergie à fournir - est grand, d'où l'importance primordiale des grains fins (1.3.2.3.) dans la détermination des aimantations rémanentes anciennes.

Si le champ inducteur continue à croître toujours en sens inverse, le grain cristallin acquiert une nouvelle aimantation inverse jusqu'à une saturation équivalente en valeur absolue. La courbe $J = f(H)$ avec H variant de $-H_{sat}$ à $+H_{sat}$ se déduit de la précédente (de H_{sat} à $-H_{sat}$) par une symétrie par rapport à 0.

1.2.2.1.3 Champ démagnétisant

Le cycle d'hystérésis a été décrit ci-dessus abstraction faite de plusieurs paramètres. L'un d'eux, le champ démagnétisant (1.2.1.2), a pour conséquence de déformer ce cycle. Le champ inducteur réel n'est plus \vec{H} mais :

$$\vec{H}_T = \vec{H} - N \cdot \vec{J}$$

L'aimantation J est déterminée alors par l'équation :

$$J = \frac{1}{N} (H_T - H),$$

qui est l'équation d'une droite (D) dont la pente est égale à $-1/N$. Elle est aussi définie par la courbe d'hystérésis (C) $J = f(H_T)$, ce qui entraîne que pour un champ inducteur H_0 , l'aimantation J_0 est donnée par l'intersection de (D) avec (C) (fig. 13 a).

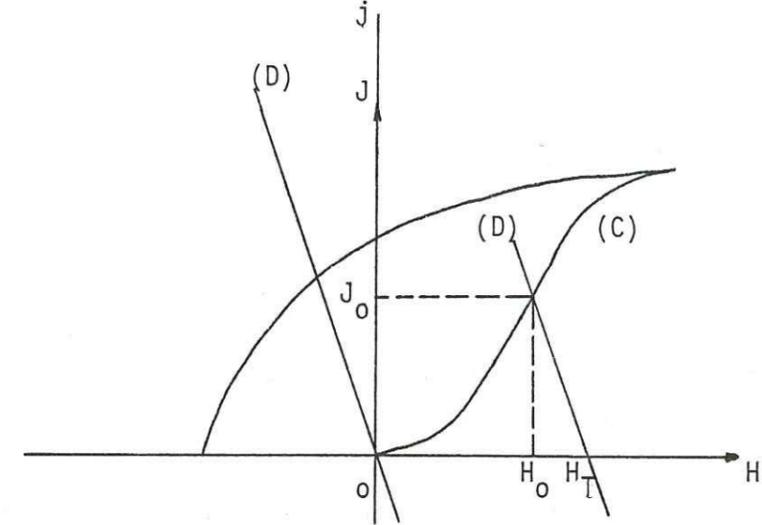


Fig. 13a : aimantation d'une sphère ($N = 1/3$) et champ démagnétisant.

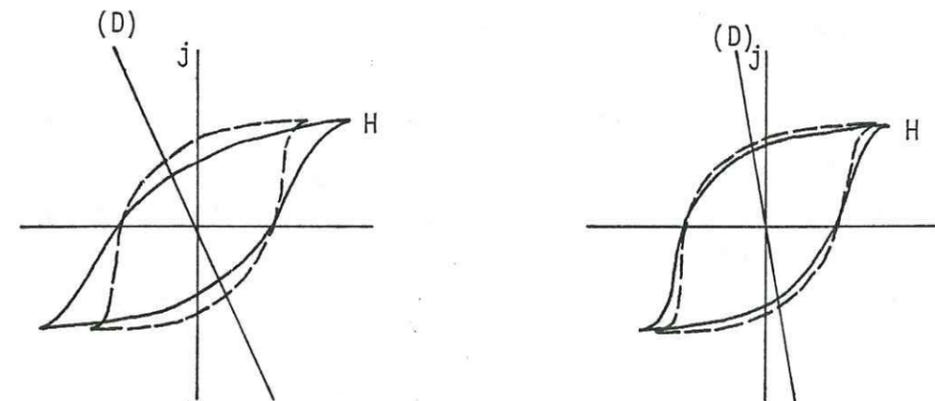
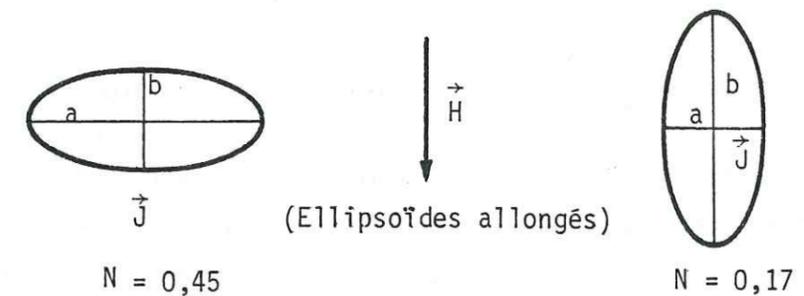


Fig. 13b : déformation du cycle d'hystérésis en fonction de la position de l'ellipsoïde dans le champ magnétique.

Il en résulte que le cycle d'hystérésis change de forme en fonction des orientations relatives d'un grain cristallin allongé et du champ inducteur (fig. 13 b). Pour une position du grain tel que le grand axe (a) soit parallèle à \vec{H} , le facteur démagnétisant est négligeable, la droite (D) est confondue avec Oj: nous sommes dans le cas précédent (fig. 11 a). Ce même grain prend une position oblique vis-à-vis du champ inducteur, N augmente et (D) s'écarte de Oj. La courbe d'aimantation se déduit de la précédente par construction. Nous constatons que l'aimantation à saturation ainsi que l'aimantation rémanente diminuent, tandis que le champ coercitif reste le même. C'est pour (a) perpendiculaire à la direction de \vec{H} que le cycle est le plus aplati: les aimantations à saturation et rémanente sont minimums mais leur "dureté" reste la même.

1.2.2.1.4. Phénomènes irréversibles dans un grain monodomaine

L'aimantation d'un grain monodomaine est acquise à saturation lorsque la température passe au-dessous de la température de CURIE. Cette aimantation spontanée J_s s'identifie à l'aimantation à saturation macroscopique ainsi qu'à l'aimantation rémanente. Il n'existe pas de courbe de première aimantation en fonction d'un champ inducteur puisqu'il s'agit déjà d'un monodomaine. Par contre, l'action de ce champ produit des rotations irréversibles de l'aimantation, ce qui se traduit par un phénomène d'hystérésis (NEEL 1949). (fig. 14 a).

En l'absence de champ magnétique externe \vec{H} , seules l'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline et l'énergie de champ démagnétisant ont une valeur significative: \vec{J}_s est dirigée selon l'axe de facile aimantation xx' (admettons que anisotropies cristalline et de forme soient confondues, et qu'il n'y ait qu'un seul axe facile). Le champ \vec{H} apparaît, faisant un angle θ avec l'axe facile $x'x$: l'aimantation \vec{J}_s est déviée d'un angle ϕ et prend une position d'équilibre satisfaisant à la condition d'énergie totale minimum (E de champ + E magnéto-cristalline). Pour des valeurs de θ inférieures à $\pi/2$,

Les rotations induites par les variations de l'intensité de champ ne sont pas irréversibles: le vecteur aimantation spontanée (rémanente) revient dans la direction de l'axe facile quand H est annulé, toujours par le jeu des énergies minimales. L'axe de facile aimantation sous-entend que l'énergie est minimale pour une direction privilégiée, donc pour deux orientations possibles de \vec{J}_s . Admettons que \vec{H} soit dirigée perpendiculairement à xx' ; pour un champ suffisamment fort, \vec{J}_s devient aussi perpendiculaire à l'axe facile. Annulons le champ inducteur, \vec{J}_s peut revenir à sa position initiale comme il peut adopter une position inverse et rester dans cette dernière configuration tant que le champ externe ne réapparaît pas: il y a création d'un phénomène irréversible. Troisième cas de figure possible, l'angle θ est supérieure à $\pi/2$. Pour un champ croissant, \vec{J}_s dévie tout d'abord progressivement vers \vec{H} , puis pour une certaine valeur H_c (champ critique), bascule brusquement dans l'intervalle angulaire défini par \vec{H} et $x'x$ ($\pi-\theta$). Nous nous retrouvons alors dans le premier cas ($\theta < \pi/2$) Le champ critique H_c d'un grain monodomaine est assimilable au champ coercitif H_c d'un grain polydomaine: de part et d'autre de H_c , l'aimantation selon la direction de H progresse en sens inverse et, pour $H = H_c$, bascule. H_c (critique ou coercitif) varie pour un grain à anisotropie magnéto-cristalline en fonction de la valeur de celle-ci et de sa direction par rapport à \vec{H} (fig. 14 b) (DALY 1970).

Nous considérons maintenant que le grain monodomaine n'a pas d'anisotropie magnéto-cristalline mais possède par contre une anisotropie de forme. Nous constatons, d'une part, que les phénomènes réversibles et irréversibles s'identifient aux précédents (énergie magnéto-cristalline et énergie du champ démagnétisant sont de la même forme (DALY 1970)), d'autre part, que le cycle d'hystérésis se déforme en fonction de l'orientation relative du champ inducteur et du grain allongé.

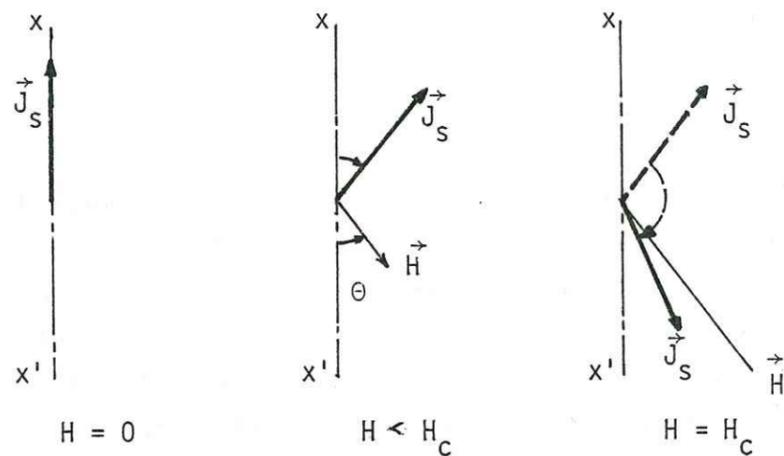


Fig. 14a : variation de la direction de l'aimantation d'un grain monodomaine en fonction du champ.

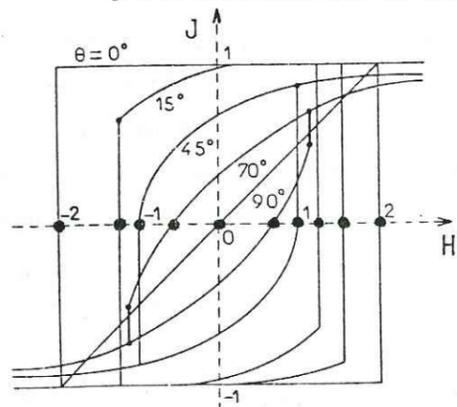


Fig. 14b : variation de H_c (•) en fonction de l'angle θ .

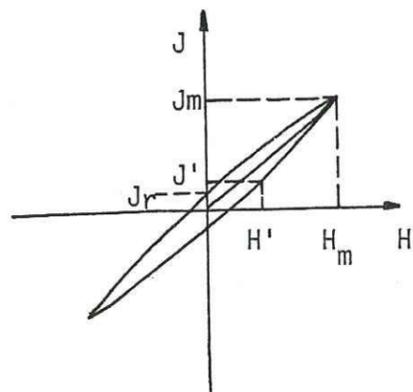


Fig. 15 : cycle de Rayleigh

1.2.2.1.5. Aimantation d'une multitude de grains

Considérons un volume comportant des grains cristallins allongés mono et polydomaines à anisotropie uniaxiale. En l'absence de tension externe et de champ inducteur, les grains cristallins sont orientés en tous sens.

- Grains monodomaines : la répartition des axes de facile aimantation ainsi que des grands axes d'allongement est faite dans toutes les directions de l'espace et l'aimantation rémanente est nulle. Quelle que soit son orientation, le champ inducteur "regarde" toujours un même nombre d'axes suivant un angle θ défini. La courbe d'aimantation revient à une intégration de rotations progressives et de basculements successifs, ce qui donne l'illusion d'un phénomène d'hystérésis semblable à celui observé pour un grain polydomaine (fig. 11 a). A l'échelle de la substance, l'anisotropie magnétocristalline se compense : son champ critique a une valeur moyenne intrinsèque. Il en est de même de l'anisotropie de forme : celle-ci revient alors à une anisotropie de distribution des grains à l'intérieur du volume. Pour une sphère par exemple, le champ démagnétisant est constant ($H_j = -1/3 J$) quelle que soit l'orientation du champ inducteur : la courbe d'aimantation devient unique. Sous l'effet du champ inducteur, le vecteur aimantation spontanée de chaque domaine est dévié vers lui et, pour un champ suffisamment fort, l'aimantation macroscopique à saturation est égale à la somme de tous ces vecteurs alignés par rapport à \vec{H} . Si le champ est annulé, les vecteurs \vec{J}_s reprennent une position d'équilibre remplissant la condition d'énergie minimum, différente pour tous les domaines où à eu lieu un basculement de l'aimantation. Il en résulte une aimantation rémanente macroscopique non nulle orientée suivant \vec{H} : cette aimantation rémanente isotherme (A.R.I.) restitue une orientation d'un champ magnétique qui a maintenant disparu.

- Grains polydomaines : la courbe d'aimantation est le résultat des déplacements de parois effectués dans chaque grain. A saturation, nous nous retrouvons dans le cas précédent des grains monodomaines possédant un axe de facile aimantation et

un grand axe d'allongement, répartis dans toutes les directions. Le champ coercitif est une valeur caractéristique de la substance et le champ démagnétisant est associé uniquement à la forme du volume. Le champ inducteur est annulé, pour chaque grain l'énergie totale est déterminée par les énergies dues aux anisotropies et par l'énergie des parois (ou des impuretés) : il se crée une aimantation rémanente dont l'orientation a été influencée par celle du champ inducteur. A l'échelle macroscopique, l'aimantation rémanente isotherme (A.R.I.) qui en résulte est orientée suivant ce champ ancien.

1.2.2.1.6 Anisotropie d'aimantation rémanente

L'acquisition d'une aimantation réclame une énergie extérieure supérieure à l'énergie totale (magnétocristalline, magnéto-élastique et de champ démagnétisant) du cristal. L'intensité et l'orientation de l'aimantation varient en fonction de son anisotropie globale et de son orientation avec le champ inducteur supposé stable.

Supposons un ensemble de grains mono et polydomaines tel que les axes d'anisotropie globale soient parallèles. En champ nul, il existe un moment magnétique macroscopique dirigé suivant cette direction facile. En présence d'un champ externe, le moment de l'ensemble des grains tend vers lui, mais pour un champ faible, n'adopte qu'une position moyenne. Acquis dans le champ magnétique terrestre, l'aimantation rémanente, dite naturelle (A.R.N.) dans ce cas, ne représente pas seulement l'orientation de ce champ comme dans les cas précédents. La restitution d'un champ magnétique ancien à partir de l'A.R.N. passe par l'évaluation de l'anisotropie de la roche (DALY 1970 ; HENRY 1976).

1.2.2.2 Aimantation dans un champ magnétique faible

Pour une roche comportant des grains ferromagnétiques soumis uniquement au champ magnétique terrestre (quelques dizaines d'A/m), l'aimantation à saturation n'est pas atteinte. Néanmoins, pour des champs de cet ordre de grandeur qui peuvent varier, il existe un hystérésis dont la courbe obéit aux lois de RAYLEIGH (1887). Si H' est le champ et J' l'intensité d'aimantation dans un état initial (fig.15):

$$J = J' + a (H - H') \pm \frac{b}{2} (H - H')^2 ,$$

+ pour $H > H'$, -pour $H < H'$. a et b sont les coefficients de RAYLEIGH, caractéristiques du matériau. L'aimantation rémanente est :

$$J_r = \frac{b}{2} H_m^2 ,$$

l'aimantation maximum :

$$J_m = a \cdot H_m + b \cdot H_m^2 \quad \text{avec } a = \chi_i$$

H_m étant le champ maximum induit, χ_i la susceptibilité initiale (χ_i est la limite de $\chi = f(H)$ lorsque H tend vers 0). Pour les grains polydomaines, ce cycle est produit par le déplacement des parois (NEEL 1942). Le phénomène rémanent résulte du franchissement d'inclusions ou d'imperfections du réseau cristallin par la paroi, ne nécessitant pas une grande énergie. L. NEEL (1949) démontre, dans le cas de grains monodomaines, que les interactions magnétiques entre les différents grains peuvent créer un cycle obéissant aux lois de RAYLEIGH.

1.2.2.3 Durée d'induction d'un champ magnétique

Indépendamment des phénomènes d'hystérésis causés par la variation du champ magnétique, la durée d'induction d'un champ magnétique constant crée une variation de l'aimantation. L'acquisition d'une aimantation peut être rapide, de l'ordre de la seconde : le phénomène est instantané. Elle peut être aussi beaucoup plus lente : l'aimantation acquise est dite visqueuse et varie approximativement en fonction du logarithme du temps (fig. 16). Si le champ inducteur est annulé, l'aimantation rémanente isotherme décroît spontanément au cours du temps.

Cette instabilité de l'aimantation rémanente est causée par le phénomène du traînage magnétique, longuement étudié par l'équipe de L. NEEL (1949, 1950, 1951). Au niveau d'un domaine de WEISS, l'agitation thermique provoque des variations de l'aimantation spontanée. Il en résulte des fluctuations très rapides du champ magnétique local pouvant créer des phénomènes irréversibles au cours du temps même dans le domaine de RAYLEIGH (champs faibles). Nous reviendrons sur ce sujet dans le paragraphe suivant (1.3.2.3).

D'une façon générale, les roches acquièrent naturellement dans le champ magnétique terrestre deux types d'aimantation isothermes : l'aimantation rémanente isotherme (A.R.I.) à acquisition rapide et l'aimantation rémanente visqueuse (A.R.V.). L'intensité appréciable de l'A.R.V. dans les roches (THELLIER 1938) gêne la démarche du paléomagnéticien. Son acquisition ne se corrèle pas avec un phénomène géologique marquant, de plus intensité et direction évoluent au cours du temps. Les travaux de D. BIQUAND (1974) ont largement contribué à l'étude de l'A.R.V. et de son atténuation par traitements physiques.

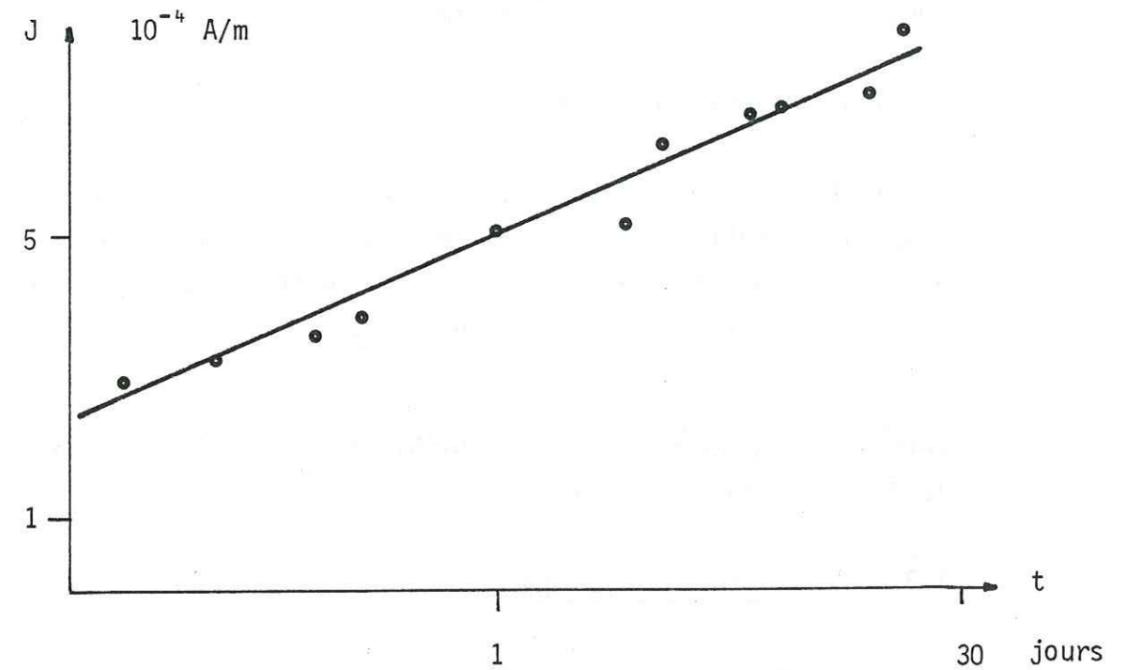


Fig. 16 : Croissance de l'ARV en fonction du temps (BIQUAND 1974)

1.3. EFFETS MAGNETIQUES LIES A LA TEMPERATURE

Les phénomènes para et ferromagnétiques sont liés à la température (1.1.2.). A une élévation de T, donc à une plus forte agitation des atomes et des molécules, correspond soit une augmentation, soit une diminution de l'aimantation macroscopique. L'acquisition d'une aimantation spontanée s'établit à des températures de transition bien déterminées en fonction de la nature du matériau. Pour un grain ferromagnétique d'une taille donnée, les paramètres tels que le champ coercitif par exemple sont fonction de l'agitation thermique.

1.3.1 Milieux paramagnétiques

L'agitation thermique contrarie les énergies d'échange et de couplage magnétique entre les atomes (1.1.2.2.). Tant que cette agitation réussit à déranger tout ordre magnétique, la susceptibilité magnétique obéit à la loi de WEISS-CURIE:

$$\chi = \frac{C}{T - T_c}$$

Lorsque T tend vers T_c , la susceptibilité croît indéfiniment et le ferromagnétisme apparaît à $T = T_c$.

1.3.2 Milieux ferromagnétiques

Lorsque T diminue et franchit la température de CURIE, l'agitation thermique est insuffisante pour empêcher la création d'une aimantation spontanée à l'échelle du domaine (1.1.2.3.). Cette aimantation croît si la température diminue encore.

1.3.2.1 Influence sur la courbe d'aimantation

L'augmentation de l'aimantation d'une substance pour un abaissement de la température n'est pas un phénomène général mais dépend du champ magnétique. En présence d'un champ intense, J diminue quand T augmente, comme pour l'aimantation du domaine: en fait, les atomes d'un domaine créent au niveau des domaines voisins un champ local aussi intense (10^5 A/m).

Pour un champ faible, la tendance s'inverse: l'aimantation macroscopique presque nulle à basse température croît progressivement lorsque T augmente. Il ne faut plus voir dans ce cas une agitation thermique contrariant l'ordre ferromagnétique au niveau des molécules, mais plutôt une énergie supplémentaire provoquant des phénomènes irréversibles au niveau des domaines. L'alignement des moments atomiques à la température de CURIE suivi de ces phénomènes engendre un processus d'aimantation thermique irréversible: le magnétisme thermorémanent.

1.3.2.2 Aimantation thermorémanente

L'acquisition d'une aimantation rémanente isotherme est favorisée par l'énergie d'agitation thermique $k_B T$ (1.2.2.3.) au cours du temps. La variation de la température ainsi que celle de la taille des grains (1.3.2.3.) sont des facteurs déterminants de l'aimantation d'un matériau. Dans le cas d'un grain monodomaine, $k_B T$ peut être représenté par un champ magnétique fictif. Si ce champ est supérieur au champ critique du grain le moment magnétique spontané se renverse (NEEL 1949, 1951). Pour un grain polydomaine, le champ fictif provoque des déplacements de parois (NEEL 1950, 1951). En l'absence de tout champ inducteur et de tension externe, les aimantations liées à l'anisotropie de chaque grain se répartissent dans toutes les directions et la résultante des modifications dues à l'agitation thermique est nulle. La présence d'un champ magnétique même faible (champ terrestre) induit, de par son énergie propre, un phénomène rémanent (1.2.2.2.), mais aussi une orientation privilégiée suivant laquelle les moments magnétiques des domaines agités tendent progressivement à s'aligner. A la température de CURIE, l'agitation thermique est maximum pour une substance ferromagnétique. Elle contribue aux rotations de \vec{J}_s et aux déplacements des parois nécessitant beaucoup d'énergie. Lorsque la température décroît, les phénomènes précédents sont bloqués: il y a création d'une aimantation thermorémanente (ATR), orientée suivant le champ magnétique ambiant. Par contre, d'autres rotations et d'autres déplace-

ments continuent à se faire à des énergies thermiques plus faibles. La température continue à diminuer ce qui engendre un blocage progressif des aimantations spontanées, blocage qui ne sera total qu'au zéro absolu. L'aimantation thermorémanente à la température T_0 témoigne de tous ces événements passés lors du refroidissement de T_c à T_0 de la substance ferromagnétique. Pour des températures proches de 570°C les modifications des domaines d'un cristal de magnétite sont intenses, bien supérieures à celles apportées par l'agitation thermique à 20°C . Il en résulte que l'intensité d'une ATR acquise dans un champ faible (jusqu'à 10^3 A/m) est nettement supérieure à l'intensité d'une ARI pour un champ équivalent (fig.17). Autre conséquence due à une agitation thermique élevée: les phénomènes irréversibles nécessitant une grande énergie entraînent des valeurs élevées du champ coercitif et de ce fait une stabilité de l'ATR beaucoup plus grande que l'ARI (THELLIER 1959).

1.3.2.3 Rapport taille du grain sur température.

1.3.2.3.1 Temps de relaxation

Pour un champ inducteur H_i légèrement inférieur au champ H'_c nécessaire au franchissement d'un obstacle par une paroi ou à la rotation d'un moment magnétique, il existe une probabilité pour qu'à un instant τ les fluctuations thermiques permettent ce mouvement irréversible. A cet instant:

$$H'_c = H_i + F(\tau, T) ,$$

où F est une fonction croissante de τ et de T , τ étant défini comme le temps de relaxation pour un grain donné. Il en résulte que τ diminue quand T augmente. Pour des températures proches de T_c , le temps de relaxation tend vers zéro et le moment magnétique ne fait qu'osciller entre les positions déterminées par la condition d'énergie minimum. Soit un grand nombre de grains orientés dans toutes les directions et ayant un temps de relaxation très petit. En présence d'un champ inducteur \vec{H} ,

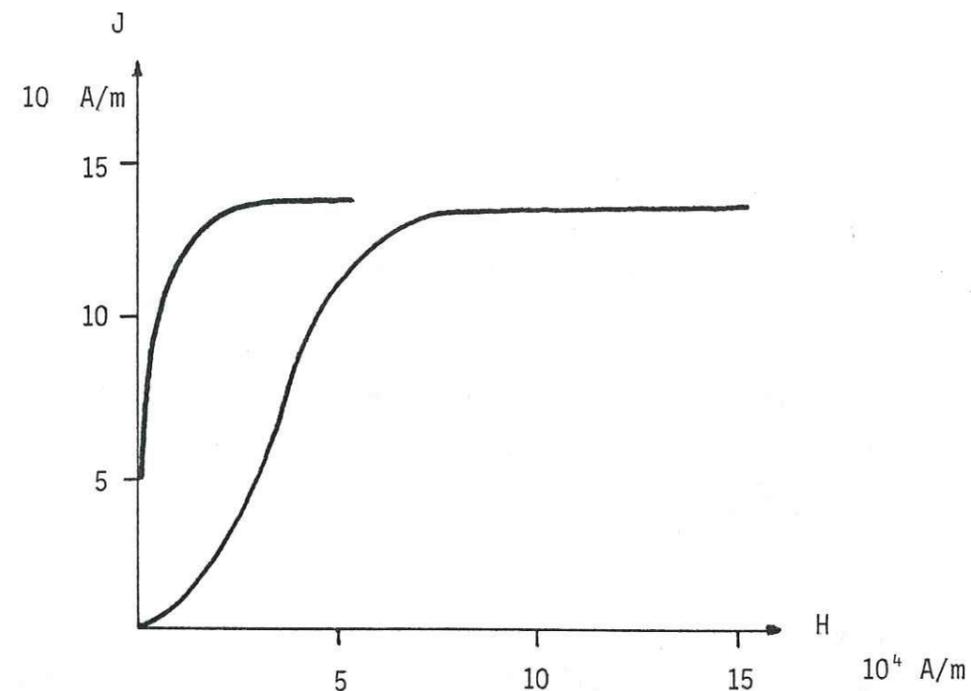
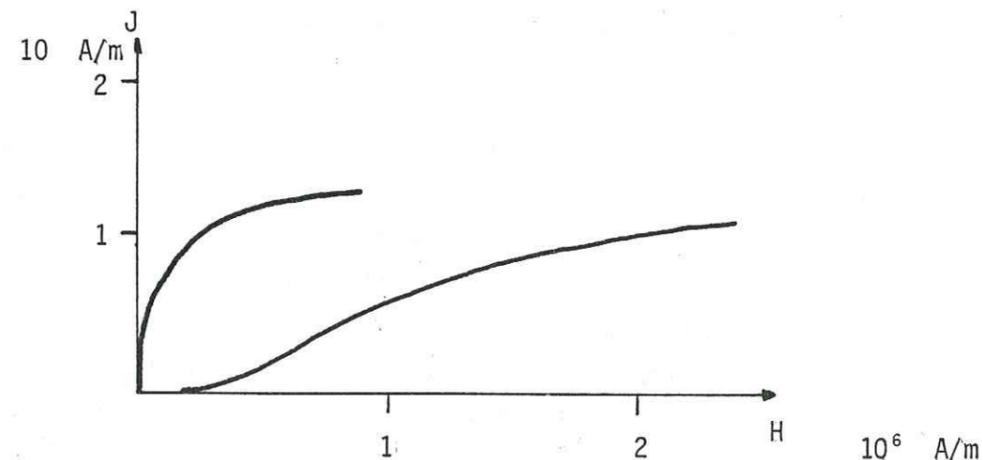


Fig. 17 : influence du champ magnétique sur des poudres de magnétite (ci-dessus) et d'hématite (ci-dessous) (d'après ROQUET).



les aimantations individuelles tendent à s'orienter dans la même direction et le même sens: il y a apparition d'une aimantation macroscopique. Si \vec{H} est annulé, l'agitation thermique redistribue les aimantations spontanées dans toutes les directions et le moment global s'annule. Ces grains qui, comme nous allons le voir, sont monodomaines, n'ont pas de phénomène d'hystérésis (aimantation rémanente et champ coercitif nuls). Dans les champs faibles, le moment magnétique de cet ensemble de N grains, appelés grains superparamagnétiques, obéit à la loi de CURIE:

$$M = \frac{V \cdot J_s^2 \cdot N}{3 \cdot k_B \cdot T} \cdot H$$

où V est le volume d'un grain.

L.NEEL (1949) donne un calcul du temps de relaxation en fonction du rapport V/T, pour des grains de fer sphériques. Dans son ouvrage général, T.NAGATA (1961) mentionne une série de valeurs de τ en fonction de V/T pour un grain sphérique de magnétite à anisotropie magnétocristalline uniquement :

τ (en s)	10^{-1}	10	10^2	10^3	10^5	10^7	10^9	10^{15}	100^{100}
V/T	2,5	3,2	3,5	3,8	4,4	5,1	5,7	7,6	34,6
Rayon (en Å) à 300 K	260	280	290	300	320	330	340	380	630

Un échantillon possédant une multitude de grains de magnétite orientés dans le même sens et de rayon égal à 260 Å aura son moment magnétique probablement renversé en un dixième de seconde, alors que pour un échantillon possédant des grains de même nature mais d'une dimension 1,5 fois supérieure, ce phénomène ne sera complet qu'au bout de 50 millions d'années. Au-dessous d'une certaine taille R_0 , à température normale (300 K), les grains ferromagnétiques ne gardent pas de trace d'un champ magnétique ancien. Cette dimension est inférieure à la taille critique R_c au-dessous de laquelle le grain cristallin reste monodomaine (fer: $R_0=160$ Å, $R_c=320$ Å).

1.3.2.3.2 Champ coercitif

Le déplacement irréversible des parois absorbe une énergie bien inférieure à celle que nécessite la rotation de l'aimantation spontanée d'un monodomaine. En conséquence, le champ coercitif augmente lorsque la taille du grain diminue. A l'opposé, pour une température donnée, le temps de relaxation et de ce fait le champ coercitif diminuent avec le volume du grain monodomaine et H_c devient nul au-dessous d'une dimension R_0 .

Il existe un domaine étroit (fig. 18a), limité par le phénomène superparamagnétique pour les petites tailles (R_0) et par la subdivision en polydomaines au-delà d'une taille critique (R_c), où le champ coercitif est élevé. Un échantillon contenant des grains ferromagnétiques de taille comprise entre R_0 et R_c acquiert une aimantation rémanente beaucoup plus résistante qu'un autre échantillon ayant des grains cristallins polydomaines. Dans le domaine de RAYLEIGH, l'induction du champ magnétique a surtout un effet d'orientation sur le moment magnétique pour des températures proches de T_c (mais tout en étant inférieures). La contribution de l'agitation thermique à cet instant peut être illustrée par la figure 18b: le champ fictif H_{TC} s'ajoute au champ inducteur H_i (en l'occurrence le champ magnétique terrestre); puis, lorsque la température s'abaisse jusqu'à la température ambiante, le champ H diminue, l'ATR vaut J_{TR} et il faudra lui opposer un champ $H_{TC} - H_i$ pour l'annuler. Ce dernier phénomène ne pourra se produire par simple inversion du champ magnétique terrestre. Il faudra une profonde modification thermodynamique ou une destruction par altération du grain cristallin pour réduire son aimantation thermorémanente.

1.3.2.3.3 Intensité de l'aimantation thermorémanente

Sans considération de taille, l'aimantation thermorémanente est forte pour un grain ayant été soumis à une température proche de T_c et diminue rapidement avec elle. Cette variation

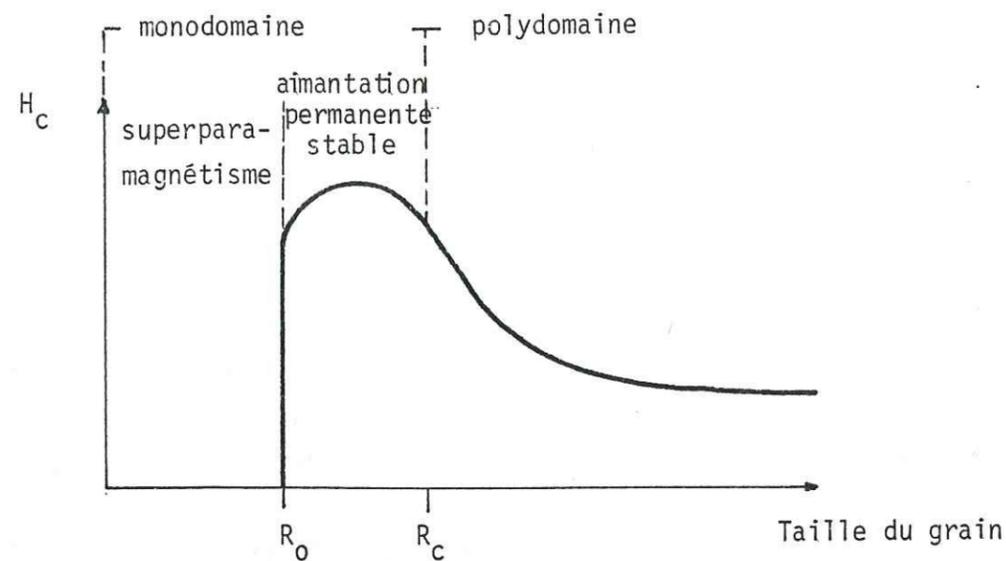


Fig. 18a : variation du champ coercitif en fonction de la taille du grain

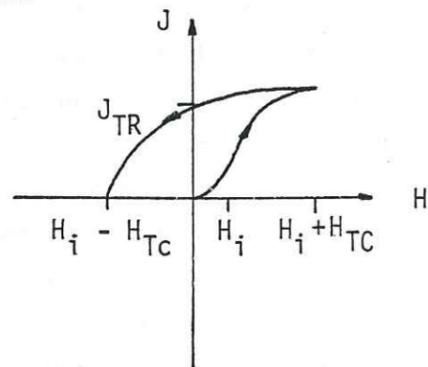


Fig. 18b : effet de la température sur l'aimantation

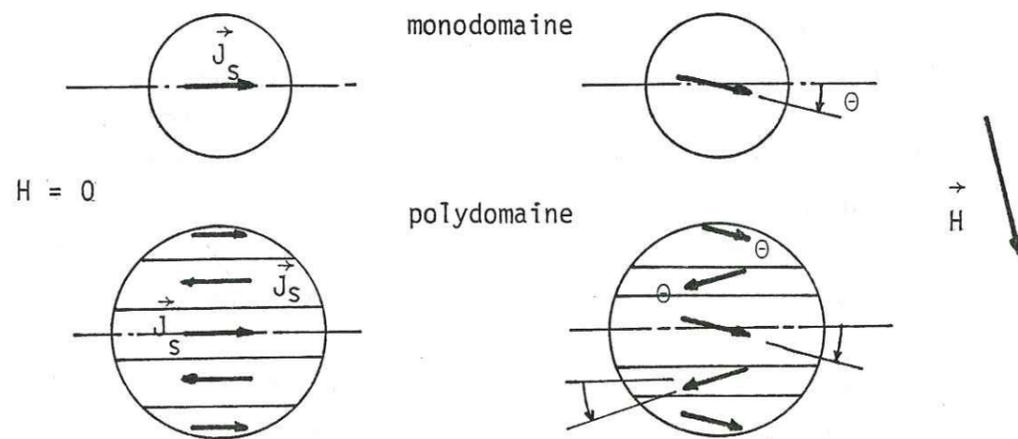


Fig. 19 : oscillations de l'aimantation spontanée et susceptibilité magnétique.

rappelle celle du temps de relaxation et du champ coercitif. La proportionnalité entre l'intensité de l'ATR et la taille du grain n'est pas précisément exposée dans tous les cas. SHIVE (1969) observe sur des échantillons multidomaines une croissance rapide de l'aimantation thermorémante avec le champ coercitif en accord avec la théorie de NEEL (1955). PARRY (1965) a mesuré l'ATR sur des échantillons contenant des grains de magnétite calibrés dans le champ magnétique terrestre (40 A/m), ainsi que le champ coercitif.

Diamètre du grain en μ	120	88	58	21	19	6	1,5
J_{ATR} en A/m	44	41	46	32	41	150	550
H_C en A/m	1830	1830	1989	3422	3100	5252	7960

Ceci montre de façon éloquent l'intérêt des grains fins dans l'étude des champs magnétiques anciens et de tout ce qui en découle.

1.3.2.3.4 Susceptibilité magnétique

Considérons un domaine dont l'aimantation spontanée \vec{J}_s est dirigée suivant un axe de facile aimantation (fig. 19). Si un champ magnétique externe effectue de petites oscillations ΔH , l'orientation de \vec{J}_s fluctue entre $\pm \theta$: l'intensité d'aimantation d'un ensemble de grains identiques varie de ΔJ . C'est ce phénomène qui permet de définir la susceptibilité magnétique différentielle χ_d (1.1.3.3).

Cette susceptibilité χ_d s'associe à des phénomènes réversibles : à un déplacement ou une rotation réversible importants correspond une susceptibilité forte, mais aussi un champ coercitif faible. χ_d est en première approximation inversement proportionnelle à H_C (KITTEL 1949). En conclusion, les grains monodomaines ont un champ coercitif très élevé, une aimantation rémanente intense et une susceptibilité faible en comparaison avec les grains polydomaines. La mesure de l'aimantation rémanente est surtout influencée par les grains fins, alors que les gros grains contribuent essentiellement à la détermination de l'anisotropie de susceptibilité magnétique.

Si la température d'un grain cristallin varie, il s'en suit une modification de sa susceptibilité. Vers 500°C, l'agitation thermique provoque une forte diminution du champ coercitif de la magnétite car les phénomènes réversibles sont de grande amplitude: la susceptibilité est maximum. Lorsque la température décroît, les mouvements des parois et du moment magnétique se bloquent progressivement et la susceptibilité diminue.

1.4. EFFETS MAGNETIQUES LIES A LA PRESSION

L'induction d'un champ magnétique dans un matériau produit une variation de son aimantation et de ce fait une modification de ses dimensions par les tensions internes qui se créent à cet instant (1.1.2.3.3). Inversement une contrainte externe agissant sur un matériau engendre une modification de son aimantation et par conséquent une variation locale du champ magnétique. Pour une contrainte uniaxiale σ_1 dirigée selon le champ magnétique ambiant H (NAGAOKA, HONDA 1898):

$$\left(\frac{\partial J}{\partial \sigma_1}\right)_{H,T} = \left(\frac{\partial \lambda}{\partial H}\right)_{\sigma_1,T}$$

λ est le coefficient de magnétostriction. Il s'assimile au coefficient d'extension e (VIALON et al. 1976, p3). Cette formule thermodynamique ne rend pas compte des phénomènes liés aux domaines et donc est souvent en désaccord avec l'expérience.

1.4.1 Processus d'aimantation

Nous nous référons principalement pour ce qui suit à la thèse de J.P.POZZI (1973).

1.4.1.1 Grains polydomaines

L'effet de la pression sur un corps polydomaine s'assimile à l'effet d'un champ magnétique équivalent H_p agissant sur les parois. H_p est une fonction en $\cos \delta/2$, δ étant l'angle entre les aimantations spontanées de deux domaines (fig. 20a): un grain de magnétite peut posséder une paroi à 180° et dans ce cas l'effet de H_p sur elle est nulle. W.F.BROWN (1949) répartit les parois en trois catégories A,B,C pour une direction donnée de la pression, selon que l'action du champ équivalent H_p est positive, nulle ou négative. La figure 20b illustre le comportement de ces types de parois dans un champ inducteur H.

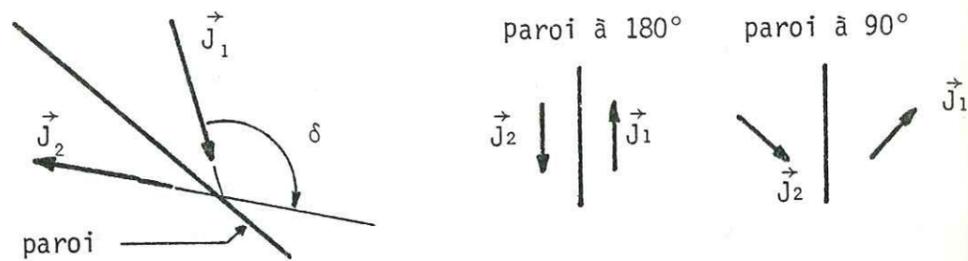


Fig. 20a : paroi et aimantation spontanée

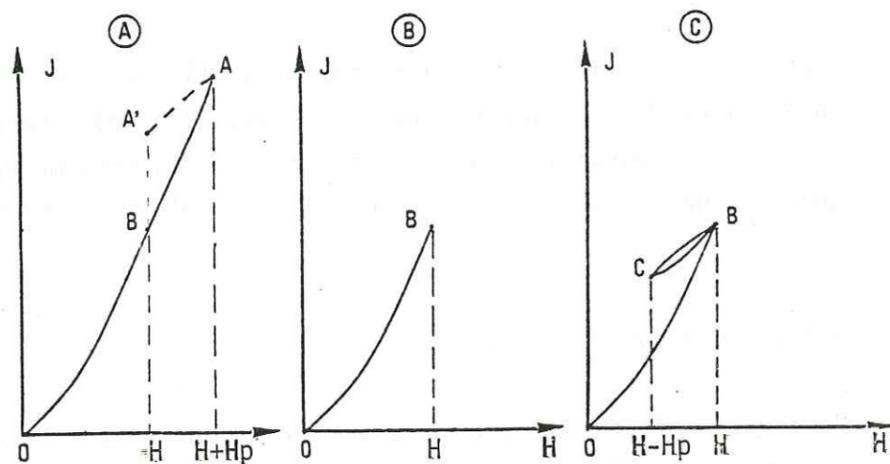


Fig. 20b : lois de Rayleigh appliquées à chaque type de parois (POZZI 1973)

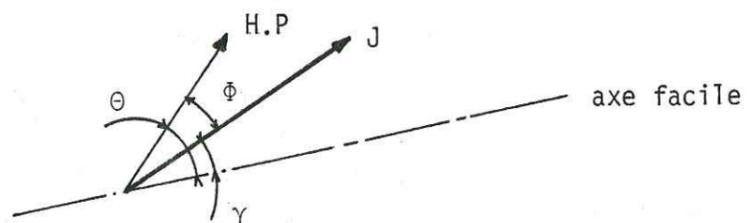


Fig. 21 : angles utilisés pour le calcul de l'aimantation apparente d'un grain monodomaine à anisotropie uniaxiale.

Prenons la description de J.P.POZZI:

- Aimantation JH: l'aimantation due au champ H décrit la courbe OB pour les trois types de parois.
- Aimantation JHP: la pression est sans effet sur la paroi B mais elle agit comme un champ positif sur la paroi A ($B \rightarrow A$) et comme un champ négatif sur la paroi C ($B \rightarrow C$).
- Aimantation JHPP: en supprimant la pression, les parois C reviennent en B tandis que les parois A se déplacent en A' d'une même quantité mais en sens inverse. Il n'y a pas de modification d'aimantation après suppression de la pression. Ce processus d'aimantation obéit aux lois de RAYLEIGH, ce qui sous-entend que la somme (champ inducteur + champ équivalent) soit inférieure à une limite dépendant du champ coercitif. Le champ coercitif d'une roche contenant 7% de titanomagnétite (Basalte 6 de J.P.POZZI) a une intensité de quelques milliers d'A/m, ce qui limite l'application de ce processus à des pressions d'une centaine de bars (10^7 pascals). Au-dessus de cette limite, les variations de l'aimantation sont causées par le déplacement des parois et par la rotation des moments spontanés. Les fortes pressions entraînent aussi une modification sensible du champ coercitif.

1.4.1.2 Grains monodomaines

L'aimantation d'un cristal provoque une magnétostriction. A l'intérieur d'un domaine, l'aimantation spontanée J_s , qui est maximum, crée une magnétostriction à saturation différente suivant l'orientation de J_s dans le cristal. Ainsi pour la magnétite, la valeur à saturation suivant l'axe de facile aimantation $[111]$ est négative et positive suivant l'axe $[100]$ de difficile aimantation.

En gardant le même exemple, l'application d'une contrainte selon le champ inducteur H entraîne une diminution du champ critique pour un grain aimanté suivant l'axe $[111]$ et, inversement, une augmentation pour une aimantation spontanée parallèle à l'axe $[100]$ (fig.21). Dans le premier cas, l'aimantation tend à s'orienter perpendiculairement à la contrainte

σ_1 ; dans le deuxième, elle tend au contraire à s'aligner suivant celle-ci.

1.4.2 Aimantation d'une roche

1.4.2.1 Nature des grains magnétiques

Lors de l'application d'une pression sur un échantillon de roche, l'aimantation induite dans un champ faible varie différemment suivant la nature des grains magnétiques. Ainsi pour une roche contenant de la magnétite, l'augmentation de la pression a un effet franchement positif sur son intensité d'aimantation (fig. 22). Le même processus appliqué à des grains d'hématite entraîne une faible diminution d'aimantation

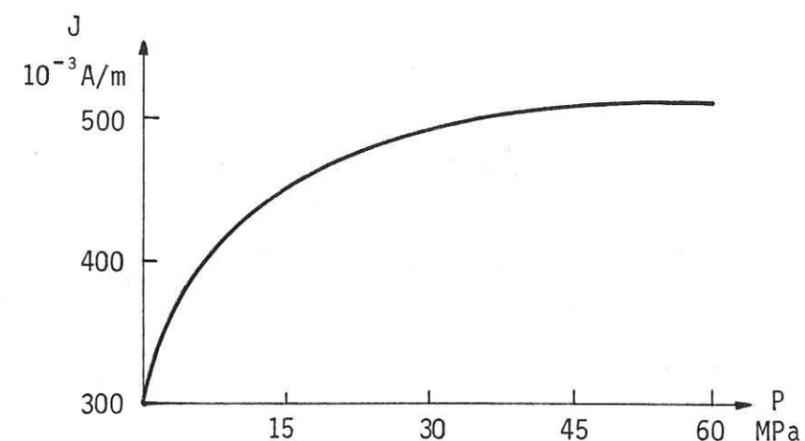
1.4.2.2 Aimantation pour des directions de compression variables

Soit β l'angle entre la contrainte σ_1 et le champ magnétique. L'intensité d'aimantation J_{HP} résultant d'un processus HP (champ + pression) est maximum pour une pression perpendiculaire au champ et décroît avec l'angle β jusqu'à une valeur minimum pour $\beta = 0^\circ$. En reprenant l'exemple de la magnétite, la variation de l'aimantation est toujours positive quelque soit β compris entre 0° et 90° . Par contre, lors de la suppression progressive de la pression, J_{HPP} est inférieure à J_{HP} pour un champ et une contrainte σ_1 perpendiculaires. Cette variation négative s'atténue lorsque β augmente et devient positive (fig. 23).

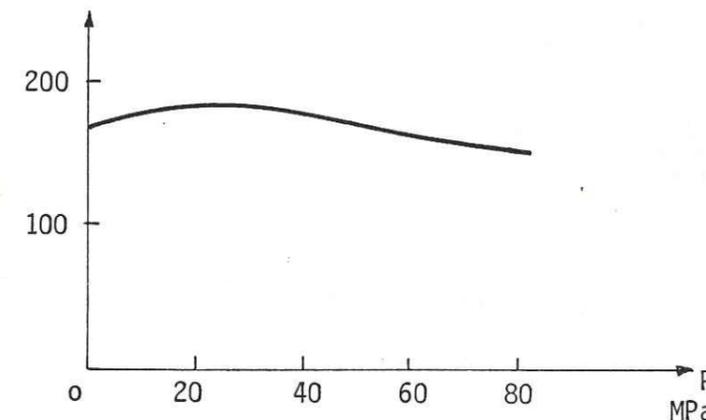
En conclusion, l'aimantation induite n'est plus colinéaire à \vec{H} dès qu'une pression apparaît, pour un angle β différent de 0° et 90° .

1.4.2.3 Aimantation et déformation

L'effet piézomagnétique est provoqué par l'action directe d'une contrainte sur un matériau ferromagnétique et non pas par une modification de la géométrie des grains cristallins



a - basalte 1 (magnétite) ; cycle HP pour H = 120 A/m parallèle à P



b - hématite 4 ; cycle HP pour H = 250 A/m parallèle à P.

Fig. 22 : Cycles HP (POZZI, 1973)

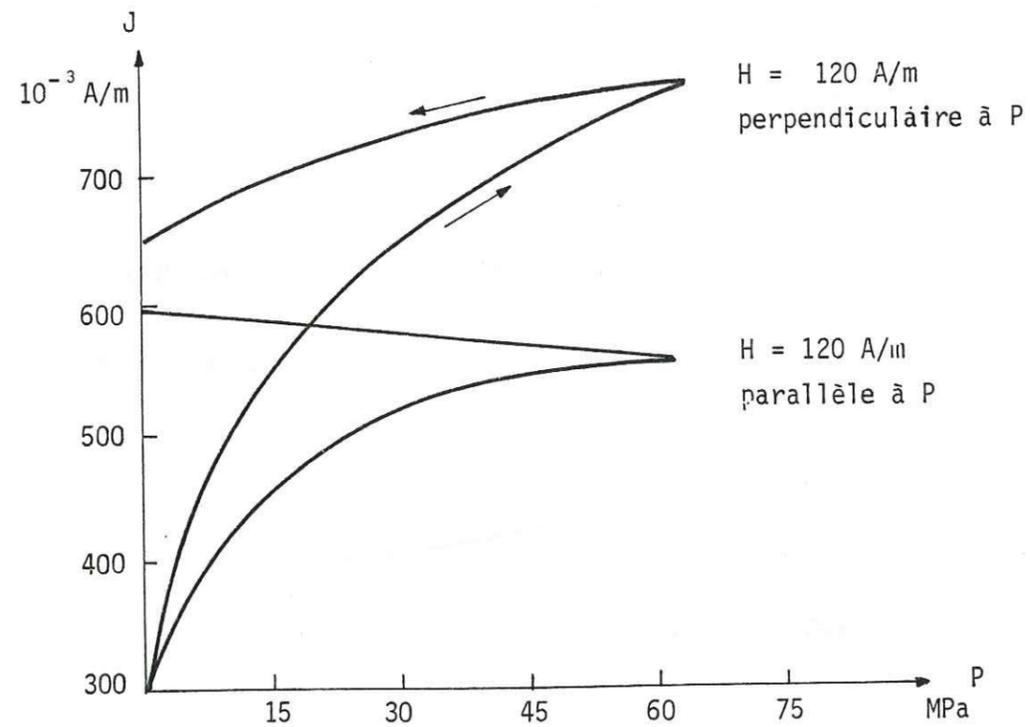


Fig. 23 : basalte 1 (magnétite); cycle HPP (POZZI, 1973)

due à la déformation associée. Si la contrainte est assez forte pour que celle-ci soit exprimée, il est cependant possible d'établir une corrélation entre l'objet déformé et son état magnétique. Avant d'exposer les résultats acquis à ce propos par J.ZLOTNICKI (1979), il s'agit donc de bien différencier la variation d'aimantation due à l'application d'une pression de celle due à une réorganisation des minéraux en fonction des conditions thermodynamiques (changement de forme prononcé, recristallisation et modifications chimiques).

A la suite de ses travaux effectués sur des andésites, J.ZLOTNICKI constate que dans le domaine élastique la variation de l'aimantation J_{HP} de l'échantillon induite par un champ magnétique faible (800 A/m) et soumis à une pression dirigée perpendiculairement, se corrèle avec la variation de son volume (fig. 24a). Lorsque la pression est supprimée, l'échantillon ne reprend pas exactement son état initial: il est déformé. Cette déformation qui correspond à une fermeture progressive du réseau interstitiel est à peu près proportionnelle à l'aimantation J_{HPP} . La figure 24b montre les variations de l'aimantation en fonction du déplacement du piston de la presse. Ce déplacement correspond aux déformations, sous pression pour la courbe 1 et après relâchement à différents paliers pour la courbe 2. Cette corrélation disparaît dès que la roche n'a plus un comportement élastique. L'aimantation se stabilise lors des processus de fluage et de fracturation.

1.4.2.4 Influence d'une contrainte de confinement

Tout ce qui précède est issu de l'effet d'une contrainte uniaxiale. Les travaux concernant l'application d'une pression de confinement et ses effets magnétiques sont plus récents et peu nombreux (NAGATA et KINOSHITA 1967, MARTIN 1978, ZLOTNICKI 1979).

Les essais de J.ZLOTNICKI pour des contraintes de confinement σ_c variant de 0 à 500 bars (50 Mpa) montrent une atténuation de l'effet piézomagnétique dû à la contrainte uniaxiale σ_1 (fig. 25). Pour des valeurs élevées de σ_c et de $\sigma_1 - \sigma_c$, les varia-

tions de l'aimantation deviennent très faibles. Le fluage de la roche et sa rupture apparaissent à des contraintes σ_1 d'autant plus élevées que la contrainte de confinement l'est aussi. La corrélation établie entre l'état de déformation et l'intensité d'aimantation J_{HPP} est encore vérifiée (fig. 26) dans le domaine élastique, plus étendu dans ce cas.

1.4.3 Susceptibilité magnétique

La variation d'aimantation due à l'effet d'une pression sur la roche correspond à une modification de sa susceptibilité magnétique et de son aimantation rémanente naturelle acquise antérieurement, et à la création d'une Aimantation PiézoRémanente (OKNATA, KINOSHITA 1968) :

$$\Delta J = \Delta \chi \cdot H + \Delta(ARN) + APR$$

Cette relation purement formelle indique une contribution de trois phénomènes distincts par leur comportement mais de cause identique à savoir la modification des parois des grains polydomaines et la rotation du moment spontané des grains monodomaines. L'échantillon de roche ne possède donc pas plusieurs aimantations mais une seule acquise et modifiée suivant des processus différents.

1.4.3.1 Dimensions des grains

La variation de la susceptibilité magnétique est plus intense à pression égale pour des grains polydomaines (1.3.2.3.4). KEAN et al. (1978) mentionnent dans leurs travaux des variations respectives de 15% et 40% pour des grains de magnétite et de titanomagnétite de dimensions comprises entre 75 et 150 μm , alors que pour des grains compris entre 1 et 2 μm , la variation à la même pression ne dépasse pas 0,5% pour la magnétite et n'est pas significative pour la titanomagnétite. Nous concluons une nouvelle fois sur l'importance primordiale de la dimension des grains ferromagnétiques contenus dans la roche.

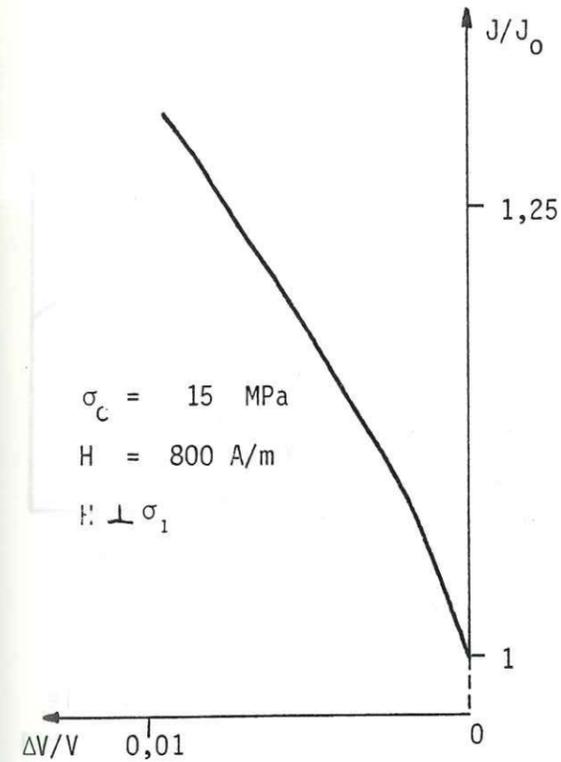


Fig. 24a : aimantation et variation de volume

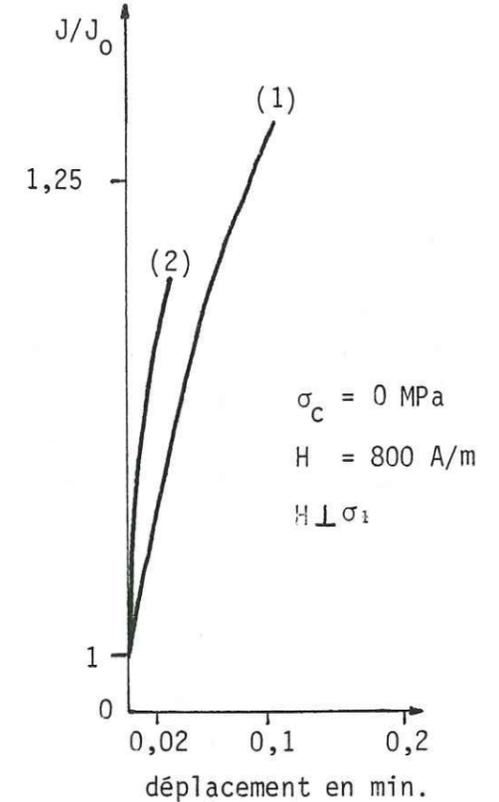


Fig. 24b : aimantation et déformation

(ZLOTNICKI 1979)

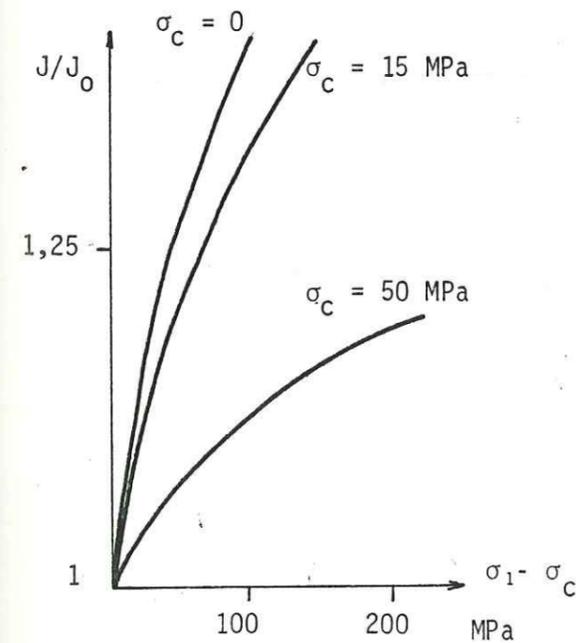


Fig. 25 : aimantation et variation de la pression de confinement

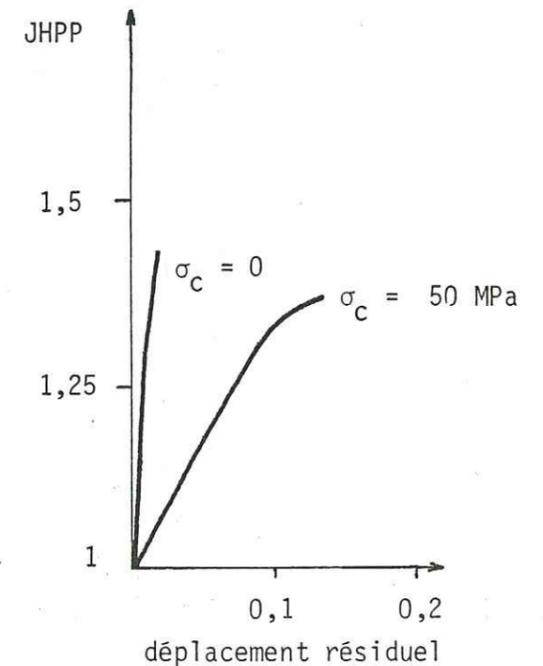


Fig. 26 : aimantation, déformation et pression de confinement

(ZLOTNICKI 1979)

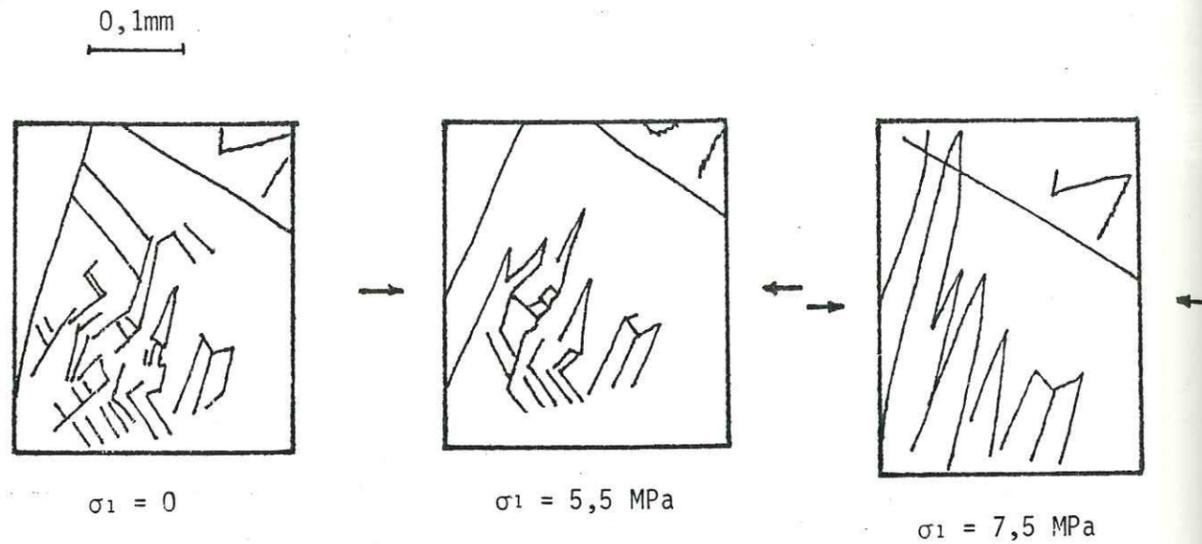


Fig. 27 : Modifications des domaines de WEISS par contrainte uniaxiale appliquée perpendiculairement aux faces [110] d'un monocristal de magnétite (KEAN et al. 1978).

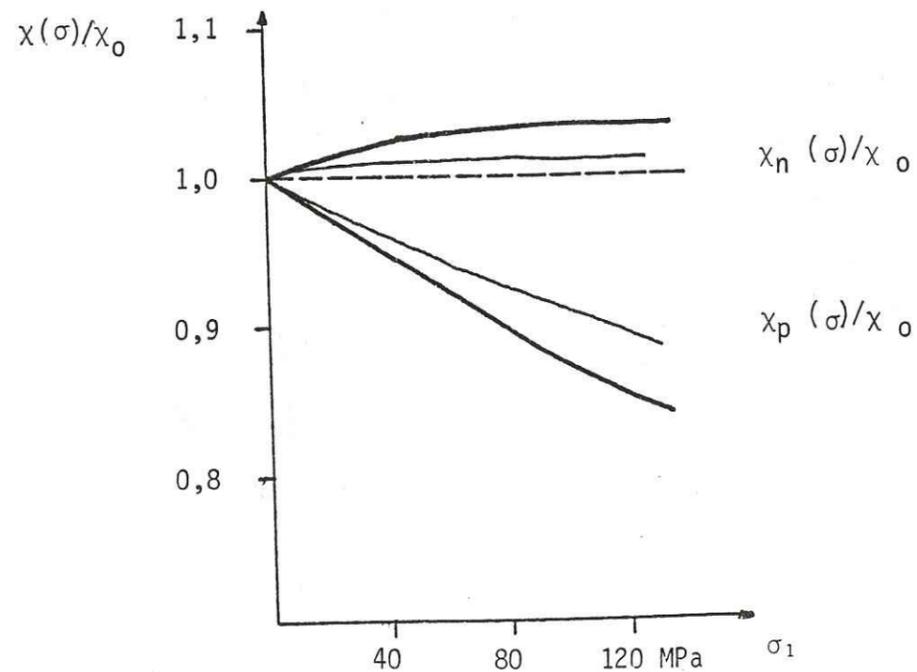


Fig. 28 : résultats expérimentaux obtenus par KAPITSA (1955) sur les effets compressions longitudinale (—) et transversale (—) sur la susceptibilité magnétique d'une roche.

1.4.3.2 Anisotropie de susceptibilité

En appliquant une contrainte uniaxiale faible (0 à 7,5 MPa) sur l'axe [111] d'un cristal de magnétite, KEAN et al. (1978) constatent que la structure en domaines est modifiée (fig. 27): leur nombre diminue, de ce fait leur surface augmente et ils se développent dans une direction perpendiculaire à la contrainte σ_1 . Ce phénomène rappelle les résultats de J.P.POZZI (1.4.1) et explique les observations suivantes faites par S.P.KAPITSA (1955). L'application d'une pression suivant le champ magnétique, sur un échantillon contenant des grains de magnétite, entraîne une diminution de la susceptibilité longitudinale χ_p (mesurée dans la direction parallèle à la contrainte σ_1) et une augmentation de la susceptibilité transversale χ_n (mesurée dans une direction perpendiculaire à σ_1) (fig. 28). La décroissance de χ_p est en moyenne deux fois plus grande en valeur absolue que la croissance de χ_n mais là encore la dimension des grains joue un rôle important ainsi que leur forme (KEAN et al. 1978).

Alors que l'anisotropie de susceptibilité est surtout marquée par les grains polydomaines, seul KINOSHITA (1968) et KEAN et al. ont considéré la relation de cause à effet entre la mobilité des parois et la variation de la susceptibilité magnétique. Les travaux théoriques (KAPITSA 1955; KERN 1961; NAGATA 1970 b; STACEY, JOHNSTON 1972) portent surtout sur une explication de la variation de χ par la rotation des moments magnétiques spontanés, ce qui ne peut se rapporter aux polydomaines pour des mouvements réversibles. Ces auteurs démontrent que si χ_0 est la susceptibilité magnétique isotrope d'une roche, l'action d'une pression P suivant le champ inducteur s'exprime par la relation suivante:

$$\chi_p = \frac{\chi_0}{1 + S_k \cdot P}$$

où S_k est une valeur propre du corps aimanté, proportionnelle à la magnétostriction à saturation, inversement proportionnelle aux constantes d'anisotropie, au facteur démagnétisant et au

carré de l'aimantation à saturation. Pour une valeur de S_k égale à $5 \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$ ($5 \cdot 10^{-4} \text{ bar}^{-1}$) déterminée expérimentalement sur un basalte, la variation relative $\Delta\chi_p/\chi_0$ est de 20% avec une pression de 100 MPa (1 kbar).

Le paramètre S_k dépend aussi de la température : ABDULLABEDKOV et al. (1972) montrent, pour un basalte andésitique, une diminution relative $\Delta S_k/S_k$ de 10 - 15 % correspondant à une variation de température entre 20°C et 500°C. Enfin, ajoutons que l'application d'une pression de confinement entraîne une augmentation de la magnétostriction et une diminution des constantes d'anisotropie de la magnétite (NAGATA, KINOSHITA 1967), soit une augmentation $\Delta S_k/S_k$ de 15-20% pour une pression de 100 MPa.

1.4.4 Aimantation piézorémanente

1.4.4.1 Acquisition de l'aimantation

Reprenons le processus d'aimantation par l'application d'une contrainte uniaxiale (1.4.1.1) (POZZI 1973). Nous obtenons une aimantation J_{HPP} après suppression de la pression (fig. 23). La suppression du champ magnétique après celle de la pression n'entraîne pas un retour à l'état initial: la pression produit des mouvements irréversibles et crée ainsi, en présence d'un champ magnétique externe, une aimantation piézorémanente obéissant aux lois de RAYLEIGH dans le domaine des basses pressions (1.2.2.2). Jusqu'à 15 MPa (150 bars), l'aimantation acquise est très sensible à la pression (fig. 29a-b) puis la courbe s'infléchit pour des valeurs supérieures.

Lorsque l'expérience est répétée en l'absence de champ magnétique externe, l'application de la pression entraîne une diminution de l'aimantation précédemment acquise (fig. 29c). La contrainte ne crée pas à elle seule une aimantation: le champ équivalent à cette contrainte dépend aussi de l'intensité du champ magnétique externe. Elle ne fait que favoriser - ou défavoriser - les déplacements et les rotations en fonction du champ externe H. Par contre, la résistance de l'aimantation piézorémanente ne dépend pas de H (champs faibles) mais de la pression.

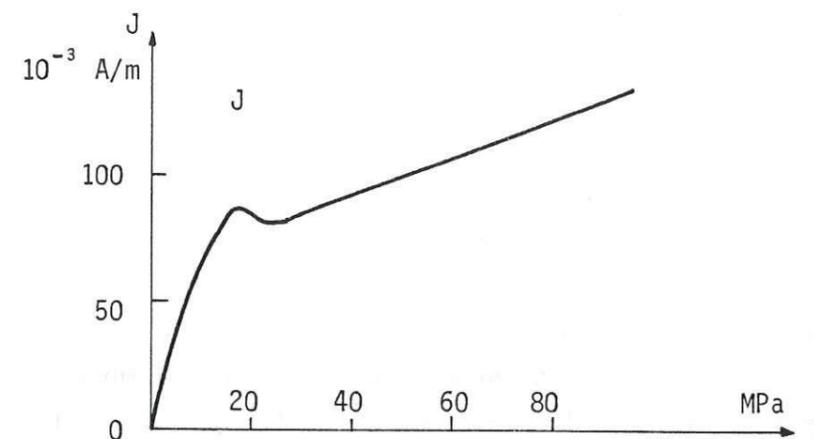


Fig. 29a : hématite 2. Aimantation HPPH pour $H = 250 \text{ A/m}$ parallèle à P (POZZI 1973)

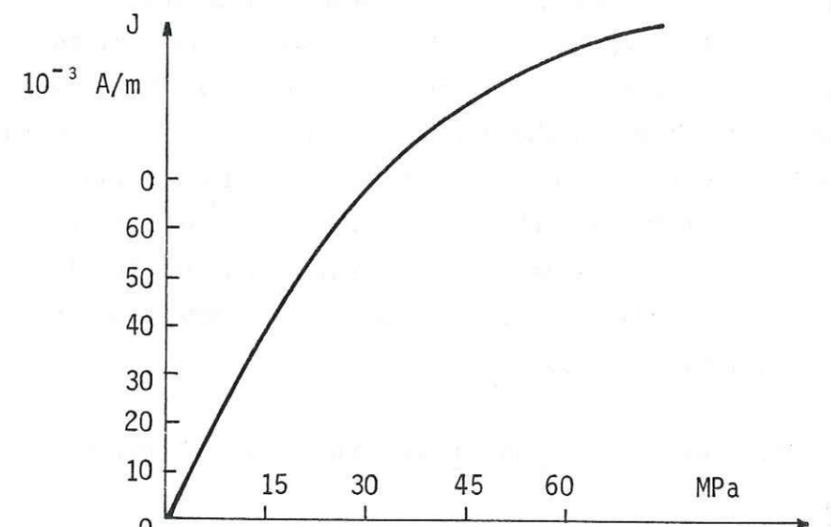


Fig. 29b : magnétite M1. Variation expérimentale de l'aimantation piézorémanente J_{HPPH} (POZZI 1973).

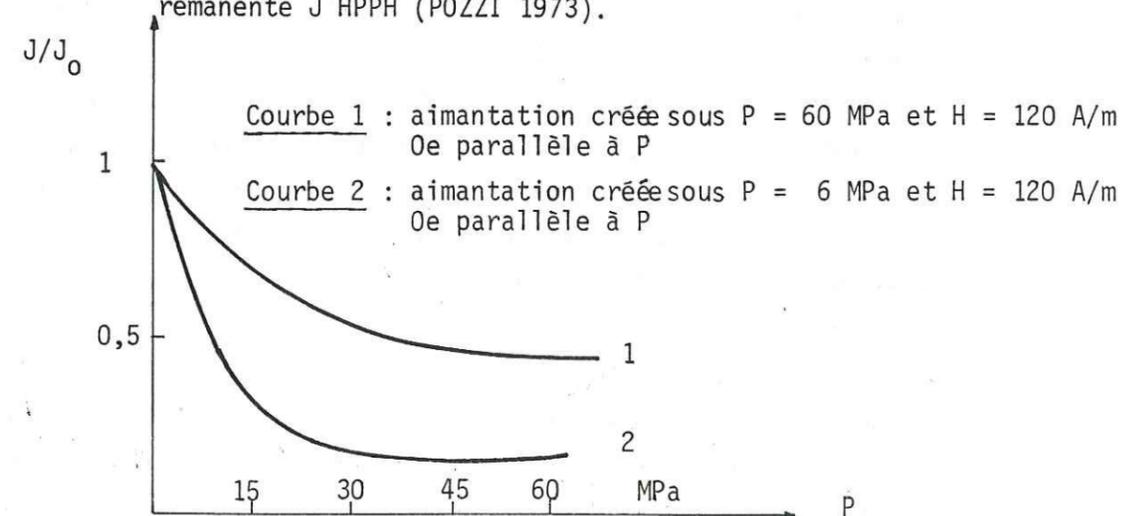


Fig. 29c: basalte 1. Résistance des aimantations piézorémanentes des recompressions en champ nul. (POZZI 1973)

1.4.4.2 Intensité, direction et anisotropie de l'APR

L'aimantation piézorémanente résulte d'un processus isotherme, mais son intensité est nettement supérieure à l'ARI même pour des pressions faibles (10 MPa) et peut se comparer à celle de l'aimantation thermorémanente. Comme l'aimantation induite, l'APR a une intensité plus grande lorsque le champ inducteur est perpendiculaire à la pression: J.P.POZZI (1973) ainsi que NAGATA et CARLETON (voir NAGATA 1970 a) mentionnent des APR transverses 10 à 25% supérieures aux APR longitudinales. En conséquence, il existe une anisotropie d'aimantation piézorémanente qui tend à dévier progressivement le vecteur rémanent de la direction du champ inducteur vers le plan perpendiculaire à la contrainte uniaxiale (fig. 30a). La détermination de l'APR ne restitue pas l'orientation du champ inducteur au moment de l'application de la pression mais l'écart angulaire entre les deux ne dépasse pas quelques degrés même pour de fortes pressions (fig. 30b).

1.4.4.3 Effet de la pression sur une aimantation rémanente

Supposons que la roche possède une aimantation rémanente naturelle (ATR, ARC), acquise avant qu'elle ait été soumise à une pression. L'application d'une contrainte uniaxiale a un effet sur l'ARN similaire à celui observé sur la susceptibilité magnétique: pour une pression et un champ colinéaires, la composante longitudinale de l'aimantation rémanente décroît tandis que la composante transversale augmente d'une valeur moindre (NAGATA 1970 a). De façon similaire à la variation de la susceptibilité magnétique, l'application d'une contrainte uniaxiale diminue généralement l'intensité de l'aimantation rémanente. Si J_0 est l'intensité d'aimantation rémanente initiale et P la pression appliquée suivant J_0 , la variation de l'aimantation longitudinale est (OKNAKA, KINOSHITA 1968; STACEY, JOHNSTON 1972):

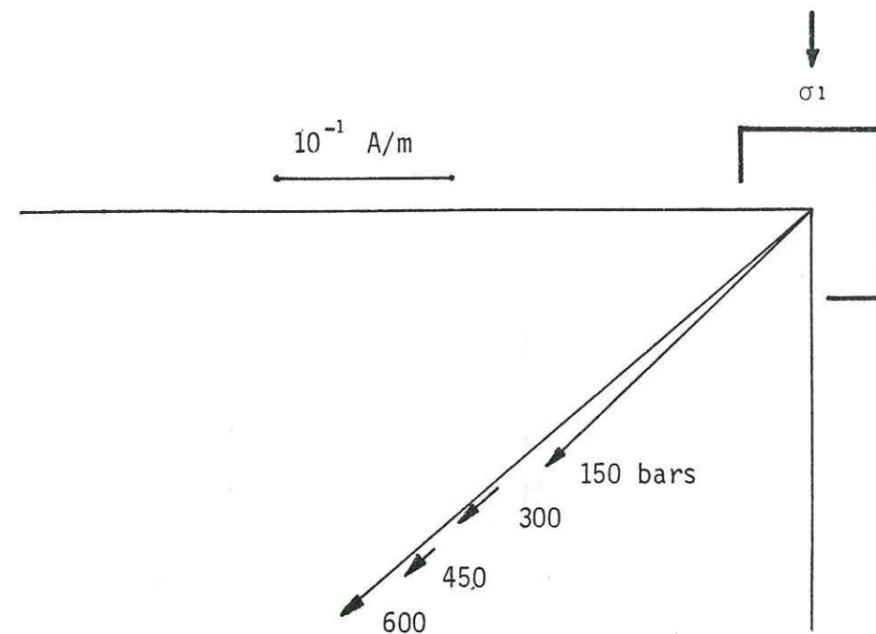


Fig. 30a : basalte 1 ; Aimantations piézorémanentes obtenues pour $H = 172 \text{ A/m}$ incliné à 45° . (POZZI 1973)

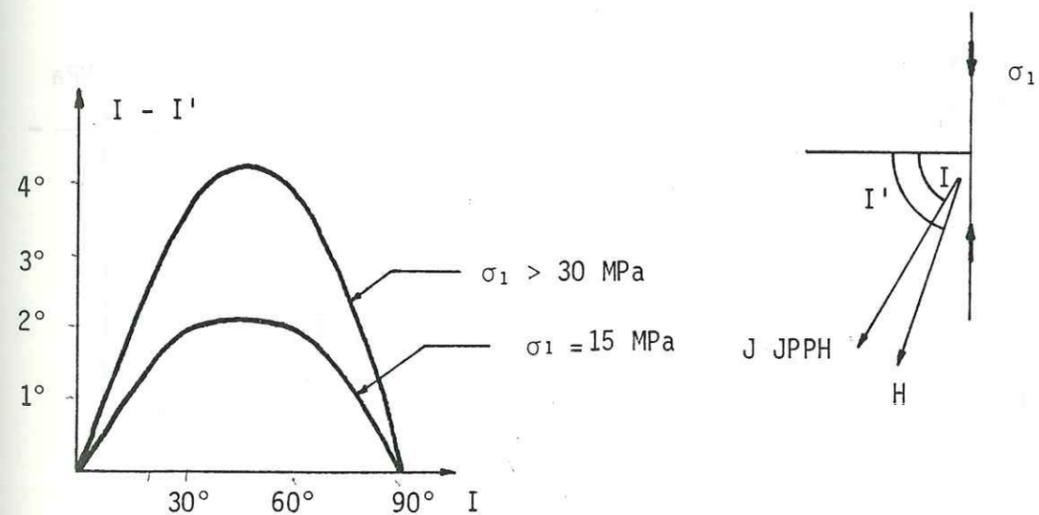


Fig. 30b : basalte 1. Ecart $I - I'$ entre l'aimantation piézorémanente et le champ inducteur d'inclinaison I . (POZZI 1973)

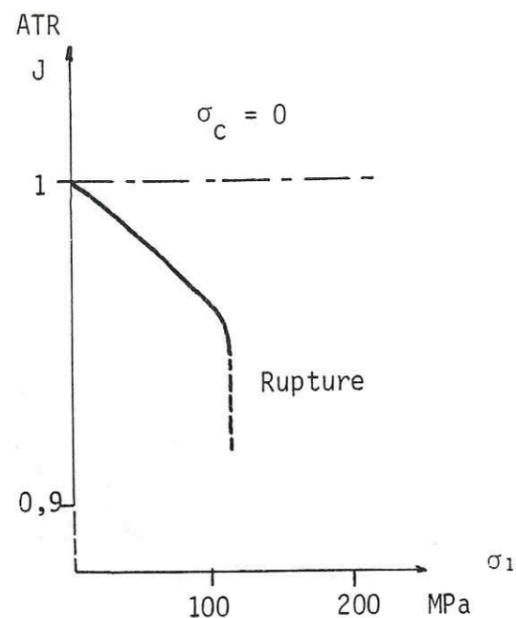


Fig. 31 : variation de l'ATR sous l'effet d'une contrainte uniaxiale σ_1 en l'absence de contrainte de confinement σ_c (ZLOTNICKI 1979)

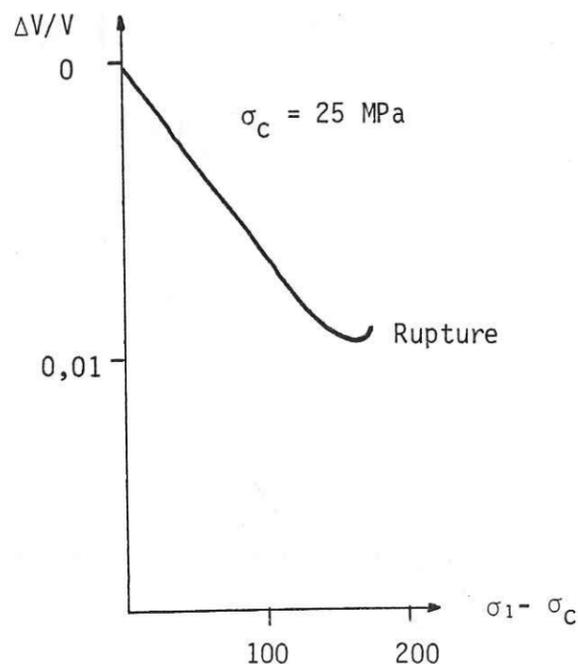


Fig. 32a : variation du volume sous l'effet d'une contrainte uniaxiale en présence d'une contrainte de confinement.

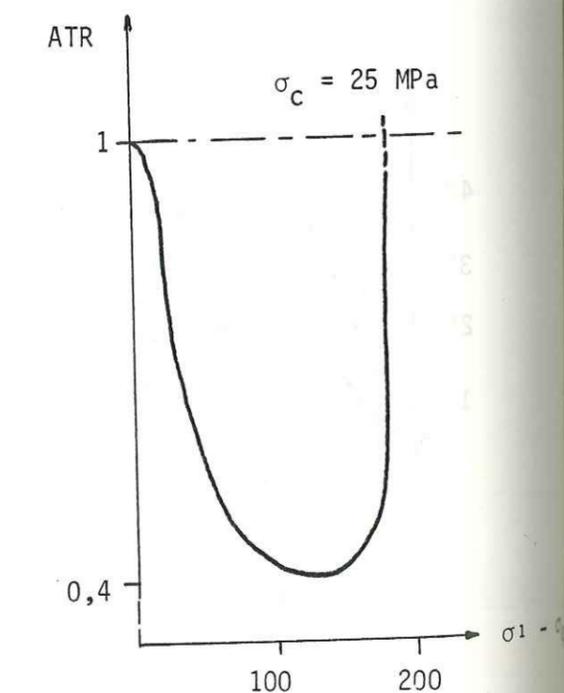


Fig. 32b : variation de l'ATR sous l'effet d'une contrainte uniaxiale en présence d'une contrainte de confinement

(ZLOTNICKI)

$$\frac{J_p}{J_0} = 1 - S_R \cdot P$$

Le paramètre S_R a une signification semblable à S_k (1.4.3.2) et est du même ordre de grandeur. Il est proportionnel à la magnétostriction et inversement proportionnel aux constantes d'anisotropie. La température et la pression de confinement ont les mêmes effets sur S_R et S_k .

1.4.4.4 Taille des grains

A propos de la dimension des grains, OKNAKA et KINOSHITA (1968) montrent que l'application d'une pression entraîne une diminution plus faible de l'aimantation rémanente pour de petits grains. Par contre, MARTIN et al. (1978) n'arrivent pas dans un premier temps à corréliser cette variation avec la dimension des grains mesurée sous microscope optique. Suite à une observation plus fine, ces personnes mettent en évidence des lamelles d'ilménite à l'intérieur des gros grains de titanomagnétites, contrôlant l'effet piézo-magnétique (OKNAKA 1969).

1.4.4.5 Effet d'une contrainte de confinement

J. ZLOTNICKI (1979) met en évidence des comportements magnétiques de l'ATR très différents à partir d'une certaine pression et suivant que la roche est soumise ou non à une pression de confinement. Lors de la fermeture du réseau interstitiel l'aimantation thermorémanente diminue dans les deux cas. Cette similitude disparaît pendant le fluage et la microfissuration : alors que l'aimantation thermorémanente, (fig. 31) chute brutalement sous l'application d'une contrainte uniaxiale supérieure à 100 MPa, la présence d'une contrainte de confinement stabilise tout d'abord cette aimantation pour la faire croître brusquement durant la dilatance, (fig. 32).

Ces résultats ne portent que sur un type de roche, une andésite prélevée sur la Soufrière de Guadeloupe. Le comportement en pression de confinement varie quelquefois de façon sensible

suivant la nature et la texture de la roche comme le montrent les travaux de MARTIN et al. (1978).

L'intensité de l'aimantation rémanente varie peu et ne suit pas une même loi pour tous les types de roches. Les modifications sensibles sont essentiellement dues à la rotation du vecteur rémanent: comme précédemment, dès le début de la dilatance, l'évolution magnétique en fonction de la contrainte σ_1 est freinée puis inversée. Ces phénomènes ont été observés pour une pression de confinement de 50 MPa (500 bars). Au-dessus de cette valeur, son influence sur l'aimantation rémanente est constante. Suite à l'étude de J. ZLOTNICKI sur l'aimantation induite, il semble que l'effet de la pression de confinement sur l'aimantation rémanente arrive rapidement à saturation.

CHAPITRE II

DISTRIBUTION DES PARAMÈTRES MAGNÉTIQUES DANS UNE ROCHE

Le géologue utilise depuis fort longtemps la boussole. L'enseignement qu'il retire de son usage tient moins en ses connaissances en magnétisme qu'en ses compétences dans son domaine. Aujourd'hui, nous proposons à cette personne de nouvelles méthodes magnétiques jusqu'alors utilisées uniquement par le (géo) physicien. Il est certain qu'il en fera bon usage, mais cela nécessite au préalable un effort d'adaptation qui se matérialise par une meilleure compréhension des phénomènes magnétiques. Aussi, le lecteur géologue se devra de ne pas commencer par ce chapitre en omettant le premier ou quelques références à des ouvrages généraux.

Il s'agit dans un deuxième temps d'aborder les phénomènes comme étant produits, ou tout au moins modifiés, par la structure de la roche. Nous définissons tout d'abord les paramètres magnétiques qui caractérisent l'état magnétique de la roche. Par la suite, les variations de ces paramètres sont considérées parallèlement à l'évolution de la structure d'un sédiment détritique.

Ce modèle dynamique a l'avantage d'être assez complet : d'une part le sédiment est considéré comme une accumulation de particules solides indépendantes tout d'abord, qui acquiert peu à peu une cohésion par compaction, d'autre part il constitue un milieu poreux propice à l'écoulement de solutions fluides. Il y a aussi modification de la structure de la roche par plissement et fracturation. Enfin, après avoir émis l'hypothèse qu'une circulation hydrothermale puisse créer un corps minéralisé, nous analysons la forme de celui-ci en fonction de la structure poreuse.

2.1. PARAMETRES MAGNETIQUES ET DOMAINES D'UTILISATIONS EN GEOLOGIE

Une roche ayant un comportement dia ou paramagnétique possède uniquement une aimantation induite par le champ magnétique ambiant. Si des grains de magnétite, par exemple, sont inclus dans la roche, l'état ferromagnétique de ce minéral crée dans certaines conditions un phénomène rémanent associé au phénomène induit : l'aimantation \vec{J}_t de la roche peut être représentée par la somme d'une aimantation induite \vec{J}_i et d'une aimantation rémanente \vec{J}_r , représentation purement formelle (1.4.3.) qui a l'avantage de dissocier commodément les phénomènes.

Ce qui suit est un exposé bref, relatif à l'utilité de déterminer l'aimantation rémanente naturelle d'une roche, son anisotropie de susceptibilité et plus simplement de considérer l'aimantation globale d'un corps magnétique.

2.1.1. Aimantation rémanente naturelle (A.R.N.)

Dans sa thèse, M. WESTPHAL (1976) a tracé un bref historique du paléomagnétisme, c'est-à-dire de l'étude de l'aimantation acquise par une roche au cours des temps géologiques. Les travaux ont porté en grande partie sur des coulées de laves, cela pour deux raisons :

- l'acquisition de l'A.T.R. est liée au refroidissement de la lave, phénomène quasi-instantané dans l'échelle des temps

géologiques, ce qui précise le moment de la mise en mémoire de la direction du champ magnétique terrestre contemporain, - jusqu'à ces vingt dernières années, les appareils de mesure trop peu sensibles ont nécessité des roches fortement aimantées, en l'occurrence des roches volcaniques.

Aujourd'hui, l'avancement des travaux tant dans le domaine scientifique que technologique permet de déterminer les A.R.N. sur plusieurs types de roches, quoique cela ne soit pas sans inconvénient (2.2).

L'étude de l'A.R.N. a deux grandes applications :

- la magnétostratigraphie,
- l'étude de la dérive des plaques continentales et des courbures associées.

L'établissement d'une échelle stratigraphique repose sur le fait que le champ magnétique terrestre s'est inversé fréquemment au cours de l'histoire de la terre. Ce phénomène d'inversion, mis en évidence la première fois en 1905 par B. BRUHNES et P. DAVID, s'effectue dans un laps de temps très court (quelques milliers d'années), ce qui permet d'individualiser nettement les formations à polarité normale des formations à polarité inverse. C'est aussi un phénomène global, d'où les corrélations possibles entre formations du même âge mais très éloignées l'une de l'autre.

Ce dernier type de corrélation a permis à K.M. CREER, E. IRVING et S.K. RUNCORN (1957) de mettre en évidence des différences angulaires significatives entre les A.R.N. acquises simultanément en Arizona et en Grande Bretagne et de proposer une dérive relative entre les deux continents. Depuis, les investigations dans ce domaine, comme dans le précédent d'ailleurs, continuent à contribuer largement aux études portant sur l'expansion des fonds océaniques et la dérive des plaques continentales.

L'intérêt de déterminer une A.R.N. réside dans le fait que la roche peut acquérir une aimantation dans un instant bref et dont l'orientation dépend uniquement du champ magnétique ambiant à ce moment. Exception est faite des roches fortement anisotropes : dans le cas de roches métamorphiques, la direction de l'A.R.N. est très sensible à l'orientation des minéraux (DALY 1970, 1972). Après avoir distingué l'aimantation rémanente intéressée, l'élaboration du modèle (par exemple : passage d'une polarité normale à une polarité inverse ou courbure d'arc) s'effectue par de simples constructions géométriques. Ajoutons enfin que dans la pratique, la cohérence des résultats au niveau d'un site (le site est défini par un certain nombre d'échantillons statistiquement représentatifs) est variable et, dans certains cas, nous pouvons même parler d'incohérence totale, du moins en apparence comme nous le verrons par la suite (2.3.1). Dans le but de déterminer une aimantation moyenne du site à partir des mesures obtenues sur échantillons, les paléomagnéticiens utilisent l'analyse statistique de R.A.FISCHER (1953) portant sur un groupe de directions dans une sphère.

2.1.2 Anisotropie de susceptibilité magnétique

Suite aux propos de G. ISING (1942) et de J.W. GRAHAM (1954) sur une relation entre l'anisotropie de susceptibilité magnétique de la roche et sa structure, les recherches dans ce domaine ont précisé les corrélations possibles entre l'anisotropie de susceptibilité (1.1.3.3.) et les structures associées pour les différents types de roches. J.S. RATHORE (1979) rassemble dans son introduction la bibliographie essentielle à ce sujet et les principales corrélations qui parmi d'autres sont les suivantes :

- Le plan défini par l'axe de susceptibilité maximum χ_{max} et l'axe de susceptibilité intermédiaire χ_{int} est confondu avec le plan de stratification d'une roche sédimentaire non déformée et simplement consolidée.

- L'anisotropie de susceptibilité des roches métamorphiques est en général plus prononcée que dans le cas précédent. L'axe χ_{max} marque la linéation d'étirement et le plan de schistosité avec χ_{int} . Dans le cas où la structure n'est pas visuellement observable, DALY (1970) continue à observer une anisotropie et conclut à la possibilité d'étendre le domaine d'utilisation de ce paramètre. En particulier, ceci est applicable aux faibles déformations difficilement analysables par les méthodes standards (SINGH et al. 1975).
- Dans les roches magmatiques, l'anisotropie de susceptibilité se corrèle avec des structures fluidales : l'axe de susceptibilité minimum est perpendiculaire au plan d'écoulement.

De ces résultats découle l'intérêt grandissant de l'application de l'anisotropie de susceptibilité aux déformations finies. Les travaux relatifs à ce dernier sujet reviennent en grande partie à l'école anglaise (RATHORE 1975, WOOD et al. 1976, RATHORE 1979, 1980 a, 1980 b). Dans le but de quantifier l'objet déformé par ses caractéristiques magnétiques, il est utile de définir les rapports P_1, P_2 et P_3 comme suit :

- $P_1 = \chi_{max} / \chi_{int}$
- $P_2 = \chi_{max} / \chi_{min}$
- $P_3 = \chi_{int} / \chi_{min}$

Les anisotropies de susceptibilité mesurées dans les roches sont dues le plus souvent à des grains ferromagnétiques. P_1 est lié à la linéation déterminée par l'orientation préférentielle de ces grains : à une valeur P_1 faible, correspond une linéation peu marquée (fig. 33). La foliation, qui résulte d'un effet statistique de l'aplatissement des grains, est intense si P_3 est élevé. P_2 est appelé facteur d'anisotropie ; il ne se corrèle pas avec un élément de l'objet déformé mais indique un degré de déformation (NAGATA 1961). J.S. RATHORE (1979, 1980) reste vague quant à la précision de ce dernier facteur. Par contre, il établit plus précisément une corrélation expérimentale entre l'intensité de déformation d'une

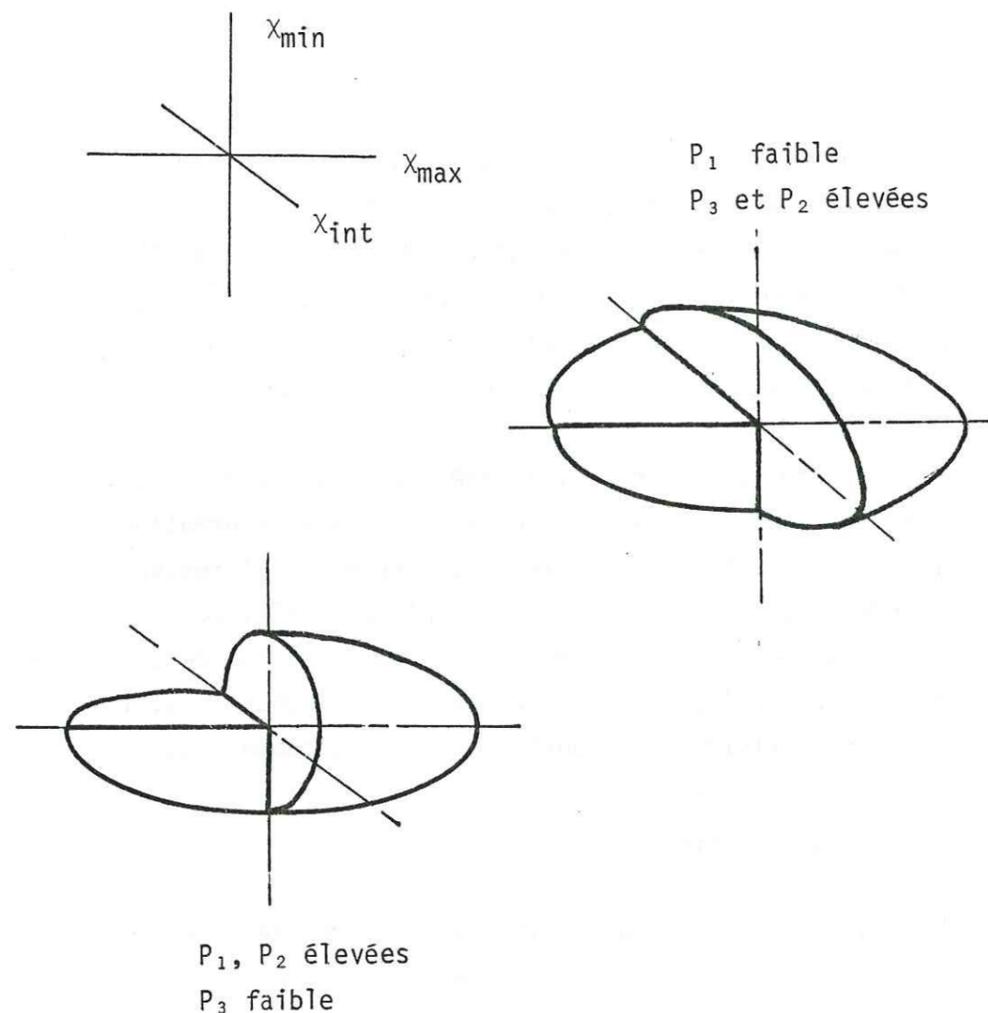


Fig. 33 : anisotropie de susceptibilité magnétique
Ellipsoïde des grandeurs.

roche et la variation de son anisotropie de susceptibilité, par la fonction puissance suivante :

$$\frac{\chi_{fi}}{\chi_{oi}} = \left[\frac{l_{fi}}{l_{oi}} \right]^a$$

$i = 1, 2, 3$ correspond aux axes principaux. χ_0 et χ_f représentent respectivement les susceptibilités initiale et finale. De même, l_i et l_f sont les longueurs initiale et finale. Deux sites étudiés par J.S. RATHORE donne des valeurs pour a nettement inférieures à l'unité. a est une valeur propre à la roche, déterminée uniquement de façon expérimentale actuellement.

Dans le cas des roches sédimentaires, les corrélations entre un phénomène tectonique et la variation de l'anisotropie de susceptibilité nécessitent de prendre en compte leur état initial. Celui-ci est partiellement défini en fonction des tensions externes existantes au moment du dépôt telles que gradient de pression vertical et éventuellement subhorizontal. Ce dernier peut être créé par un courant sous-marin par exemple. L'analyse de l'anisotropie de susceptibilité magnétique apporte une aide précieuse à l'étude des paléocourants (RUSNAK 1957, REES 1961, HAMILTON et al. 1968).

2.1.3 Aimantation globale d'un corps magnétique

La prospection magnétique classique consiste, dans un premier temps, à effectuer un levé de mesures de champ magnétique sur une certaine surface. La détermination des dimensions spatiales des corps magnétiques sous-jacents passe par l'évaluation de leur moment magnétique (1.1.4), produit de l'intensité d'aimantation globale J_T par le volume.

Une rapide investigation géologique suivie de quelques mesures d'aimantation sur échantillons, sur un gisement minier par exemple (3.4), met en évidence des disparités sur les intensités d'aimantation induite et rémanente et sur la direction

de ces dernières. Il est très difficile de tenir compte de ces variations à l'échelle de la prospection lors de l'évaluation du volume et de sa position. Difficulté renforcée par le fait que le levé magnétique s'accompagne rarement d'une étude des structures sur le terrain et de mesures magnétiques sur échantillons. Celles-ci mènent pourtant à des corrélations utiles (BADER 1970 ; POCACHARD 1977, 1978), que nous exposerons dans ce chapitre et le suivant.

Le calcul de l'aimantation globale J_T est donc un problème d'échelle d'une part et de limites d'erreurs possibles d'autre part, définies en fonction des dimensions des corps magnétiques recherchés. Soumis au champ magnétique terrestre H_T , un corps paramagnétique a une aimantation J_T telle que $J_T = \chi \cdot H_T$. Dans le cas fréquent d'un corps ferromagnétique, nous posons :

$$J_T = k \cdot H_T$$

k est un facteur de proportionnalité sans dimension. Il ne s'assimile pas à une susceptibilité magnétique puisque J_T possède une composante rémanente. J_T et H_T sont accessibles à la mesure ce qui permet de déterminer k . Si le corps est fortement aimanté (un gisement de magnétite par exemple), le champ démagnétisant qu'il crée influence sensiblement la mesure. Dans ce cas :

$$J_T = k (H_T - N \cdot J_T)$$

ce qui équivaut à :

$$J_T = \frac{k \cdot H_T}{1 + N \cdot k}$$

En construisant les courbes $J_T = f(k)$ pour trois types de structures (fig. 34) (une sphère, un cylindre de révolution et une lame à bords parallèles), nous constatons que l'effet démagnétisant est à considérer pour des valeurs de k supérieures à 10^{-2} .

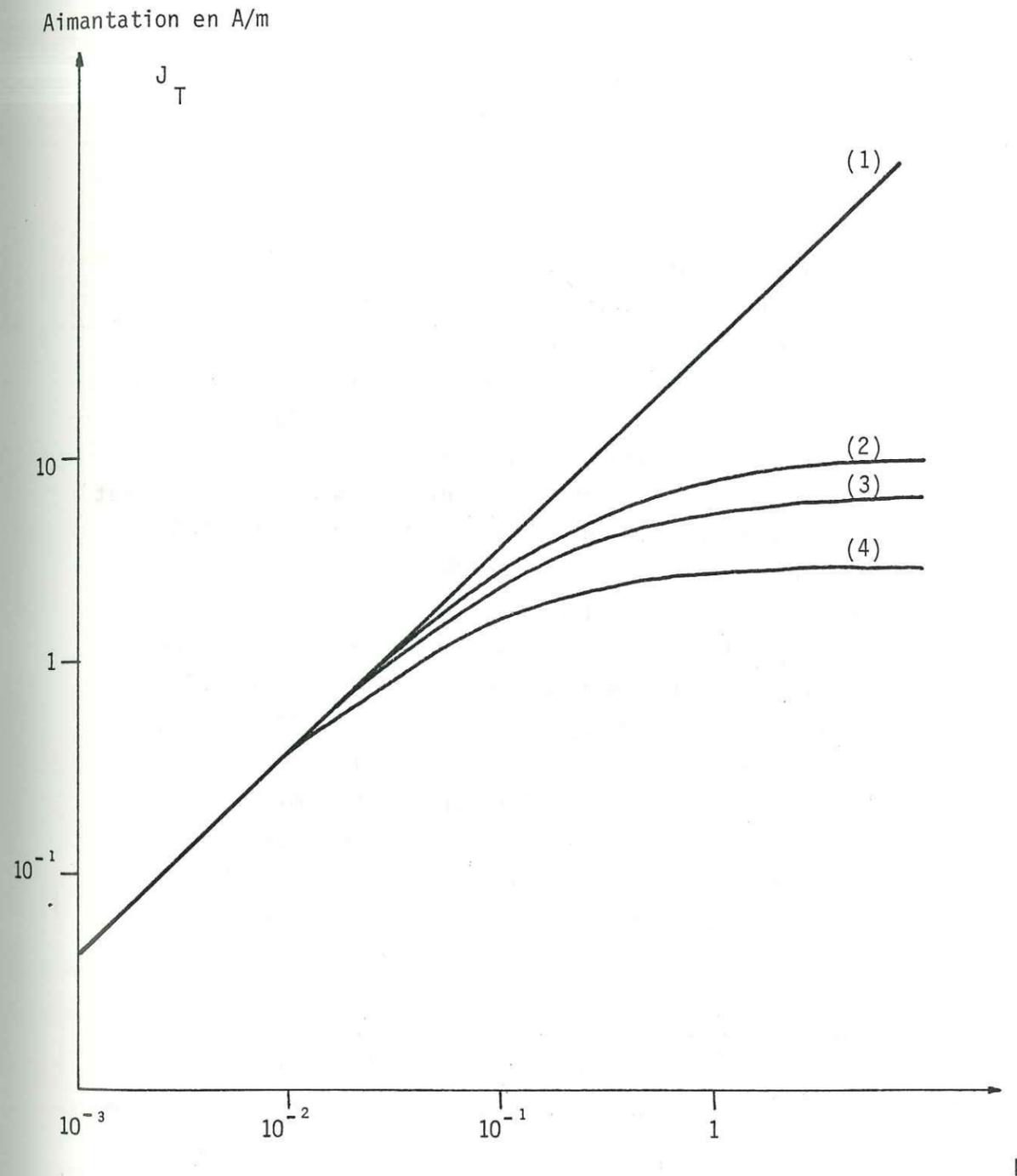


Fig. 34 : effet du champ démagnétisant ($H = 40$ A/m)

- 1 . Sans considérer le champ démagnétisant
- 2 . pour une sphère
- 3 . pour un cylindre de révolution (\vec{H} transversal)
- 4 . pour une lame à bords parallèles (\vec{H} transversal)

2.2. CONTROLE STRUCTURAL DE L'AIMANTATION LORS DE LA SEDIMENTATION ET DE LA DIAGENESE

Le modèle présenté se résume à l'acquisition de l'aimantation d'une roche sédimentaire détritique lors de son élaboration par les phénomènes suivants :

- le dépôt,
- la circulation de fluides intersticiels,
- la compaction du sédiment,
- les néoformations minérales.

Les travaux antérieurs ont porté sur :

- la mise en évidence d'une aimantation acquise lors du dépôt (JONHSON et al. 1948 ; GRIFFITHS 1955 ; KING 1955 ; GRANAR 1958 ; GRIFFITHS et al. 1960) ,
- les propriétés magnétiques des sédiments déposés sous l'effet d'un courant (RUSNAK 1957 ; REES 1961, 1965, 1966, 1968 ; HAMILTON 1967 ; HAMILTON et al. 1968).

En même temps que se confirmait l'intérêt des corrélations établies par les auteurs précédents, des études ont apporté la contradiction à ce sujet, à propos de la disposition des particules aimantées dans le sédiment (IRVING 1957 ; IRVING, MAJOR 1964) et d'une acquisition d'aimantation secondaire, produite par des néoformations minérales (LE BORGNE 1955 ; HAIGH 1958 ; KOBAYASHI 1961 ; VAN HOUTEN 1968). Enfin, D. BIQUAND (1974) a effectué une étude sur l'utilisation de l'aimantation rémanente des roches sédimentaires en paléomagnétisme et sur ses limites.

L'aspect fondamental de l'acquisition des propriétés magnétiques par une roche sédimentaire n'a été abordé que partiellement. Il ressort aussi des travaux mentionnés ci-dessus que cette acquisition est largement influencée par les facteurs dynamiques contrôlant l'évolution structurale du sédiment, compte tenu des propriétés des particules. L'intérêt est alors de montrer l'incidence de chacun des phénomènes cités au début de cette introduction sur les positions respectives du vecteur rémanent et de l'ellipsoïde de susceptibilité.

L'étude se subdivise en trois parties :

- le dépôt des particules,
- le sédiment non consolidé,
- la compaction et la consolidation.

2.2.1 Dépôt des particules

En l'absence d'un courant, les particules sont soumises, lors de leur dépôt sur un fond marin, à la pesanteur (diminuée de la poussée d'ARCHIMEDE), au champ magnétique ambiant et éventuellement à leurs interactions d'ordres mécanique et magnétique. Ces particules peuvent être constituées d'un seul grain ou d'un ensemble de grains; grains dia, para ou ferromagnétiques, possédant aussi une taille et une forme propres. Nous supposons que ces paramètres n'évoluent pas lors du dépôt. En conséquence, nous considérons la particule comme une entité ayant des propriétés physiques homogènes et bien définies (dimensions, forme, arrondi, densité).

Dans les conditions définies précédemment, les particules ont des comportements différents que nous rassemblons suivant trois cas :

- les particules dia et paramagnétiques,
- les particules ferromagnétiques (grains monodomaines),
- les particules ferromagnétiques (grains polydomaines).

2.2.1.1 Particules dia et paramagnétiques

En première approximation, le moment magnétique d'une particule dia ou paramagnétique n'est pas solidaire de celle-ci et a une direction parallèle à celle du champ magnétique (1.1.2.1. , 1.1.2.2.). Elle est soumise, lors de sa chute, uniquement à la pesanteur et seule sa forme peut avoir un effet sur son orientation. Dans le cas limite d'une forme sphérique (sable), la particule ne prend pas une position privilégiée, alors qu'elle aura tendance à se coucher sur le fond si elle est allongée ou aplatie.

En fait, l'anisotropie macroscopique qui résulte d'un dépôt de particules allongées ou aplaties n'est accessible à la mesure que si elle est significative. Ceci n'est pas le cas compte tenu de la faible susceptibilité des matériaux dia et paramagnétiques (1.2.1.). La différence maximum de la susceptibilité d'une particule est donnée par (REES 1965) :

$$\Delta \chi_{\max} = \frac{\chi^2 (N_x - N_y)}{(1 + N_x \cdot \chi)(1 + N_y \cdot \chi)}$$

Prenons l'exemple d'une particule assimilée à un ellipsoïde allongé de révolution, dont le grand axe a est trois fois plus grand que le diamètre b . Les facteurs démagnétisants N_x et N_y valent respectivement 1,5 et 5,8 (fig. 10). Alors que pour une susceptibilité $\chi = 1$ (M.K.S.), la variation $\Delta \chi_{\max}$ sera de 25 %, celle-ci ne dépassera pas 10^{-7} % pour une susceptibilité égale à 10^{-5} (valeur forte pour un matériau non ferromagnétique).

Seule l'anisotropie d'origine cristalline peut prendre une valeur suffisante pour être mesurable, mais il n'existe pas de relation directe de cette grandeur avec le phénomène de dépôt. Cependant cela n'exclut pas toute possibilité d'en établir. Les particules polycristallines peuvent provenir de l'érosion d'un massif cristallin ayant subi des déformations affectant les minéraux de la roche. Détachées de la roche mère, elles héritent d'une anisotropie cristalline. Pendant le transport, l'usure donne une forme aux particules en fonction de leurs caractéristiques mécaniques liées à l'état cristallin. La forme allongée des particules contenant des hornblendes orientées (REES. 1961) rappelle a priori la morphologie initiale de ces minéraux : l'anisotropie de forme est confondue en direction avec l'anisotropie cristalline.

A notre connaissance, la littérature fait très peu mention de travaux concernant l'anisotropie de susceptibilité magnétique de roches dia ou paramagnétiques. Même en très faible teneur,

les minéraux ferromagnétiques semblent avoir un effet prépondérant sur la mesure.

2.2.1.2 Particules ferromagnétiques (grains monodomaines)

Supposons que les particules se composent d'un ou de plusieurs grains monodomaines aimantés dans le même sens. Leur moment magnétique rémanent est par conséquent stable et intense (1.1.2.3.2. ; 1.2.2.1.4.). Pendant leur chute, les particules s'orientent suivant le champ magnétique ambiant, le couple mécanique fonction de leur forme étant négligeable devant celui exercé par le champ magnétique.

Le processus se complique au moment du dépôt proprement dit. Les particules passent d'un milieu liquide de densité 1 où les interactions entre elles sont faibles, à un milieu solide non consolidé de densité 1,7 (50 % d'eau, 50 % de roche à $d = 2,4$) où les interactions sont beaucoup plus nombreuses (2.2.2.). A ce moment précis, la position des particules est modifiée : alors qu'elles conservent la même déclinaison que le champ ambiant, les variations sur l'inclinaison I peuvent atteindre 20° ou plus pour $40^\circ < I < 75^\circ$, (JONHSON et al. 1948 ; KING 1955 ; REES 1961), écarts provenant de l'incidence plus ou moins forte de la couche sédimentaire sur les particules suivant qu'elles sont plus ou moins allongées (ou aplaties). Le sédiment acquiert une Aimantation Rémanente Détritique, à laquelle E. IRVING et A. MAJOR (1964) adjoignent le terme "de dépôt" (depositional), l'opposant à l'A.R.D. post-dépôt pour des raisons que nous exposons dans le paragraphe 2.2.2.1.

L'aimantation rémanente détritique résulte d'un processus d'acquisition mécanique et non pas de phénomènes irréversibles à l'intérieur des domaines, comme cela s'effectue pour tout autre type d'acquisition. Les particules possèdent un état magnétique au moment du dépôt, hérité de la roche mère et

ayant pu être modifié lors du transport (chocs, oxydation, réduction...). Il est alors concevable que l'aimantation rémanente mesurée sur une roche détritique ait éventuellement une part significative liée à l'ancienne position des grains monodomaines. Nous pouvons supposer pour cela que l'orientation de l'aimantation rémanente due à ces grains dans la roche mère vis-à-vis de la position des minéraux est invariante, ceux-ci (ferromagnétiques ou non) ayant subi une déformation uniforme en direction. En reprenant l'exemple précédent (2.2.1.1.), forme et aimantation rémanente se trouvent statistiquement liées au moment du dépôt : les particules non sphériques, composées de grains monodomaines mais aussi de grains non ferromagnétiques (des silicates par exemple), prennent une orientation résultant des effets magnétiques, de gravité et éventuellement d'un courant. Il en résulte une déviation systématique de l'aimantation rémanente par rapport à l'orientation du champ magnétique ambiant, autant en déclinaison qu'en inclinaison.

Supposons à présent que l'aimantation rémanente de la roche mère et la linéation marquée par l'étirement des minéraux ne fassent plus un angle constant, ce qui se conçoit en faisant intervenir une déformation non uniforme (un plissement par exemple). L'évolution étant identique à la précédente à partir de ce stade, l'écart angulaire entre l'aimantation rémanente d'une particule et le champ magnétique ambiant se retrouve statistiquement diminué et à la limite annulé à l'échelle du sédiment.

Ces deux modèles ont l'inconvénient d'être seulement théoriques mais ils ont par contre le mérite de considérer la particule comme un agrégat de grains ferromagnétiques ou non, alors que les expériences de dépôt faites à ce sujet ont utilisé des grains uniquement ferromagnétiques et calibrés. Il n'y a pas de raison évidente pour que l'évolution des particules lors de l'érosion et du transport aboutisse inévitablement à l'isolement des grains ferromagnétiques.

2.2.1.3 Particules ferromagnétiques (grains polydomaines)

Les grains polydomaines ont une aimantation rémanente moins stable et moins intense que les grains monodomaines alors que leur susceptibilité magnétique est relativement plus élevée ; ces propriétés sont liées aux mouvements réversibles et irréversibles des parois et des moments spontanés. Il en résulte premièrement que le champ magnétique ambiant a un effet moindre sur les particules en suspension comportant des grains polydomaines. Contrairement au cas précédent (2.2.1.2.), celles-ci subissent essentiellement un effet lié à leur forme et dû aux facteurs dynamiques gravité et courant. La deuxième conséquence se situe au niveau de la mesure de l'anisotropie : la susceptibilité des grains polydomaines étant plus forte que celle des monodomaines, la mesure de son anisotropie, sur une roche comportant ces deux types de grains en quantités égales, résulte de l'effet prépondérant des premiers. Ceci étant, l'anisotropie de susceptibilité des "particules monodomaines", peu significative en raison du couplage intense exercé par le champ magnétique, n'a qu'une incidence mineure sur cette mesure globale.

En eau calme, les "particules polydomaines" (composées de grains polydomaines) se déposent en se couchant sur le fond, supposé horizontal, l'axe de susceptibilité minimum étant vertical. Dans ces conditions, hormis toute autre action extérieure, l'axe de susceptibilité maximum se situe dans un plan horizontal avec une direction quelconque. Le champ magnétique, quoiqu'ayant un effet très limité, peut entraîner une légère déviation des particules, jouant statistiquement un rôle appréciable sur la position de l'ellipsoïde de susceptibilité (REES 1961). La déviation est d'autant plus importante que la dimension des grains polydomaines se rapproche de la taille critique (1.1.2.3.2.). D'autre part, N. HAMILTON (1967) a étudié expérimentalement les conditions de dépôt, en présence d'un courant tangentiel, nécessaires pour que l'anisotropie mesurée soit indépendante du champ ambiant.

Ses résultats (fig. 35) montrent l'effet directionnel d'un courant sur l'anisotropie de susceptibilité et le rôle très rapidement négligeable du champ magnétique lorsque le flux hydraulique augmente.

2.2.1.4 Effet d'un courant tangentiel, effet de pente

La figure 35 met nettement en évidence l'importance de l'effet d'un courant tangent au fond marin sur le dépôt des particules contenant des grains polydomaines. Il faut pour cela qu'elles aient acquis au préalable une forme allongée : l'anisotropie du sédiment est d'autant plus forte que les particules ont une forme proche de la fibre (fig. 36), le grand axe tendant à s'orienter parallèlement à la direction du courant (RUSNAK 1957).

D'une façon générale, l'axe de susceptibilité maximum, qui est associé au grand axe précédent (l'anisotropie cristalline étant supposée confondue avec l'anisotropie de forme), est dans le même plan vertical que la direction d'écoulement du fluide et fait un angle θ avec celle-ci (ou avec la surface de dépôt puisqu'il s'agit d'un courant tangentiel) caractérisant l'imbrication des particules entre elles. L'axe de susceptibilité intermédiaire est dans le plan de la couche. L'angle θ varie en fonction de la forme et de la taille comme G.A. RUSNAK (1957) l'a montré dans ses travaux menés par méthodes optiques. Il dépend aussi de la vitesse d'écoulement du fluide et plus précisément augmente avec elle (fig. 37) (HAMILTON et al. 1968). Enfin, la nature de l'écoulement influence l'imbrication des sédiments : G.A. RUSNAK (1957) remarque qu'une augmentation de la taille des particules entraîne une variation dans le même sens de l'angle d'imbrication, mais nuance cette relation en l'établissant au niveau de l'aspect lisse ou rugueux du fond marin. A l'échelle de la particule, l'irrégularité de la surface crée des perturbations de la vitesse du fluide et donc des turbulences causant probablement la variation positive de l'angle d'imbrication.

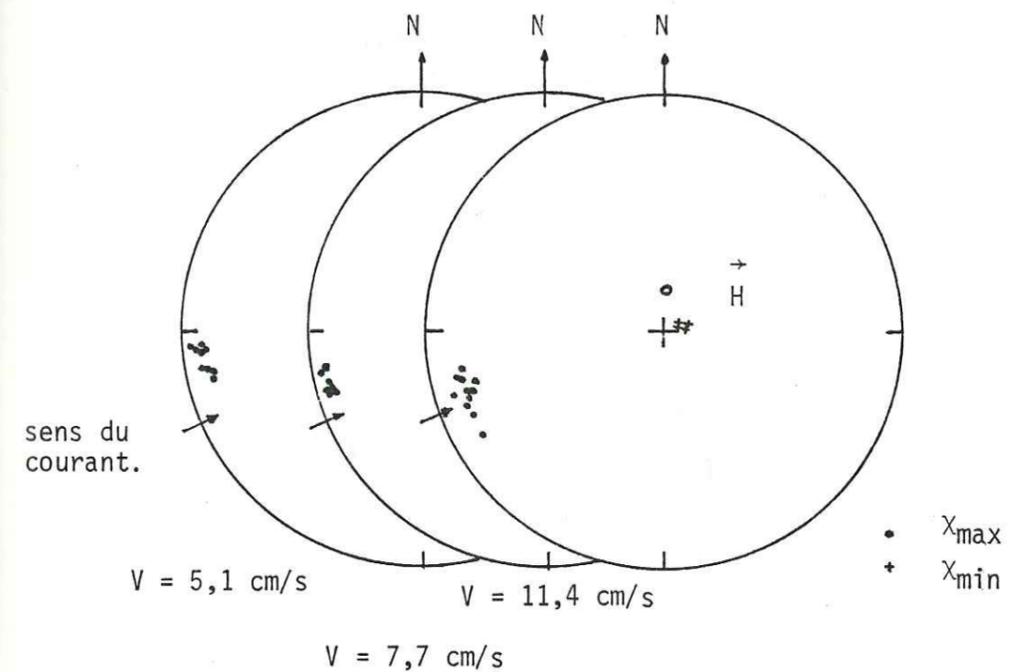
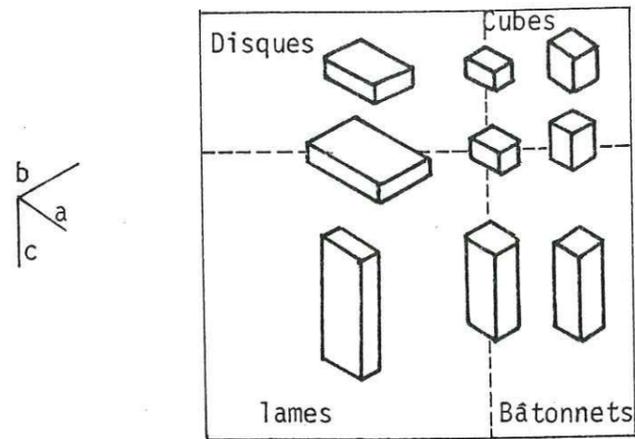


Fig. 35 : effet de la circulation d'un fluide sur l'orientation des axes d'anisotropie de susceptibilité magnétique (HAMILTON 1967):



Classification de ZINGG

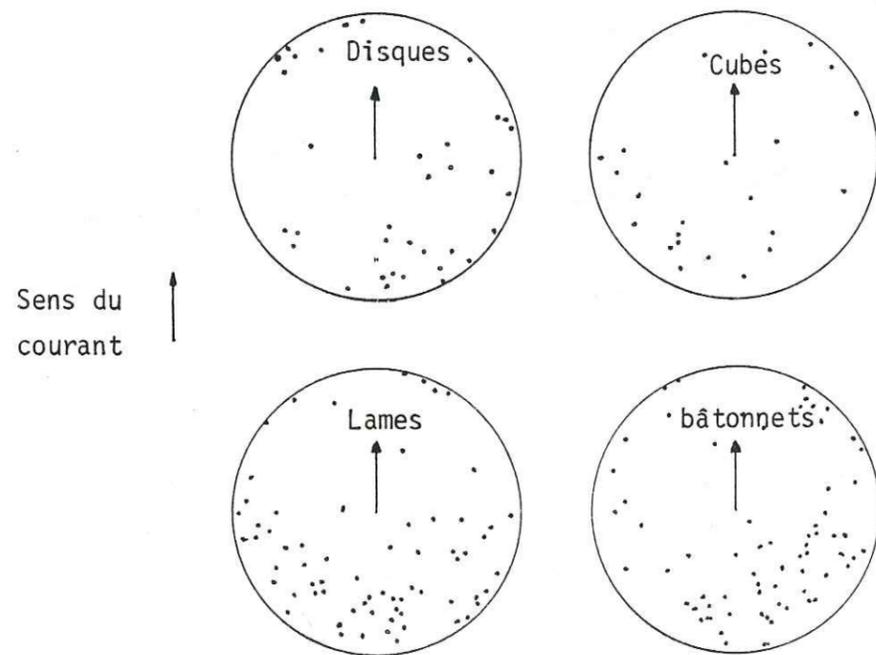


Fig. 36 : effet d'un courant sur les particules en fonction de leur forme (RUSNAK 1957)

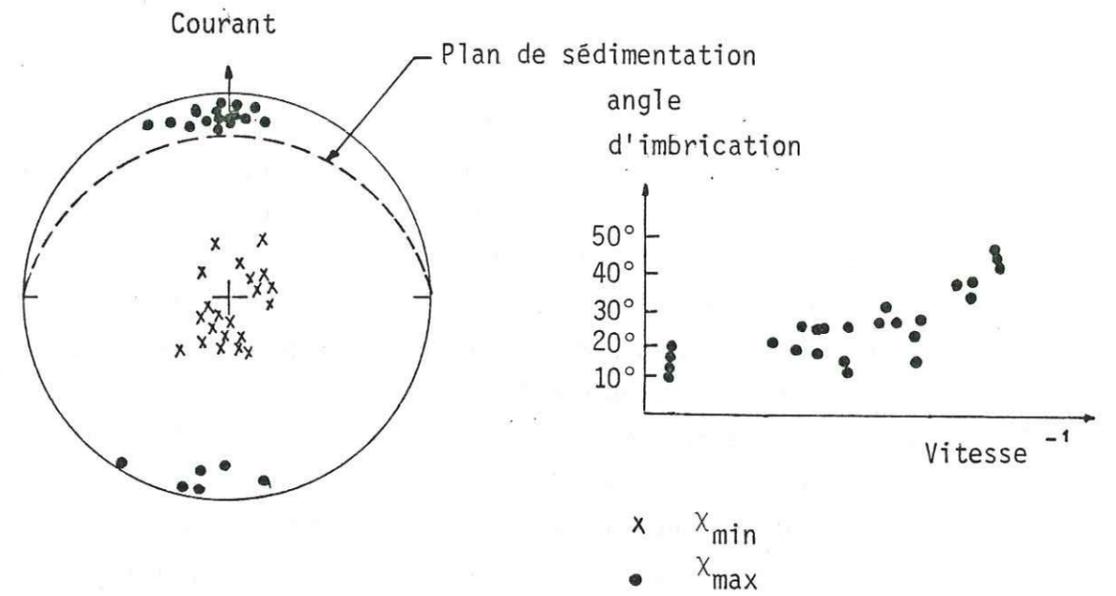


Fig. 37 : imbrication des particules

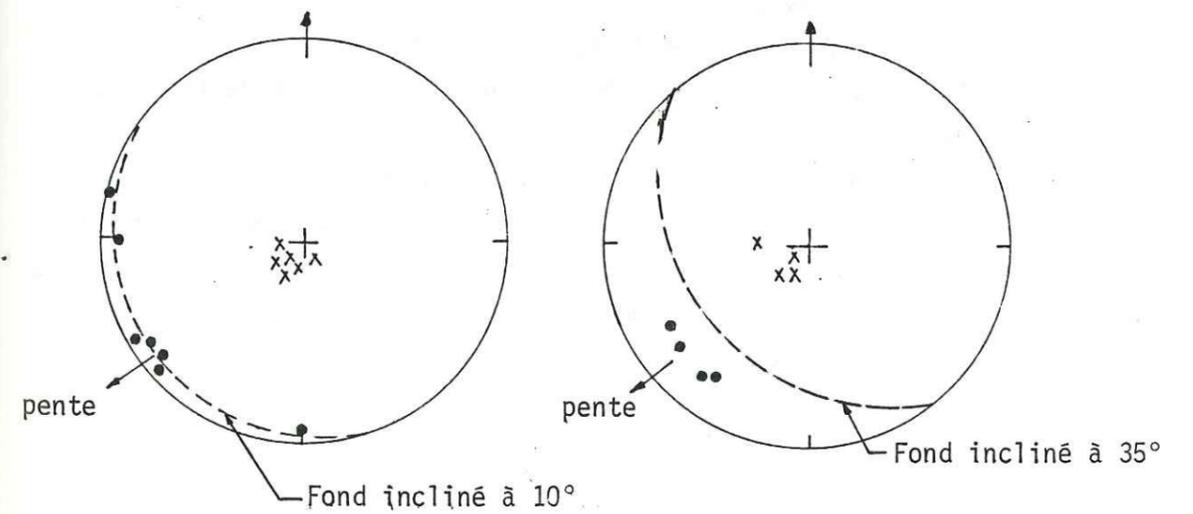


Fig. 38 : variation de l'anisotropie de susceptibilité en fonction de l'inclinaison du sol, lors d'un processus de sédimentation (REES 1966)

Le dépôt en eau calme et sur un fond non horizontal peut se comparer en première approximation au dépôt sous l'effet d'un courant. La force exercée par la gravité se décompose en une force perpendiculaire au fond et une autre tangentielle que nous pouvons assimiler, par le schéma précédent, la première à la pesanteur, la seconde à une force hydrodynamique. La comparaison s'arrête au fait que dans le cas présent la force tangentielle n'est pas obligatoirement accompagnée d'un déplacement de fluide. La forte similitude des résultats expérimentaux obtenus par A.I. REES (1966) sur un fond incliné avec les précédents liés à un écoulement tangentiel engage à la prudence quant à l'interprétation des mesures magnétiques. L'axe de susceptibilité maximum est dirigé statistiquement vers la ligne de plus grande pente et ceci d'autant plus que l'inclinaison du sol est forte (fig. 38). L'axe de susceptibilité intermédiaire donne la direction de la couche. En reprenant le schéma comparatif :

- la ligne de plus grande pente s'assimile à la direction du courant qui elle aussi est marquée par un axe de susceptibilité maximum,
- l'inclinaison augmentant, la force tangentielle varie dans le même sens, comme le ferait un accroissement de la vitesse d'écoulement.

Cette difficulté, liée à l'identification de deux phénomènes produisant des structures analogues, est atténuée par le fait qu'une pente sous-marine est souvent parcourue par des courants de même direction, du moins là où les recherches sont entreprises (canyons, deltas).

2.2.2 Sédiment non consolidé

L'accumulation de particules entraîne la formation d'une couche sédimentaire non consolidée et poreuse. Dans ce milieu, les paramètres magnétiques continuent à évoluer, soit par une modification de la texture, soit éventuellement par la circulation interne d'un fluide.

Il importe dans ce qui suit premièrement de montrer ce que deviennent aimantation rémanente détritique et anisotropie de susceptibilité, acquises pendant le dépôt, deuxièmement de définir la structure du milieu poreux et troisièmement d'en tirer les conséquences possibles sur les propriétés magnétiques.

2.2.2.1 Comportement des particules

Rappelons tout d'abord les caractères magnétiques macroscopiques acquis par le sédiment au moment du dépôt.

- l'aimantation rémanente détritique "de dépôt" est contenue dans le plan méridien du champ magnétique ambiant et peut être déviée en inclinaison de plus de 20° ;
- l'axe minimum de susceptibilité est perpendiculaire à la surface de la couche si celle-ci est horizontale au moment du dépôt en l'absence de force hydrodynamique ;
- l'axe minimum de susceptibilité est éventuellement dans le plan vertical contenant soit la ligne de plus grande pente du fond marin, soit la direction d'un courant et fait avec celles-ci un angle caractérisant l'imbrication des particules.

2.2.2.1.1 Aimantation rémanente

Dans un sédiment non consolidé, les particules sont encore distinctes et les espaces libres existant entre elles leur permettent une certaine mobilité. A ce stade, l'influence du champ magnétique peut suffire à réorienter statistiquement l'aimantation rémanente détritique "de dépôt". E. IRVING (1957) rend compte d'une réorientation générale de l'A.R.D. après bouleversement profond d'une couche non consolidée. Pour cela, il met tout d'abord en évidence l'origine détritique, donc primaire, de l'aimantation rémanente des couches gréseuses échantillonnées. A la suite d'un prélèvement dans une de ces couches plus particulièrement tourmentée par un phénomène

tectonique synsédimentaire (donc peu après le dépôt et affectant le milieu non consolidé seulement), il constate que l'orientation de l'A.R.D. reste la même quelle que soit la position de l'échantillon dans les slumps (fig. 39a). Deux interprétations sont possibles, en sachant que l'origine de l'aimantation est antérieure au remaniement :

- la direction de l'aimantation est parallèle à l'axe des plis (2.3.1) et ne fait donc que tourner autour d'elle-même lors de l'enroulement ;
- le processus tectonique synsédimentaire a entraîné une fluidisation du matériau, ce qui a permis une réorientation complète des "particules monodomaines" suivant le champ ambiant.

La dispersion des mesures après déroulement de la surface plissée élimine la première interprétation.

Les travaux menés en laboratoire par E. IRVING et A. MAJOR (1964) donnent une explication plus précise de la deuxième hypothèse. Après constitution d'une couche faite de grains de quartz surtout et de grains de magnétite, les moments magnétiques de ces derniers, distribués au hasard, se sont orientés suivant le champ magnétique (47 A/m) en une dizaine d'heures : il y a rotation des particules après que celles-ci se soient déposées J.L. LLOYD (voir CLEGG et al. 1954) montre que cela n'est possible que si le volume occupé par le fluide est au moins égal à la moitié du volume total du sédiment. En fait, leur mobilité est liée à d'autres paramètres (taille, forme, rondeur) qui déterminent le milieu poreux.

L'aimantation rémanente détritique "de dépôt" peut, par conséquent, continuer à évoluer jusqu'au stade où son inclinaison sera identique à celle du champ magnétique ambiant : c'est l'A.R.D. "post-dépôt" d'IRVING et MAJOR. La détermination de l'aimantation rémanente, mise en mémoire par ce processus de dépôt et de stabilisation des particules, permet de retrouver la position de la couche sédimentaire échantillonnée, au moment de sa genèse.

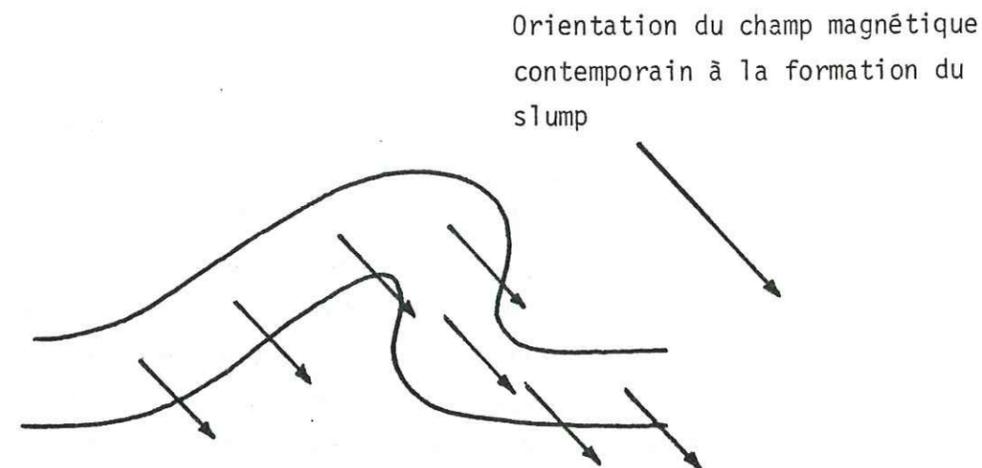


Fig. 39a : aimantation rémanente détritique dans un slump

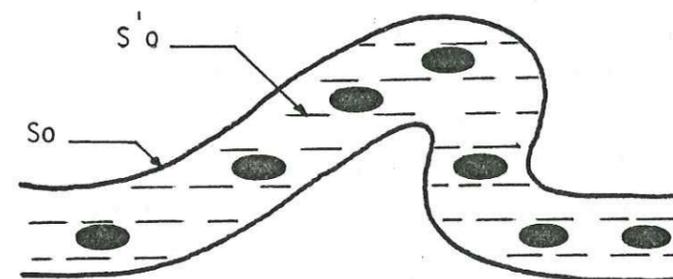


Fig. 39b : anisotropie de susceptibilité magnétique dans un slump

2.2.2.1.2 Anisotropie de susceptibilité

A notre connaissance, le comportement de l'anisotropie de susceptibilité n'a pas été analysé dans une couche tectonisée lors de sa sédimentation. D'après les résultats exposés précédemment, il est probable que les "particules polydomaines" aient été aussi réorientées lors de la fluidisation. En conséquence, l'anisotropie de susceptibilité, comme l'A.R.D., ne marque pas l'enroulement d'un slump (fig. 39 b). Cette hypothèse est renforcée par l'observation suivante, faite sur des slumps de la série néocomienne entre Montclus et Epine (Hautes-Alpes) : à la stratification S_0 , enroulée au niveau du pli synsédimentaire, s'ajoute une autre stratification S_0' sécante à S_0 dans cette structure, les deux se confondant progressivement en passant dans une zone non tourmentée. S_0 serait marquée par l'alternance marnes-calcaires, autrement dit, par un changement lithologique tandis que S_0' serait plutôt liée à la disposition monotone des particules, à l'image d'une couche sédimentaire résultant d'un dépôt en présence d'une force hydrodynamique tangentielle.

2.2.2.1.3 Interactions des particules

Nous avons envisagé jusqu'à présent que les grains magnétiques étaient suffisamment dispersés dans le matériau sédimentaire. Dans le cas contraire, un grand nombre d'interactions peut aller jusqu'à annuler l'effet de l'anisotropie des grains (REES 1965). L'anisotropie de susceptibilité mesurée résulte dans ce cas de la forme du volume occupé par les particules. L'exemple le plus simple est de prendre deux grains de magnétite sphériques (donc isotropes, puisque la magnétite a une anisotropie magnétocristalline négligeable) et de les rapprocher : l'interaction magnétique crée une anisotropie de susceptibilité comparable à celle d'un grain allongé. REES montre que l'effet sur la susceptibilité lié à l'interaction de grains ferromagnétiques est important pour des distances grain à grain inférieures à leur diamètre moyen.

L'interaction magnétique des grains monodomaines, qui peut être caractérisée par l'intensité d'un champ local créé par leur moment spontané, est intense. Les "particules monodomaines", proches les unes des autres, sont soumises pour une faible part au champ magnétique terrestre (40 A/m) et pour une part essentielle au champ local 10^2 à 10^4 fois supérieur au précédent. Les perturbations engendrées se manifestent par la rotation des particules, ce qui a pour effet de diminuer sensiblement l'intensité de l'aimantation rémanente macroscopique. Ces déviations, étant a priori non uniformes pour toutes les particules, ne produisent pas de variation angulaire de l'A.R.D.

Les interactions mécaniques sont liées à l'arrangement des particules ainsi qu'à leur densité et leur état de surface. La forte proportion d'eau dans le sédiment non consolidé limite ces interactions à quelques points sur chacune des particules. C'est seulement au niveau de la compaction, c'est-à-dire lorsque celles-ci auront des surfaces en contact, que leurs propriétés mécaniques interviendront de manière sensible.

Les forces de VAN DER WAALS et les forces de COULOMB (électrostatiques) sont des caractères propres au sédiment. Dans le cas d'un matériau constitué essentiellement de minéraux argileux (MOORE 1964), l'analyse du comportement des particules doit tenir compte de ces forces. Elles entraînent des phénomènes d'attraction ou de répulsion dont l'intensité varie principalement avec la distance entre les particules.

2.2.2.2 Définition de la structure du milieu poreux

Un sédiment non consolidé est un ensemble de particules distinctes non jointives, mais pouvant être en contact ponctuel. Il est, de ce fait, composé en proportion comparable de matière solide et d'espaces vides appelés pores. Ces pores communiquent entre eux. Ils constituent un réseau interstitiel qui rend le sédiment perméable.

La circulation éventuelle de fluides se fera plus facilement suivant certaines directions en fonction de la structure du milieu poreux. Le sédiment devient le siège de précipitations et de dépôts d'éléments véhiculés par ces fluides, pouvant modifier sensiblement les paramètres magnétiques acquis antérieurement. Une étude structurale du milieu poreux devient nécessaire : elle rendrait possible une évaluation de ces modifications. A notre connaissance, il n'existe pas de travaux mettant en relation la structure poreuse du sédiment et ses conséquences sur les propriétés magnétiques. Les modifications de l'aimantation ont été analysées sous l'aspect chimique uniquement.

L'ampleur du problème que nous venons de poser dépasse largement le cadre de ce mémoire. Il ne sera question ici que de donner les notions de base sur l'étude des écoulements dans un milieu poreux, puis de présenter un modèle analytique issu d'une étude récente (SILVY 1980).

Ce qui suit a été tiré principalement de trois ouvrages généraux (SCHEIDEGGER 1957, 1960 ; CARMAN 1961 ; COLLINS 1961).

Des études antérieures menées sur la perméabilité des sédiments ont mis en évidence l'influence des divers paramètres d'un milieu poreux sur l'écoulement des fluides. La bibliographie abondante concernant ce sujet à propos des sédiments est mentionnée dans une publication de P.E.POTTER et R.F. MAST (1963).

2.2.2.2.1 Perméabilité

La perméabilité caractérise la facilité qu'a un fluide à traverser un milieu poreux. L'écoulement dans ce milieu est considéré dans un premier temps comme laminaire (ou visqueux). Cela implique d'une part que le fluide est inerte vis-à-vis du milieu poreux (effets chimique, d'absorption, électrique, électrochimique et de capillarité absents), d'autre part que seule la viscosité η entraîne une résistance à l'écoulement.

Dans ces conditions, la perméabilité B_0 est définie comme une propriété intrinsèque du milieu poreux par la loi de DARCY :

$$B_0 = \frac{u \cdot \eta \cdot L}{\Delta P}$$

u est la vitesse d'écoulement apparente, ΔP la différence de pression entre deux points situés à une distance L . La dimension de B_0 est L^{-2} . La loi de DARCY permet de déterminer une perméabilité à partir de mesures effectuées sur des carottes marines (ELDER 1965, PEARSON et al. 1973) mais il s'agit là de mesures globales ne prenant pas en compte une éventuelle anisotropie de la structure poreuse.

La structure poreuse est le résultat de l'agencement des particules entre elles. Comme nous l'avons remarqué précédemment, leur distribution n'est pas homogène en direction.

D'une façon générale, on constate que la perméabilité horizontale c'est-à-dire mesurée dans le plan de la couche sédimentaire, est supérieure à la perméabilité verticale (perpendiculaire à la couche) (MEWELL dans KING 1899 ; FETTKÉ (1938) ; RÜHL, SCHMID 1957). Avant de caractériser cette anisotropie, il est nécessaire de définir les paramètres de la structure poreuse.

2.2.2.2.2 Paramètres de la structure poreuse

- Porosité : la porosité ϵ représente la fraction d'un matériau occupée par les espaces libres :

$$\epsilon = \frac{\text{Volume des pores}}{\text{Volume total}}$$

Ce nombre sans dimension dépasse fréquemment 0,5 lorsqu'il s'agit d'un sédiment non consolidé (MOORE 1964, PEARSON et al. 1973).

- Surface spécifique : la porosité précédemment définie ne rend pas compte de l'aspect du milieu poreux (fig. 40 a-b). Il faut pour cela lui associer la notion de surface spécifique S_V :

$$S_V = \frac{\text{Surface cumulée des pores}}{\text{Volume total}}$$

- Rayon hydraulique : le rayon hydraulique m_H caractérise la dimension des pores. Il est défini comme suit (fig. 40 c) :

$$m_H = \frac{\text{Aire de la section droite normale à l'écoulement}}{\text{Périmètre mouillé}}$$

- "Constante" de KOZENY-CARMAN : le réseau intersticiel, qui résulte de la répartition des particules, a une géométrie a priori complexe. Sa caractérisation par les paramètres ϵ , S_V , m_H est incomplète. Il s'agit de définir alors la morphologie des pores ainsi que leur agencement.

En assimilant la structure poreuse à un faisceau de tubes de sections variables et de longueur L , J. KOZENY (1927) met en relation perméabilité et structure par la relation suivante :

$$B_0 = \frac{\epsilon \cdot m_H^2}{k}$$

Dans ce cas, le rayon hydraulique est égal au rapport du volume rempli de fluide sur la surface mouillée, soit :

$$m_H = \frac{\epsilon}{S_V}$$

Il en résulte que :

$$B_0 = \frac{\epsilon^3}{k \cdot S_V^2}$$

k est la "constante" de KOZENY-CARMAN. Elle caractérise la forme de la section des tubes et change peu suivant le cas de figure.

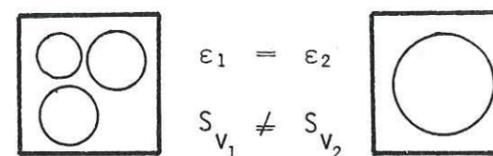


Fig. 40a

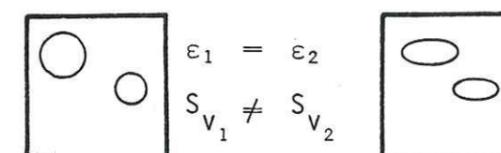


Fig. 40b

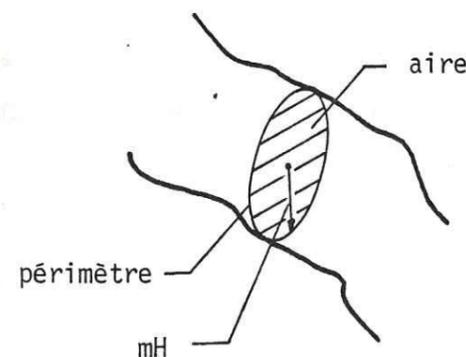


Fig. 40.c

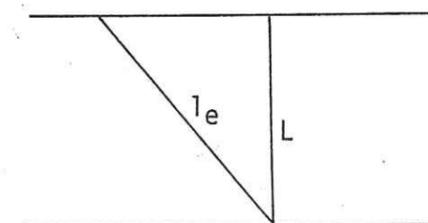


Fig. 40d

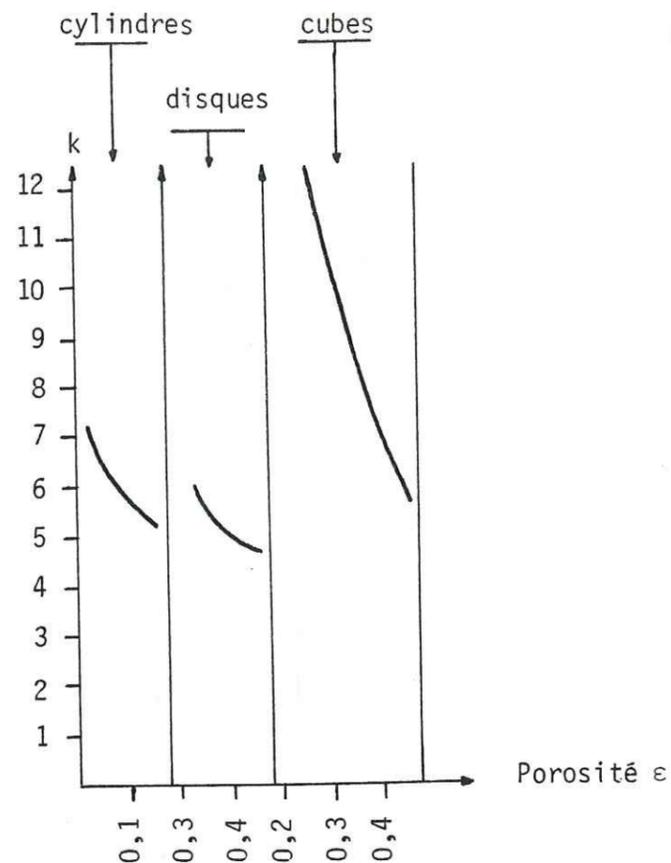


Fig. 41a : constante de KOZENY - CARMAN pour des porosités faibles et pour trois formes de particules. (WYLLIE-GREGORY 1955).

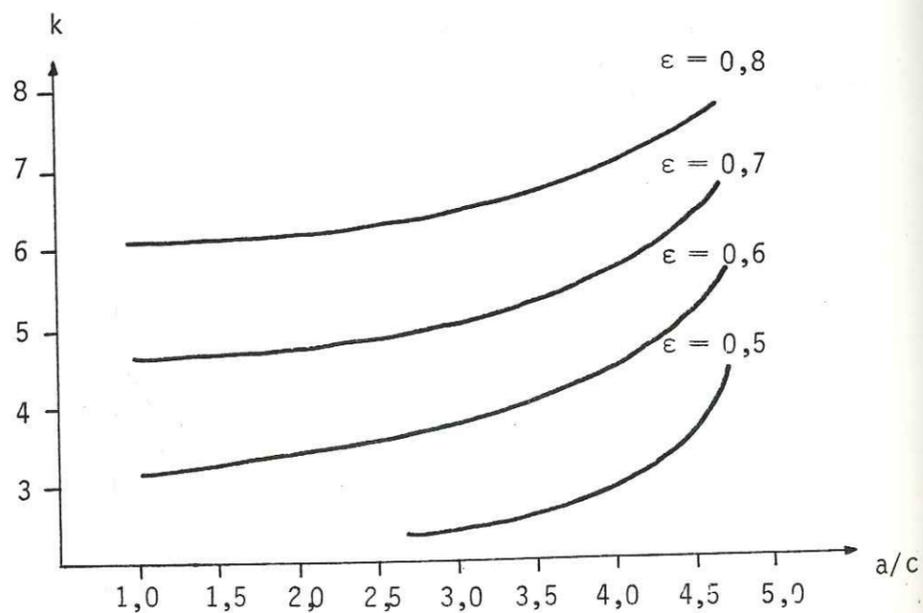


Fig. 41b : constante de KOZENY-CARMAN pour des porosités fortes en fonction de l'ellipticité des particules (LABRECQUE 1968)

Au départ, les expériences menées sur des matériaux à porosité moyenne ont abouti à une valeur de k constante ($k = 5,5$) mais les travaux ultérieurs ont montré, d'une part pour les faibles porosités (WYLLIE, GREGORY 1955), d'autre part pour les fortes porosités (INGMANSON 1959), un accroissement assez brusque de k . La figure 41 a montre la relation entre la "constante" k et la porosité ainsi qu'une variation de k suivant la forme des particules. La cause est à rechercher dans la texture du milieu poreux et il est nécessaire pour cela de dissocier k en un facteur de forme et un facteur de tortuosité.

- Tortuosité : sous l'effet d'un gradient de pression vertical, le fluide a tendance à s'écouler suivant la même direction. En réalité, il se heurte continuellement aux obstacles naturels, que sont les particules, ce qui a pour effet de donner un cheminement tortueux à cet écoulement. Par conséquent, la vitesse réelle u_e du fluide, suivant une direction D et sur une longueur L_e , est supérieure à la vitesse apparente u , déterminée par le temps t de passage à travers un milieu poreux d'épaisseur L (fig. 40 d). Nous voyons la nécessité de définir un facteur de tortuosité τ :

$$\tau = \frac{L_e}{L}$$

Par ailleurs, pour une vitesse apparente constante, la vitesse réelle dans un espace poreux, parallèle à la direction du gradient de pression, augmente lorsque celui-là se restreint, c'est-à-dire lorsque la porosité diminue. Ce qui s'exprime par la relation de DUPUIT : $u_e = u/\epsilon$. La tortuosité intervenant, cette relation est modifiée car la véritable vitesse est encore plus élevée :

$$u_e = \frac{u}{\epsilon} \cdot \frac{L_e}{L}$$

La "constante" k qui pouvait s'écrire $k = k_0 \tau$ en ne considérant que la relation de DUPUIT, devient alors :

$$k = k_0 \cdot \tau^2$$

k_0 est le facteur de forme. Il possède une valeur propre pour chacune des différentes formes de section de l'espace libre, mais varie peu (CARMAN p. 14).

Le facteur de tortuosité, quoique considéré souvent comme faiblement variable autour de la valeur $\tau = \sqrt{2}$, peut être nettement plus élevé dans les cas de particules allongées ou aplaties. Des mesures faites sur des fibres cellulosiques (ellipticité très forte) ont révélé des valeurs de tortuosité jusqu'à 50 fois supérieures à cette valeur courante (SILVY à paraître). La forme des particules intervient au niveau de la détermination du facteur de tortuosité du milieu poreux et a fortiori de sa "constante" k, (fig. 41).

2.2.2.2.3 Anisotropie

La structure du milieu poreux est définie par l'agencement des particules entre elles, lié à leur forme : intuitivement, nous voyons bien que la structure poreuse d'un sac de billes n'est pas identique à celle d'une balle de coton. Des particules, ayant un allongement ou un aplatissement définis par l'ellipticité a/b ont tendance à engendrer une structure poreuse anisotrope d'autant plus facilement que a sera différent de b. La tortuosité n'a pas une valeur constante pour un matériau donné. Pour des fibres de coton alignées statistiquement dans une direction, la tortuosité perpendiculaire aux fibres est deux fois plus élevée que la tortuosité parallèle (WYLLIE, SPANGLER 1952).

A la notion de tortuosité est associée celle de perméabilité directionnelle. Si la structure poreuse est isotrope, la perméabilité B_0 ne varie pas, quelle que soit la direction considérée.

τ variant avec la direction, B_0 varie à l'inverse de la même façon. Les conditions de dépôt et de stabilisation des particules déterminent le cheminement du fluide dans le sédiment.

Si l'écoulement d'un fluide entraîne une modification des propriétés magnétiques d'un sédiment, nous pouvons d'ores et déjà avancer, au moins dans un premier temps, que la variation est à caractère anisotrope. Afin de préciser les paramètres pouvant faire varier ces propriétés, il serait intéressant de caractériser un milieu poreux non plus par simulation à l'aide de modèles théoriques, mais par une fonction décrivant l'état de ce milieu. L'étude structurale de milieux poreux dans le cas de fibres cellulosiques de J. SILVY (1980) semble répondre à ce souhait.

2.2.2.2.4 Analyse structurale

L'approche de J. SILVY consiste en une analyse des milieux poreux par la prise en compte de la distribution spatiale de la courbure des fibres et de celle des interfaces des pores et des fibres. Il en arrive à une représentation géométrique des milieux fibreux : le modèle de pore équivalent. Nous reprenons ici les traits généraux de son étude présentés dans le cas d'une analyse bi-dimensionnelle de la structure poreuse.

2.2.2.2.4.1 Définitions

Le but est d'analyser la distribution spatiale des interfaces de la structure poreuse. Une fibre (ou un brin) a une forme cylindrique suffisamment allongée pour assimiler la direction de l'interface et sa longueur à celle de la fibre. En cas de courbure, le brin est décomposé en une succession de segments de droite.

L_θ est la longueur cumulée des brins dirigés entre 0 et θ par rapport à un axe de référence $x'x$. A remarquer que la longueur surfacique $L = \int_0^\pi L_\theta$ est proportionnelle à la surface spécifique des brins S_0 ($S_0 = \frac{\text{Surface cumulée des brins}}{\text{Volume des brins}}$) à porosité constante du réseau.

$n_{1\theta}$ est la densité en orientation des brins, pondérée en longueur. Elle est égale à :

$$n_{1\theta} = \lim_{\Delta\theta \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{L} \cdot \frac{L(\theta + \Delta\theta) - L\theta}{\Delta\theta} \right\}; \quad n_{1\theta} = \frac{1}{L} \cdot \frac{dL_\theta}{d\theta}$$

2.2.2.2.4.2 Pore équivalent

La longueur cumulée des brins L_θ par unité de surface est déterminée pour $\pi/\Delta\theta$ secteurs angulaires. Les segments de longueur $L_\theta, L_{\theta + \Delta\theta}, \dots$, et de direction $\theta, \theta + \Delta\theta, \dots$, sont mis bout à bout entre 0 et π (fig. 42 a). Il en résulte une courbe lissée s_θ de rayon de courbure ρ_θ tel que :

$$\rho_\theta = L \cdot n_{1\theta}$$

$n_{1\theta}$ étant finie pour tout angle θ entre 0 et π . Par raison de symétrie, la courbe s_θ décrit un contour fermé entre 0 et 2π de périmètre $\varepsilon = 2L$. s_θ est appelée pore équivalent du réseau.

2.2.2.2.4.3 Propriétés du pore équivalent

Le pore équivalent, concept mathématique, est l'image de la structure du réseau interstitiel ramenée à un pore de dimensions et de forme moyennes pour un volume donné. Il contient par sa géométrisation de la structure, tous les éléments à caractère probabiliste identifiables dans la texture poreuse et des raisonnements sur ce modèle nous permettent de calculer les valeurs moyennes des paramètres de la structure poreuse. Des recherches réalisées par J. SILVY ont montré récemment (à paraître) la généralisation du concept et de ses conséquences à l'espace tri-dimensionnel. Dans ce dernier cas, l'assimilation, faite par l'auteur, du pore équivalent à l'ellipse pour un réseau bi-dimensionnel revient à l'identifier à l'ellipsoïde, qui n'est cependant pas la seule figure possible par la représentation des pores équivalents de structures poreuses réelles.

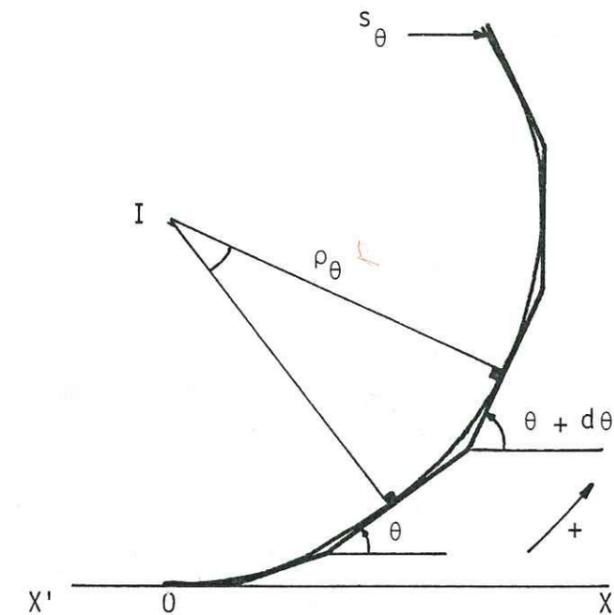


Fig. 42a : construction du pore équivalent.

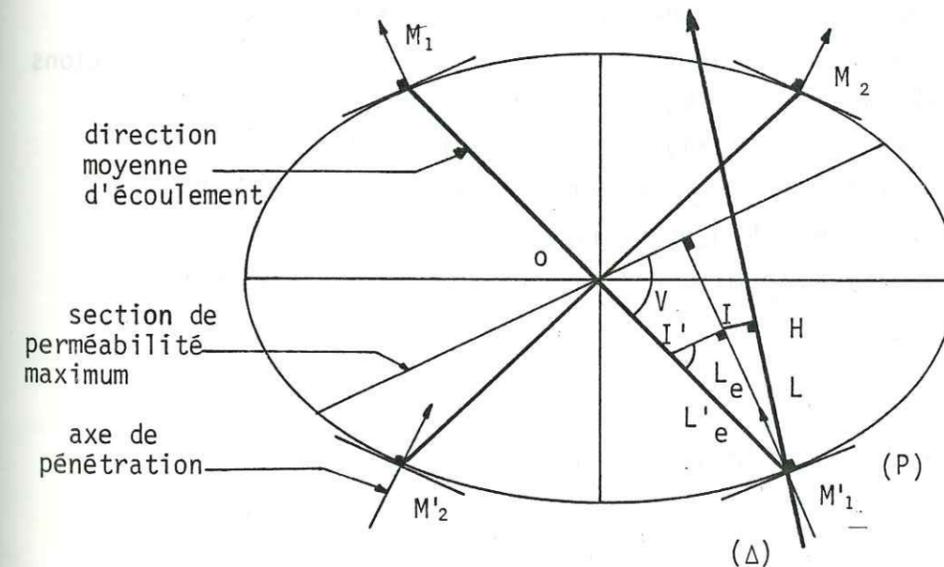


Fig. 42b : le pore équivalent.

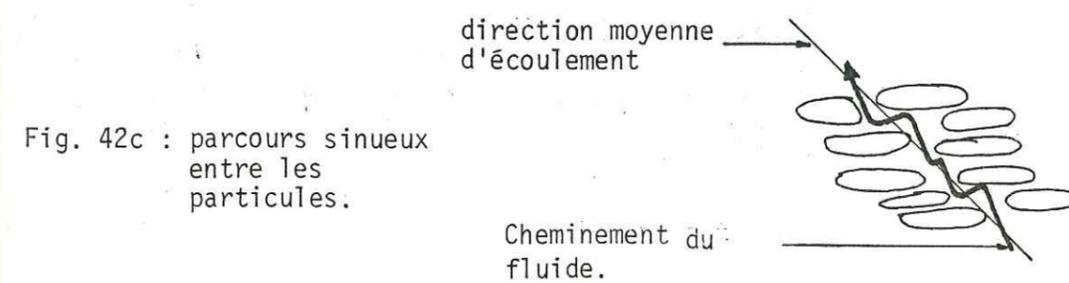


Fig. 42c : parcours sinueux entre les particules.

Cheminement du fluide.

Nous avons supposé au départ que l'écoulement d'un fluide dans le milieu poreux était de nature laminaire. Cela implique que la perte d'énergie, due à la viscosité, correspond à une configuration d'énergie minimum, dans laquelle tout système physique tend à s'établir. L'écoulement va se diriger de façon à créer des forces de frottement minimum à la surface des pores balayés par le fluide.

Cette condition est réalisée pour un rapport :
aire de la section droite normale à l'écoulement maximum,
 périmètre mouillé

ce rapport étant par définition égal au rayon hydraulique m_H : la perméabilité est maximum pour un écoulement normal à une section circulaire plane (fig. 42 b).

L'intersection d'un ellipsoïde avec un plan est une ellipse. Il existe pour toute quadrique deux directions suivant lesquelles ces ellipses se réduisent à des cercles. Les cercles (sections de perméabilité maximum) sont parallèles aux plans tangents (P) à l'ellipsoïde respectivement aux points ombilics M_1 et M_1' (centrés sur $M_1' M_1$), et aux points ombilics M_2 et M_2' (centrés sur $M_2' M_2$). Le raisonnement qui suit est analogue pour $M_1 M_1'$ et $M_2 M_2'$. En conséquence, seul $M_1 M_1'$ est considéré.

Le fluide soumis à un gradient de pression d'orientation (Δ) s'écoule perpendiculairement à (P) au point M_1' suivant une direction $M_1' I$; d'où une tortuosité L_e/L . J. SILVY démontre que ce paramètre n'est pas la véritable tortuosité du système poreux. L'écoulement suivant la direction $M_1' I$ décale le fluide par rapport aux sections de perméabilité maximum et qui exige un recentrage simultané sur $M_1' M_1$ (l'écoulement est dit cisailé) : le déplacement global du fluide est dirigé selon $M_1' M_1$. Pour une distance apparente L le long de (Δ), le fluide parcourt une distance effective L_e .

La tortuosité vraie τ est donc inversement proportionnelle à $\sin V$, V étant l'angle entre $M_1' I$ et $I' I$ et fonction de l'ellipticité du pore équivalent. Il faut donc discerner le rapport L_e/L , qui est fonction de la direction barycentrique (Δ), de l'angle V, paramètre intrinsèque du réseau poreux.

Nous pouvons avoir une vision plus concrète de ce phénomène en l'expliquant de la manière suivante. Pour un gradient de pression de direction donnée, l'écoulement qui en résulte diverge : la tortuosité L_e/L en caractérise l'anisotropie. Par contre, la longueur L et a fortiori L_e/L n'intègrent pas le contournement par le fluide des obstacles que sont les particules (fig. 42 c), contournement provoquant le cisaillement de l'écoulement.

Cette propriété, brièvement exposée ci-dessus, permet de connaître précisément le cheminement du fluide dans un matériel poreux en fonction de sa structure. Il a été montré que la tortuosité varie en direction tandis que S_V et ϵ sont des scalaires. Seule la tortuosité est représentative de l'anisotropie de la structure poreuse : elle est la cause de l'anisotropie de perméabilité.

2.2.2.2.4.4 Application à un matériau sédimentaire

Il n'y a pas de difficulté majeure à transposer le concept de pore équivalent dans le domaine de la géologie et plus particulièrement à un matériau sédimentaire. Il a été défini à l'origine par J. SILVY dans le cas d'un matériau fibreux, en l'occurrence du papier. Les modifications, s'il y a lieu d'en faire, ne portent que sur la structure du matériau et sur la viscosité du fluide : dès le début de cette étude des milieux poreux, il a été émis comme hypothèses que le fluide était inerte vis-à-vis du milieu poreux et que la résistance à l'écoulement était due entièrement à la viscosité.

Les particules sédimentaires diffèrent notablement des fibres celluloses par leur forme. Les fibres ont une forme extrêmement allongée, ayant une ellipticité moyenne de 10^3 , c'est-à-dire bien supérieure à celle des particules sédimentaires les plus allongées. Dans le cas d'une formation gréseuse, leur forme moyenne est plutôt sphérique, ce qui ne veut pas dire qu'il n'y ait pas d'allongement ou d'aplatissement privilégié. Les argilites, faites de particules très plates, présentent l'autre forme extrême.

Le pore équivalent a la propriété de varier de façon continue en fonction de l'anisotropie du milieu. Il est possible de caractériser, par ce modèle, tout milieu poreux et a fortiori la structure poreuse des sédiments.

Le lecteur peut éprouver quelques difficultés à associer cette représentation qu'est le pore équivalent à un réseau poreux d'une roche, la première étant certainement due au fait qu'une surface fermée puisse être l'image d'une structure ouverte. Afin d'atténuer quelques unes de ces difficultés, nous présentons à titre d'exemples les trois pores équivalents suivants :

- pore moyen (fig. 42 d),
- pore à sections circulaires normales au grand axe (fig. 42 e),
- pore à sections circulaires normales au petit axe (fig. 42 f).

Dans un trièdre direct (0, x, y, z) le grand axe a est suivant Oy, b suivant Ox, c suivant Oz.

Figure 42 d : il s'agit tout d'abord de construire les quatre ombilics. Les deux sections circulaires, ayant même centre que l'ellipsoïde, ont un diamètre égal à b. Les ombilics sont les points de tangence des quatre plans parallèles de ces sections à l'ellipsoïde. Les valeurs des différents paramètres d'un pore équivalent de ce type sont les suivantes :

- $a/b = 1,554$,
- $c/b = 0,453$,
- $V = 33,55^\circ$,

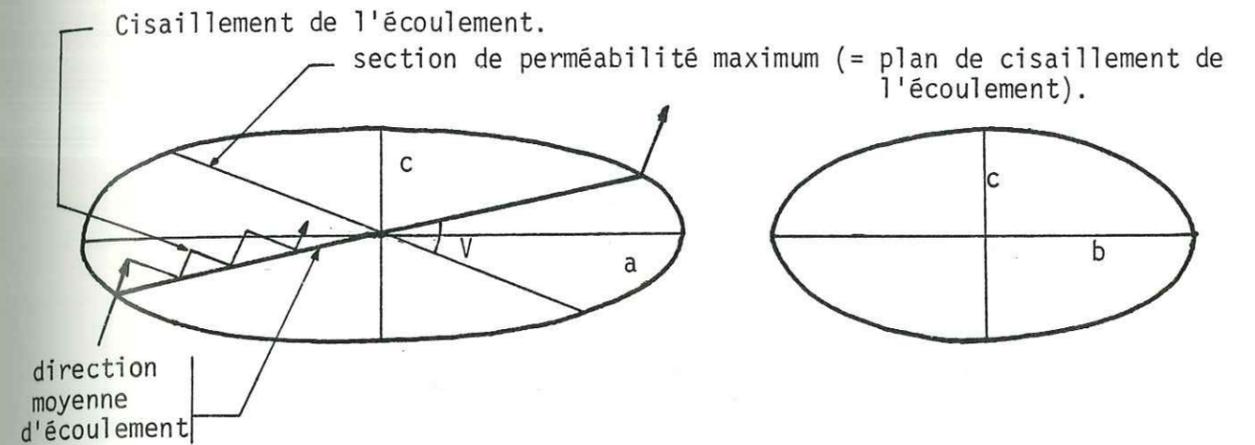


Fig. 42d : pore équivalent moyen

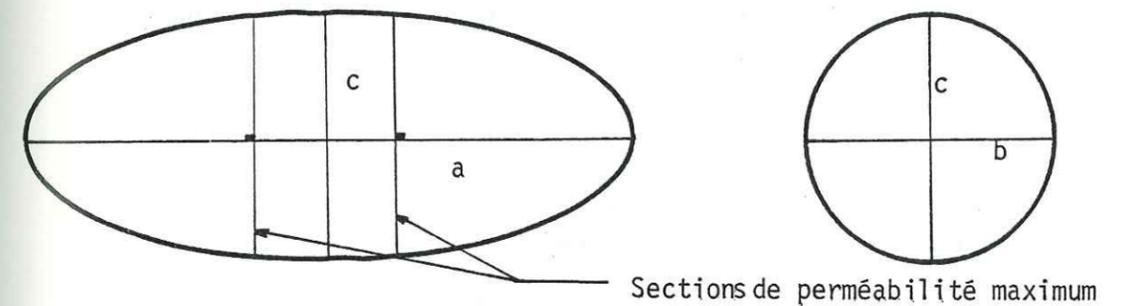


Fig. 42e : pore équivalent de révolution (b = c)

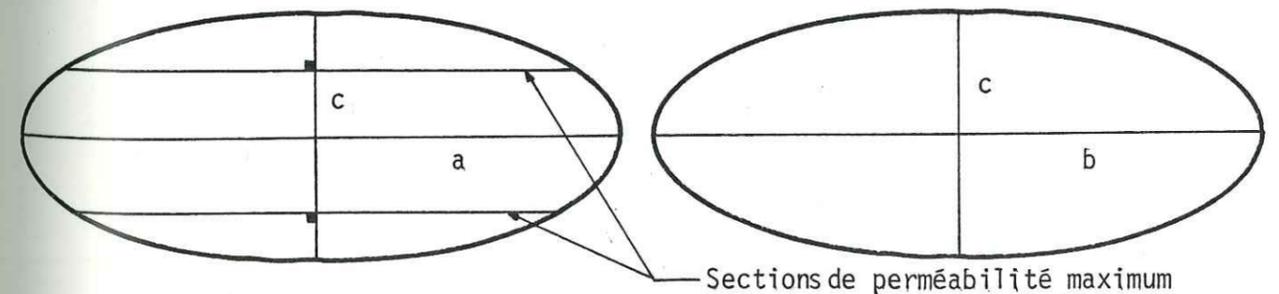


Fig. 42f : pore équivalent de révolution (a = b)

- suivant la direction barycentrique Oy : $\tau_{Oy} = 13,78$
- suivant la direction barycentrique Oz : $\tau_{Oz} = 2,08$

La perméabilité suivant Oz est 6,6 fois supérieure à la perméabilité suivant Oy.

- Figure 42 e : il n'existe que deux points ombilics correspondant aux extrémités du grand axe et l'écoulement moyen est unique :

- $a \neq b = c$
- $V = 90^\circ$
- $\tau_{Oy} = 1$
- $\tau_{Oz} \rightarrow \infty$

La perméabilité est nulle dans le plan (Ox, Oz)

- Figure 42 f : les deux points ombilics correspondent aux extrémités du petit axe et l'écoulement moyen est unique :

- $a = b \neq c$
- $V = 90^\circ$
- $\tau_{Oy} \rightarrow \infty$
- $\tau_{Oz} = 1$

La perméabilité est nulle dans le plan (Ox, Oy).

2.2.2.3 Structure poreuse d'un sédiment, perméabilité et conclusion

Pour un milieu poreux (sin V invariant) et une direction donnés, à une tortuosité forte est liée une perméabilité faible et inversement. En reprenant les travaux déjà cités dans le paragraphe 2.2.2.1., l'écoulement favorable dans le plan de la couche sédimentaire est dû à une tortuosité minimum, alors que celle-ci est maximum pour une direction normale à la couche : en supposant un dépôt sur un fond horizontal, l'ellipsoïde du pore équivalent a un petit axe vertical. La perméabilité varie généralement dans un rapport 1 à 1,5 mais il n'est pas rare d'obtenir un rapport nettement plus élevé dans les cas suivants :

- domaine des porosités faibles (WYLLIE, GREGORY 1955),
- certains sédiments argileux (RICE et al. 1969).

Dans le plan même de la couche, il peut y avoir aussi variation de la perméabilité (JOHNSON, HUGHES 1948) et donc de la tortuosité, ce qui s'explique aisément par une orientation privilégiée acquise au moment du dépôt (2.2.1.4.). Reprenons l'image du pore équivalent (fig. 42 b); il est défini dans ce cas par trois axes principaux, les deux plus grands étant situés dans le plan de la couche. En présence d'un gradient de pression vertical ΔP entraînant la circulation d'un fluide dans le réseau interstitiel du sédiment, l'écoulement se fera suivant les directions $M_1' M_1$ et $M_2' M_2$ (fig. 42 b) symétriques par rapport à celle de ΔP : il en résulte une perméabilité directionnelle B_{01} selon ΔP (fig. 43 a). A la limite, elle est nulle si l'écoulement se fait uniquement dans le plan horizontal, autrement dit si la tortuosité verticale tend vers l'infini (sections circulaires du pore équivalent verticales).

Les travaux de J.C. GRIFFITHS (1949), tout en confirmant les corrélations existant entre la position de la couche sédimentaire et les directions de perméabilités maximum et minimum, montrent ce qui se passe en cas d'accumulation de particules en présence d'un courant. Il constate que la perméabilité maximum n'est plus dans le plan de la couche sédimentaire mais fait avec lui un angle dépendant de l'angle d'imbrication θ des grains de quartz (2.2.1.4.) (fig. 43 b). La perméabilité directionnelle mesurée suivant un gradient de pression vertical aura une valeur B_{02} différente de B_{01} , significative de l'angle θ .

Une variation de θ entre 0 et π permet d'obtenir toutes les valeurs de τ et par conséquent à donner l'enveloppe de B_0 qui est une surface complexe comme l'ont analysé, par exemple, FERRANDON (1948), SCHEIDEGGER (1957) et SILVY (à paraître). A noter que pour une tortuosité tendant vers l'infini, qui correspond à la tortuosité dans la direction des sections circulaires (généralisation du cas précédent ci-dessus), la perméabilité est nulle, ce qui ne peut se concevoir par une représentation ellipsoïdale de B_0 .

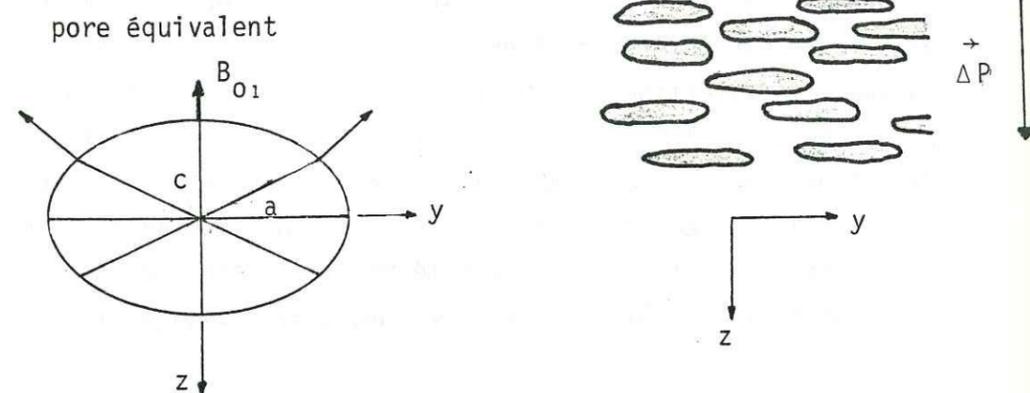


Fig. 43a : arrangement horizontal des particules.

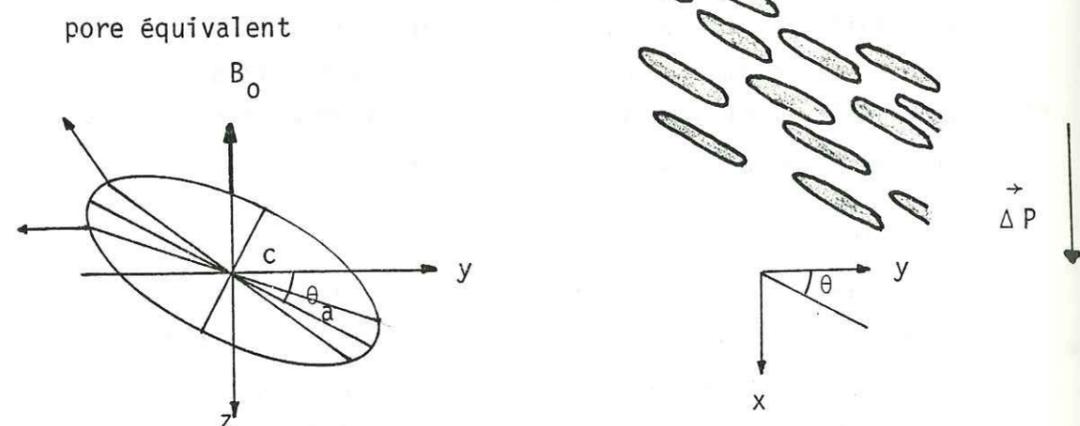


Fig. 43b : arrangement incliné des particules

Ces considérations sur la structure poreuse du sédiment donnent l'impression d'avoir décentré le sujet d'étude. En fait, cette structure doit jouer un rôle sur la modification des paramètres magnétiques du sédiment, à savoir principalement l'acquisition d'une Aimantation Rémanente Chimique (ou de cristallisation). Le pore équivalent, résultat d'une analyse structurale du milieu poreux, va permettre de considérer les modifications chimiques du sédiment, dues à l'écoulement d'une solution aqueuse, sous un aspect plus géométrique (cela rejoint donc le thème général développé dans ce mémoire). Nous avons là un outil qui, complété par la relation établie avec la perméabilité directionnelle du milieu et donc par sa mesure (RICE et al. 1969), permet l'étude de dépôts minéralisés par transfert de solutions en fonction de la structure.

2.2.3. Compaction et consolidation du sédiment

L'évolution des sédiments lors de leur compaction et de leur consolidation ne permet pas, du fait de sa complexité, de présenter un schéma synthétique des phénomènes contemporains apportant des modifications des paramètres magnétiques. A notre connaissance, il n'existe pas d'étude complète à ce sujet.

Nous pouvons émettre l'hypothèse suivante : la compaction résulte d'un gradient de pression vertical dû à l'enfouissement progressif du sédiment et de phénomènes causés par les vibrations. Durant ce cycle, les caractéristiques du sédiment se modifient sans cesse de manière plus ou moins continue. Les principaux effets sont :

- blocage des particules,
- diminution des espaces intersticiels,
- aplatissement des particules,
- création d'un gradient de température.

Les variations des paramètres magnétiques sont dues d'une part directement à l'effet de pression sur les particules magnétiques, d'autre part aux modifications structurales du sédiment.

Avant d'aborder cela, il paraît nécessaire d'introduire rapidement le processus d'aimantation rémanente chimique.

2.2.3.1 Aimantation rémanente chimique

Quoique le processus d'acquisition de l'A.R.C. soit apparemment différent de celui de l'aimantation thermorémanente (il s'agit d'une aimantation isotherme), il ne l'est plus au niveau fondamental. C'est de là que vient la difficulté de les distinguer (STACEY, BANERJEE 1974).

L'acquisition de l'A.R.C. est un phénomène de cristallogenèse. Tout d'abord, les dimensions du minéral magnétique sont inférieures à R_0 (1.3.2.3.1.). Le grain est alors superparamagnétique : le temps de relaxation τ , proportionnel au volume est très faible. Le minéral, continuant à croître, devient tel que sa taille R est supérieure à R_0 : le temps de relaxation est nettement plus élevé et le grain est considéré comme magnétiquement stable à l'échelle des temps géologiques. Il acquiert au moment où $R = R_0$ une aimantation stable, dirigée suivant le champ magnétique ambiant, appelée Aimantation Rémanente de Cristallisation (ou Chimique) ; il a une structure magnétique monodomaine. S'il continue à grossir, R devient supérieure à la taille critique R_c (1.1.2.3.2.) : il devient alors polydomaine et par conséquent son intensité d'aimantation diminue (KOBAYASHI 1961). Les phénomènes de cristallisation étant considérés comme se faisant rapidement, cela implique que la direction du champ magnétique ambiant ne varie pas pendant l'acquisition de l'A.R.C. Ils sont contrôlés par les paramètres chimiques des corps en présence et aussi par la température, celle-ci influençant aussi directement l'aimantation chimique de façon inverse (temps de relaxation $\tau \propto V/T$) (fig. 44).

2.2.3.2 Compaction des particules

La compaction d'un sédiment agit sur les particules dès leur dépôt et le fait progressivement passer d'un état non consolidé à un état consolidé. Cette consolidation se manifeste tout

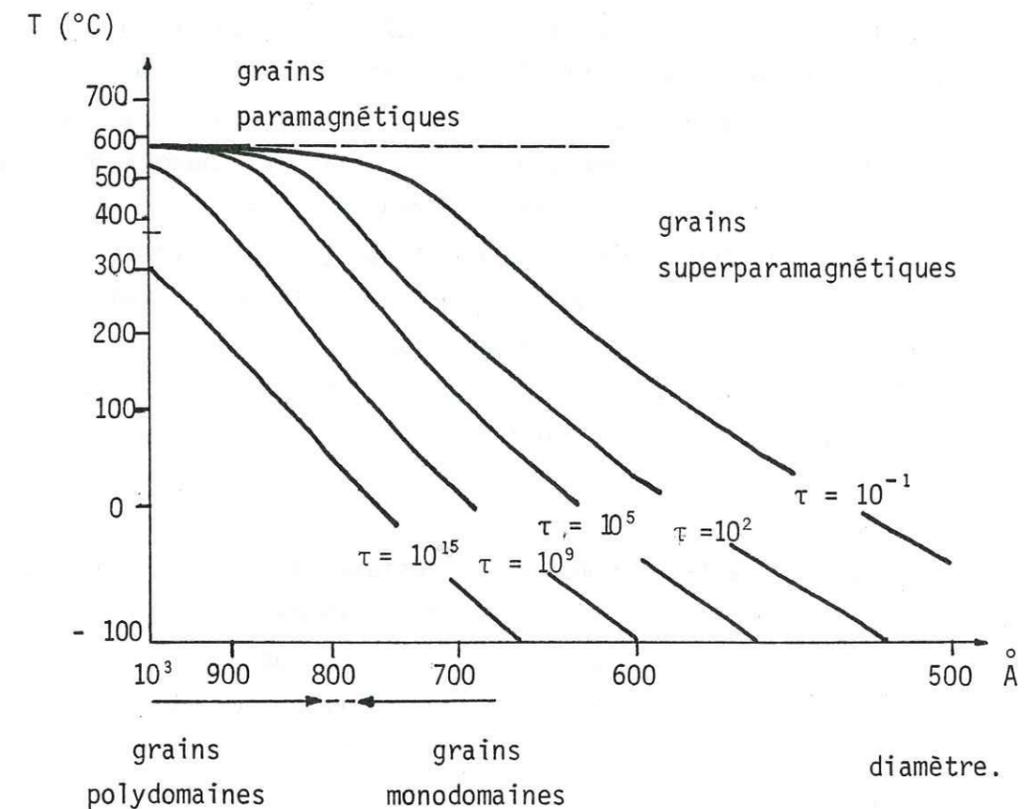


Fig. 44 : relation entre la température, le volume et le temps de relaxation (exemple de la magnétite) (TARLING 1971)

d'abord par une stabilisation irréversible des particules. Les surfaces en contact augmentent et les espaces intersticiels ne sont plus suffisants pour qu'il y ait des mouvements relatifs : les particules se bloquent et assurent de ce fait la cohésion du sédiment. Il y a apparition d'une structure continue avec disparition progressive de leur identité.

2.2.3.2.1 Blocage des particules magnétiques

Le blocage des "particules monodomaines" est considéré par E. IRVING et A. MAJOR (1964) comme étant effectif très peu de temps après le dépôt. L'aimantation rémanente de nature détritique est statistiquement orientée suivant le champ magnétique ambiant. Nous pouvons émettre la même supposition en ce qui concerne les particules comportant des grains polydomaines : celles-ci seraient bloquées de telle sorte que l'anisotropie de susceptibilité garde les positions résumées au début du paragraphe 2.2.2.1. Certaines conditions seulement (2.2.3.2.3.2) peuvent favoriser des déplacements entre particules ultérieurement.

Voilà définis les paramètres magnétiques au début de la consolidation sous réserve que la morphologie des particules n'altère pas leur disposition (un grain monodomaine de magnétite peut être associé à des grains de quartz empêchant par le jeu des forces hydrodynamiques son orientation suivant le champ magnétique).

2.2.3.2.2 Etats de contrainte et de déformation

L'état de contrainte en un point situé dans le sédiment est dû à l'action des forces agissant en ce point. Il est défini par l'équation suivante (voir Developments in Sedimentology 18 B p. 25) :

$$P_T = P_L - P_F$$

P_T est la charge totale, P_L la charge lithostatique et P_F la pression fluide dans l'espace poreux. Dans le cas d'une compaction, sans contrainte tangentielle due à un phénomène tectonique par exemple, la résultante en un point M est verticale et est exprimée par :

$$P_T = h \cdot g (\rho_s - \rho_e) (1 - \epsilon)$$

ρ_s et ρ_e sont respectivement les masses volumiques de la fraction solide du sédiment et de l'eau. ϵ est la porosité. h est l'épaisseur de la couche sédimentaire au-dessus du point M, g l'accélération de la pesanteur.

A l'échelle d'une couche sédimentaire horizontale, une sollicitation verticale entraîne une diminution d'épaisseur qui se traduit par un aplatissement pur (VIALON et al. 1976) sur des particules déposées horizontalement et par une rotation et un glissement de celles-ci, si elles accusent un angle d'imbriation significatif.

Le phénomène d'enfouissement continuant à s'exercer, la charge augmente ainsi que la pression fluide, entraînant des déformations plus intenses.

2.2.3.2.3 Comportement magnétique

La force résultant des conditions précédentes engendre sur les grains magnétiques des effets piézomagnétiques d'une part et des effets magnétiques dus à la rotation éventuelle et à l'aplatissement de ces grains d'autre part. Il en résulte des modifications possibles de l'anisotropie de susceptibilité et de l'aimantation rémanente (1.4).

Avant de considérer les différents paramètres, il est utile de préciser, même s'il s'agit d'une évidence, qu'à une diminution de volume correspond une augmentation de la teneur en grains ferromagnétiques. En supposant qu'il n'y ait pas d'interaction magnétique entre ces grains, nous en déduisons que pour un volume donné, la compaction entraîne une augmentation de l'aimantation globale.

2.2.3.2.3.1 Aimantation rémanente

L'application d'une charge uniaxiale sur une roche ferromagnétique entraîne une déviation de son aimantation rémanente acquise antérieurement vers une direction perpendiculaire au gradient de pression. Il se crée d'autre part et de façon simultanée une aimantation piézorémanente qui elle aussi est déviée dans le même sens.

L'enfouissement du sédiment accentue progressivement la charge totale, qui est verticale, jusqu'à des pressions de quelques dizaines de MPa. En règle générale, l'aimantation rémanente détritique diminue faiblement en intensité et est déviée au maximum de quelques degrés (5° pour donner un exemple) tendant ainsi à se rapprocher du plan de stratification. Le champ magnétique ambiant n'a pas d'effet sur l'A.R.D. pendant la compaction car les grains ont été aimantés -antérieurement au dépôt- par processus thermique ou chimique : il s'agit donc d'une aimantation résistante.

Contrairement à cela, l'aimantation créée par la charge verticale varie en orientation non seulement en fonction de l'intensité de cette force, mais aussi avec la position de la couche vis-à-vis du champ magnétique terrestre. L'évolution de l'A.P.R. est forte dès le début de la compaction : J.P. POZZI (1973) note, pour une magnétite, une augmentation brutale de l'aimantation piézorémanente jusqu'à 10 MPa environ, qui s'atténue très rapidement pour s'annuler à partir de 15 MPa (à température ambiante).

Compte tenu que la compaction n'est pas un phénomène géologique qualifié d'instantané, il est probable que la position de la couche sédimentaire dans le champ magnétique terrestre ait varié au cours du temps : l'A.P.R., à un stade avancé de la compaction, n'a pas a priori la même direction que l'A.R.D. précédente.

Son intensité pouvant être élevée, l'A.P.R. représente une fraction importante de l'aimantation rémanente naturelle. Il s'agit par contre d'une aimantation moins résistante au traitement physique (POZZI 1973).

Il reste à savoir si l'action mécanique de la compaction peut avoir un effet global sur l'ensemble des grains monodomaines après le stade du sédiment non consolidé. Il est possible d'envisager un processus de rotation des grains monodomaines, résultant de frictions, dont nous reparlerons dans le paragraphe suivant et encore plus loin à propos de frottement couche sur couche (2.2.3.3.4). Il est difficile de conclure à un effet sensible sur l'aimantation rémanente macroscopique.

2.2.3.2.3.2 Susceptibilité magnétique

L'effet piézomagnétique dû à une contrainte uniaxiale augmente globalement la susceptibilité (1.4.3). Ce résultat acquis s'ajoute à l'accroissement de l'aimantation par augmentation de la teneur en grains ferromagnétiques.

L'anisotropie créée par la charge des sédiments est liée à la forme des grains polydomaines. Lors de la compaction, la susceptibilité suivant l'axe vertical diminue, tandis qu'elle augmente dans le plan horizontal. Admettons qu'il y ait isotropie du matériau sédimentaire au moment du dépôt, le charge totale entraîne :

- $\chi_{max} = \chi_{int} \neq \chi_{min}$
- les axes de susceptibilité maximum et intermédiaire sont situés dans le plan de stratification.

Ces résultats ne sont pas modifiés dans le cas réel d'un dépôt en eau calme : l'intensification de la charge n'entraîne pas de réorientation. Par contre le rapport :

$P_3 = \chi_{int} / \chi_{min}$, significatif de la foliation du sédiment (2.1.2.), est plus élevé dès le début de la compaction. Cette variation est due à un réarrangement progressif des particules (fig. 45a) suivi éventuellement d'une déformation par aplatissement.

L'effet n'est pas si simple pour un sédiment déposé en présence d'un courant. Au début de la compaction la position est la suivante :

- $\chi_{max} \neq \chi_{int} \neq \chi_{min}$,
- l'axe de susceptibilité maximum est incliné d'un angle θ dû à l'imbrication des particules,
- l'axe intermédiaire est dans le plan de la couche.

L'action mécanique, due à la force verticale, crée en fonction de son intensité une réorientation des grains polydomaines.

Quatre cas de figure sont possibles :

- mouvements possibles entre particules
 - particules et grains indéformables (fig. 45 b)
 - particules et grains déformables (fig. 45 c)
 - particules déformables, grains indéformables (fig. 45 d)
- sédiment consolidé (fig. 45 e)

- Figure 45 b : nous admettons que le courant a été suffisamment fort pour favoriser un empilement régulier des particules. Elles définissent des plans inclinés, donc non perpendiculaires à la direction de la charge. Ces plans définissent des zones de faiblesse qui peuvent être le lieu de cisaillement empêchant le blocage définitif des particules. L'orientation des grains magnétiques, objets durs, n'est pas modifiée car il ne s'agit que de translation : l'anisotropie de susceptibilité ainsi que l'A.R.N. ne varient pas. Dans le cas particulier où des grains sont situés dans les zones de friction, ceux-ci ont des mouvements de rotation de même sens que les cisaillements qui

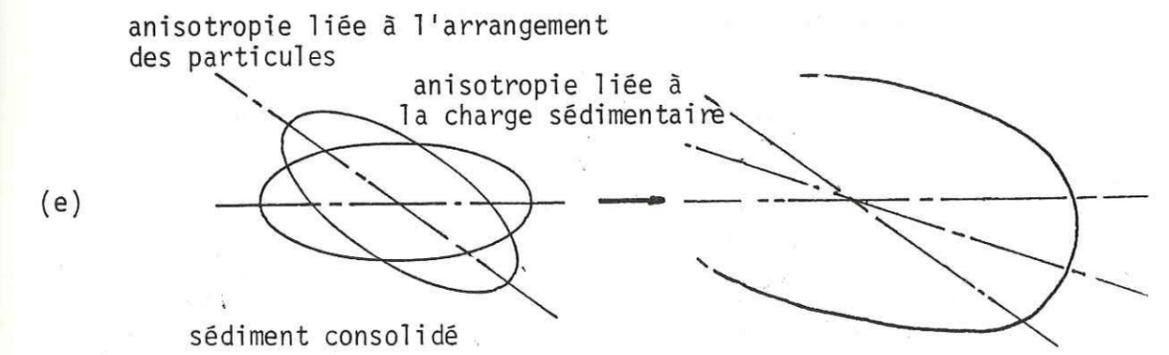
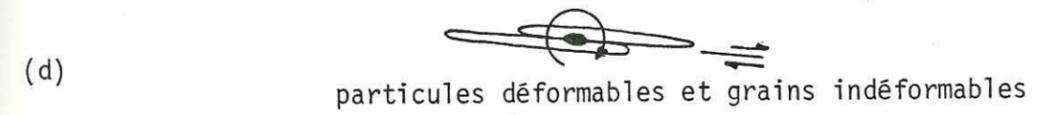
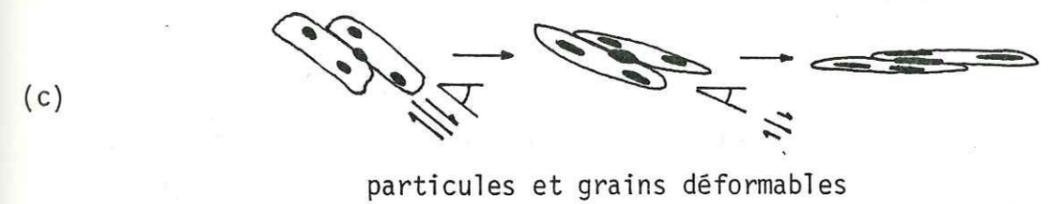
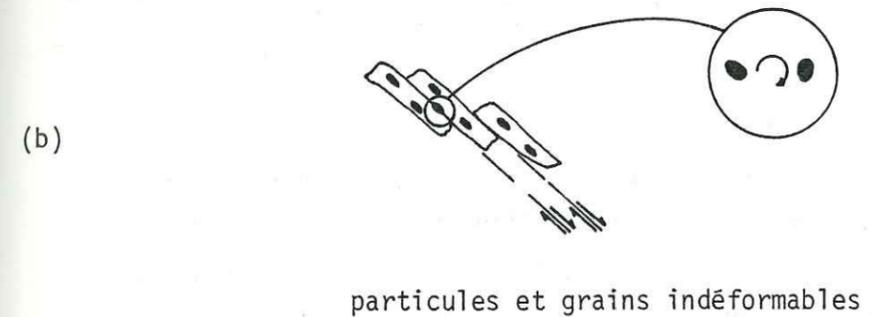
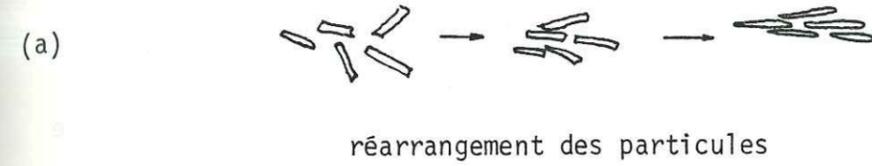


Fig. 45 : effets de la compaction sur le sédiment

les gênèrent (dextre pour la figure). Il est possible que cette rotation ait une incidence à l'échelle macroscopique sur l'aimantation rémanente naturelle (2.2.3.2.3.1) et l'anisotropie de susceptibilité.

- Figure 45 c : les particules ainsi que les grains ferromagnétiques sont déformables. L'action de la charge sédimentaire entraîne des translations suivant les plans inclinés. La déformation des particules modifie progressivement l'inclinaison de ces plans, qui tendent à s'orienter parallèlement à la couche (rotations dans des plans verticaux), les mouvements de translation diminuant. Pour un angle θ de ces plans, l'étirement est maximum suivant la direction de plus grande pente marquée par le grand axe des particules. Lorsque θ diminue, nous nous rapprochons des conditions de l'aplatissement pur : l'étirement tend à devenir équivalent pour le grand axe et l'axe intermédiaire. Les grains situés dans les plans de friction subissent la même évolution, à savoir : étirement au début se terminant par un aplatissement tout en étant réorientés vers une direction horizontale.

L'état de contrainte créé par la charge sédimentaire ne tend pas à faire disparaître, dans ce cas, les caractéristiques magnétiques acquises antérieurement. A un stade avancé de la compaction :

- $\chi_{\max} \neq \chi_{\text{int}} \neq \chi_{\min}$,
- $P_1 (\chi_{\max} / \chi_{\text{int}})$ est sensiblement constant, la linéation caractérisant la direction du courant reste marquée,
- l'anisotropie totale est plus élevée (P_2),
- $P_3 (\chi_{\text{int}} / \chi_{\min})$ a augmenté aussi, mais ce facteur de foliation indique plus l'effet de la charge suivant un plan proche du plan de stratification, que suivant les plans inclinés déterminés par l'action du courant.

L'axe de susceptibilité maximum a été dévié, mais il est toujours compris dans le même plan vertical définissant la direction du paléocourant. Par contre, son sens devient incertain puisque l'angle θ tend vers zéro.

- Figure 45 d : les particules sont composées de grains n'ayant pas tous la même dureté (argiles et magnétite par exemple); elles ont, dans leur ensemble, la même évolution que précédemment. Par contre, l'interaction mécanique des grains argileux (très aplatis) et des grains de magnétite (plus sphériques) entraîne une rotation dextre de ceux-ci par friction des feuillets argileux. Celle-ci contrarie la rotation senestre des particules mises en évidence précédemment. Nous pouvons penser à un effet compensateur préservant les caractéristiques magnétiques acquises antérieurement.

- Figure 45 e : le sédiment est considéré comme consolidé définitivement. Les particules ont perdu toute identité : il reste un sédiment composé entre autres de grains ferromagnétiques et possédant avant compaction une anisotropie de susceptibilité résultant du dépôt. La charge sédimentaire crée une variation de cette anisotropie semblable à celle décrite dans le paragraphe 1.4.3.2 :

- diminution de la susceptibilité verticale,
 - accroissement de la susceptibilité dans le plan horizontal.
- La forme des grains polydomaines se modifie de telle façon que la dimension minimale tend à être verticale. Nous obtenons une anisotropie de susceptibilité semblable à celle définie par la figure 45 c, mais avec un mécanisme d'acquisition différent (pas de rotation).

La suite logique de l'exposé, après considérations d'un sédiment non consolidé (2.2.2.) puis d'un blocage des particules, aurait été de ne mentionner que ce cas (figure 45 e). En faisant référence à la littérature, nous avons associé la stabilisation des paramètres magnétiques à une certaine consolidation du sédiment caractérisé par un blocage mutuel des particules peu de temps après le dépôt. Les travaux d'IRVING et MAJOR (1964), ainsi que d'autres dont ils font référence, n'établissent pas de relation entre ce blocage et la charge sédimentaire, puisque ne l'envisageant pas.

Par contre, ces auteurs corrèlent leurs résultats, acquis sur des sédiments fraîchement déposés, avec les observations faites sur des roches sédimentaires. Sans vouloir porter atteinte à la valeur intrinsèque de leurs travaux, nous constatons que cette corrélation est audacieuse : elle sous-entend l'idée qu'au point de vue magnétique le cycle sédimentaire est complet très tôt après dépôt. Or, si la charge totale entraîne progressivement un blocage, elle augmente de façon simultanée et provoque des mouvements de rééquilibrage, surtout au niveau des plans de faiblesse que sont les contacts entre particules. Dans ce sens, le seuil minimum de porosité ($\epsilon = 0,5$), cité par E. IRVING (1957), requis pour que celle-ci puissent bouger, doit logiquement s'abaisser. A notre connaissance, ces problèmes restent à étudier.

2.2.3.3 Cristallisation et dépôt dans le milieu poreux

La diminution de volume du sédiment correspond à celle de l'espace poreux. La compaction entraîne aussi une modification plus générale de sa structure. En même temps, la circulation de solutions dans les pores interconnectés peut créer des corps ferromagnétiques par néoformations cristallines, par dépôt ou autres procédés.

2.2.3.3.1 Définition générale du modèle

L'écoulement dans l'espace poreux peut être établi par le gradient de pression dû à la charge sédimentaire, par le gradient géothermique ou par les propriétés mécaniques de la roche, différentes d'un point à un autre. Le fluide mis en mouvement transporte des constituants à l'état dissous.

La modification des conditions thermodynamiques entraîne une différenciation géochimique et des phénomènes de dépôt dans le réseau poreux (LAFFITTE 1957). Nous choisissons de ne pas considérer les phénomènes de métasomatose : ils impliquent que le sédiment n'est pas inerte vis-à-vis du fluide, ce qui va

à l'encontre d'une condition nécessaire à la définition d'un écoulement laminaire (2.2.2.2). L'idée développée dans ce paragraphe n'est pas d'étudier les paramètres thermodynamiques déterminant l'acquisition d'une aimantation rémanente chimique, mais plutôt de chercher une relation entre cette aimantation et la structure au moment de son acquisition. Nous avons envisagé auparavant de définir la structure poreuse du matériau sédimentaire en s'aidant de la définition d'un écoulement laminaire et de la caractérisation géométrique de ce milieu par le pore équivalent.

La relation portant sur les formes respectives des particules et des pores n'est pas biunivoque : à la limite, le pore équivalent peut être une sphère pour un milieu composé de fibres ou de plaquettes. Néanmoins, nous pouvons définir intuitivement une forme probable d'un sédiment plus particulièrement argileux, en début de compaction, proche de celle représentée sur la figure 42 d.

2.2.3.3.2 Floculation et dépôt

La rupture de l'équilibre thermodynamique, liée généralement à un niveau de la couche (2.4) entraîne par réaction une floculation dans la solution et par conséquent la production de micro-particules (nous distinguons ces particules des précédentes en y ajoutant le préfixe purement formel "micro") susceptibles d'être ferromagnétiques. A l'intérieur même du réseau poreux, celles-ci sont soumises à une force résultant des effets de l'écoulement et de la gravité. Nous supposons que les micro-particules ont des dimensions bien inférieures au diamètre moyen des pores afin de ne pas considérer le colmatage dans un premier temps.

Les conditions de dépôt dépendent aussi des caractéristiques de la structure poreuse. L'analyse qualitative qui suit porte sur les variations de ces conditions dans un volume donné, en fonction de :

- la porosité,

- la rugosité
- la surface spécifique,
- la tortuosité.

- Porosité : les fortes porosités augmentent les possibilités de dépôt car elles permettent le passage de volumes importants de fluide et de micro-particules.

- Rugosité : l'accumulation est favorisée par la présence d'une surface rugueuse dans la partie inférieure des pores (fig. 46 c) (il est évident que la polarité haut-bas est un facteur déterminant). Les micro-particules sont stoppées par les aspérités et s'orientent en fonction de la vitesse de l'écoulement et de l'inclinaison de la surface (f 46 a) (2.2.1.4.). Statistiquement, nous obtenons une anisotropie de susceptibilité magnétique. Il n'est possible de la situer plus précisément qu'en supposant le plan des axes de susceptibilité maximum et intermédiaire proches de la surface d'écoulement moyen dans le réseau poreux (fig. 46 a-c), χ_{max} indiquant la direction de cet écoulement.

- Surface spécifique : à porosité égale, le maximum d'aspérités est donné pour une surface maximum du réseau interstitiel.

- Tortuosité : le cheminement effectif du fluide dans l'espace poreux ne suit pas en détail la direction moyenne de l'écoulement, représentée sur le pore équivalent par la droite reliant deux points ombilics symétriques, par rapport au centre (fig. 42 b). Le parcours est fait de contournements d'obstacles favorisant le dépôt de micro-particules. Il existe ainsi un temps de rétention du fluide dans les zones à forte courbure. Les micro-particules ont alors la possibilité de se déposer sur une surface généralement moins inclinée que celle définie par la surface de l'écoulement, voir même concave quelquefois (fig. 47 a-c) (mis à part le rapport des dimensions entre cavité et micro-particules, le dépôt dû à la rugosité est identique à celui qui vient d'être décrit). A considérer le pore équivalent, nous avons émis l'idée que ces contournements, ces changements brusques

DEPOT

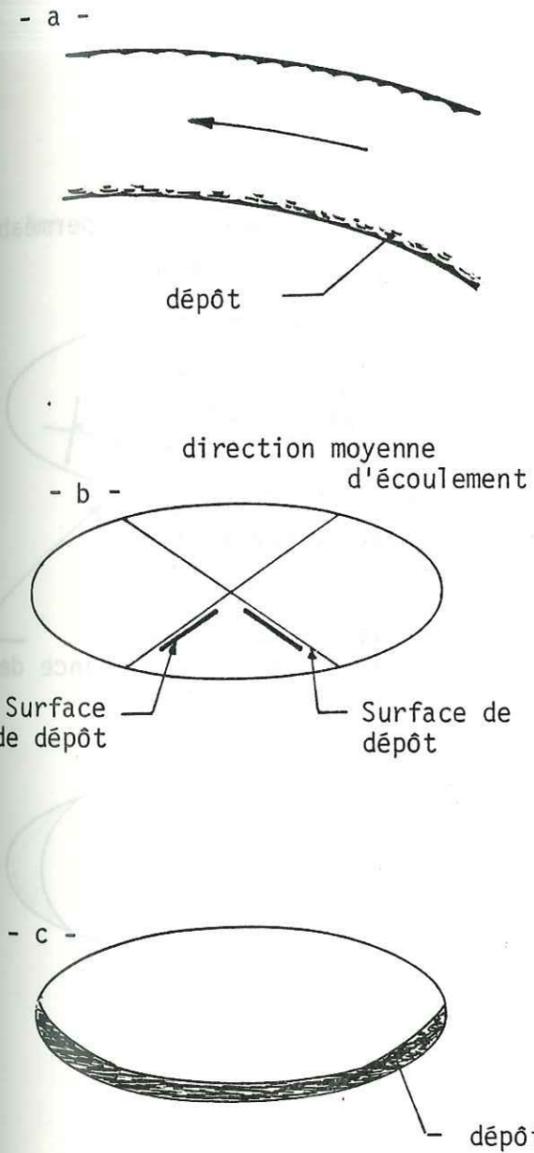


Fig. 46 : rugosité

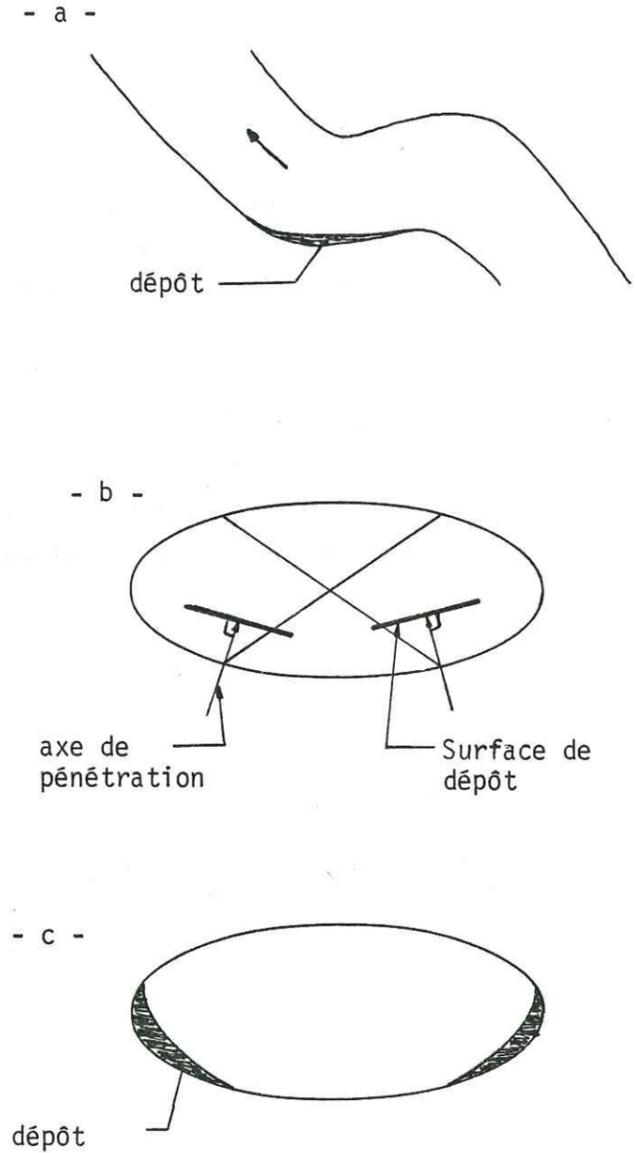


Fig. 47 : tortuosité

CRISTALLISATION

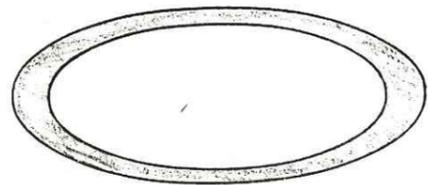
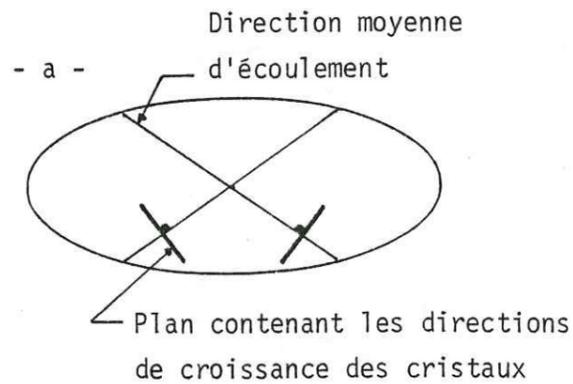


Fig. 48 : sursaturation générale

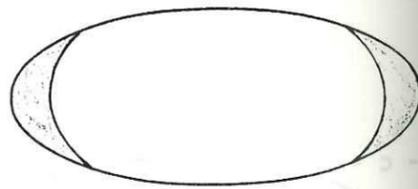
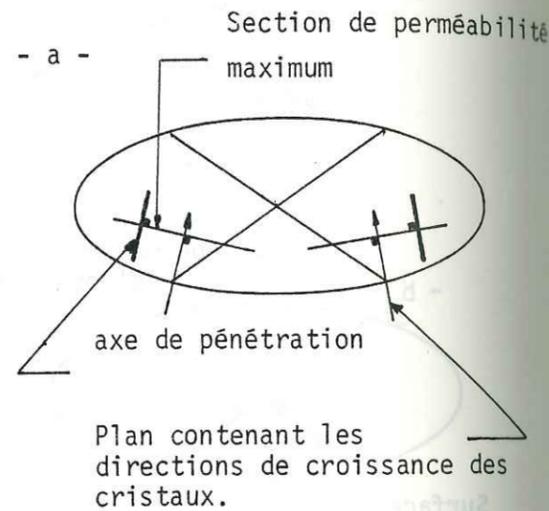


Fig. 49 : sursaturation locale

de direction en les exprimant d'une autre façon, s'assimilent au rattrapage constant qu'effectue l'écoulement pour rester sur le lieu des centres des sections de perméabilité maximum (2.2.2.2.4.3.). Sans vouloir avancer plus dans la discussion, il semble que le plan, défini par l'axe de susceptibilité maximum et l'axe de susceptibilité intermédiaire, soit proche du plan de ces sections de perméabilité maximum (fig. 47b). Une augmentation de la tortuosité est due à un cheminement plus long pour un volume donné. Ce qui entraîne :

- une pente du plan d'écoulement plus faible
- un contour plus tortueux
- deux causes favorables à des accumulations.

Il n'est guère possible, suite à cette analyse qualitative, de préciser l'anisotropie de susceptibilité due à un phénomène de floculation et de dépôt dans le réseau poreux. Nous manquons de données plus précises et une étude dans ce sens serait souhaitable. Enfin, la discussion s'est faite uniquement sur l'anisotropie. Il est certain que les conditions restent valables pour les grains monodomaines, en ajoutant l'influence prépondérante du champ magnétique terrestre.

2.2.3.3.3 Cristallisation

La présence d'une solution sursaturée peut entraîner une cristallisation sur les parois des pores. Le cristal acquiert, lors de sa croissance, une aimantation rémanente chimique dépendant du champ magnétique ambiant et de la position des axes cristallins dans ce champ (2.2.3.1 et 1.2.2.1.6).

Comme précédemment, la structure poreuse influence en intensité et en direction la cristallisation de minéraux éventuellement ferromagnétiques. Il est aisé de comprendre que des valeurs fortes de porosité, de rugosité et de surface spécifique favorisent le développement de cristaux. La présence de cavités, créées par le contournement d'obstacles, est aussi un facteur

favorable à la sursaturation de la solution : un facteur de tortuosité élevé augmente les possibilités de cristallisation.

Il n'est pas évident de donner la direction précise de croissance des cristaux en fonction de celle de la paroi. Nous supposons néanmoins qu'ils occupent une position moyenne normale à celle-ci. Leur répartition dans le réseau poreux peut s'envisager suivant deux cas limites de sursaturation de la solution :

- sursaturation en tout point du réseau,
- sursaturation localisée.
- Sursaturation générale (fig. 48 a-b) : la cristallisation se développe sur toute la surface du réseau poreux, suivant des directions d'allongement comprises dans un plan perpendiculaire à la direction d'écoulement moyen. Pour une cristallisation de minéraux cubiques, l'anisotropie est due essentiellement à la forme ; mais là n'est pas le cas, car il s'agit le plus souvent d'hématite ou de pyrrhotite. Il faut alors considérer l'anisotropie magnétocristalline pour ces minéraux à anisotropie uniaxiale (DALY 1970).
- Sursaturation localisée (fig. 49 a-b) : la sursaturation peut se créer localement pour des secteurs à forte courbure. Comme il a été dit précédemment (2.2.3.3.2), ces secteurs sont propices à une rétention du fluide, ce qui peut être favorable à une sursaturation. Il en résulte que les directions probables d'allongement sont comprises dans un plan perpendiculaire aux sections circulaires.

2.2.3.3.4 Compaction et formes

La charge sédimentaire entraîne une diminution de la porosité par fermeture progressive des pores (fig. 50 a). Ce processus est accéléré par l'effet de colmatage résultant des phénomènes de précipitation. La diminution du volume intersticiel tend à diminuer leur intensité tandis que l'augmentation du gradient de pression - dû à la charge et au gradient géothermique-

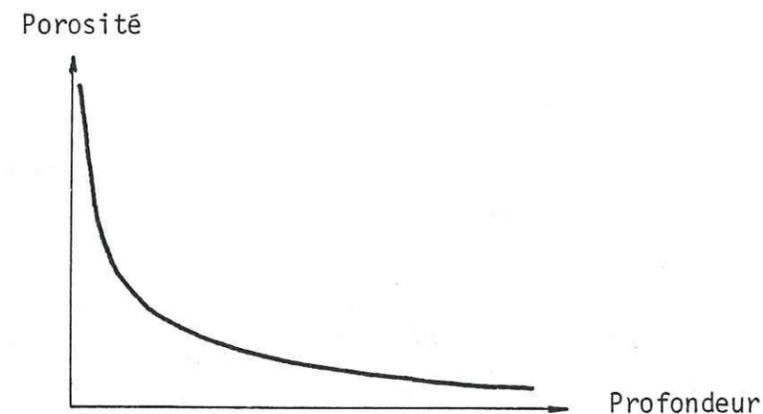


Fig. 50a : variation de la porosité en fonction de la profondeur (dans Developments in Sedimentology)

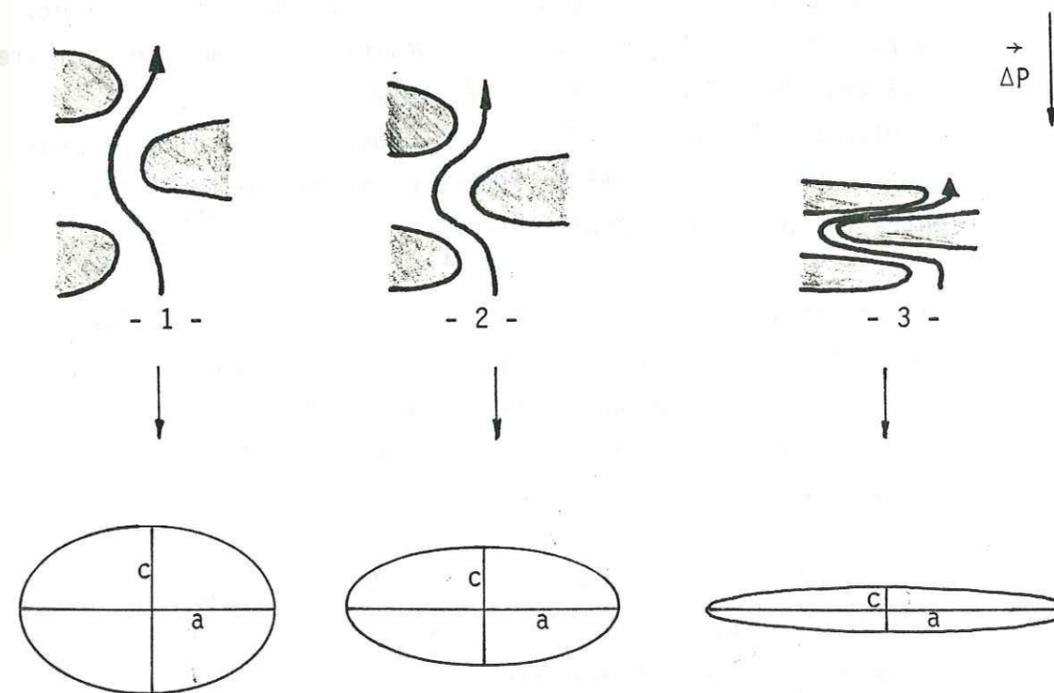


Fig. 50b - compaction des particules et de l'espace poreux

accroît la vitesse d'écoulement et par conséquent peut pallier cette décroissance.

La diminution de volume du réseau poreux par compaction des particules n'entraîne pas nécessairement une diminution de sa surface. Au contraire, celle-ci tend généralement à croître. Examinons les figures 50 b-c faisant référence à un dépôt en eau calme. La compaction entraîne une réduction du volume par diminution de la dimension verticale (axe c). Il y a réarrangement des particules dans un premier temps (1→2) sans qu'elles soient déformées :

- la porosité diminue,
- la surface spécifique reste sensiblement inchangée,
- c décroît,
- a et b augmentent d'une quantité égale,
- a/b diminue.

Dans un deuxième temps (2→3), les particules se déforment par aplatissement : la surface spécifique augmente tandis que les autres paramètres continuent à varier comme précédemment. Le pore équivalent prend progressivement une forme lenticulaire déjà décrite précédemment (2.2.2.2.4.4. - fig. 42 f). Il en résulte que le fluide a de plus en plus de difficultés à progresser verticalement et se répand en nappes horizontales entre les particules feuilletées.

Les cristallisations se développent dans ces inter-feuillets horizontaux suivant une direction statistiquement verticale, tandis que les micro-particules se déposent horizontalement. La précipitation éventuelle de minéraux magnétiques entraîne des modifications complexes de l'état magnétique du sédiment. Tout au plus, nous faisons les deux remarques suivantes :

- le processus de compaction se déroule dans un intervalle de temps suffisamment long pour que la position relative du sédiment dans le champ magnétique terrestre ait varié depuis le dépôt, c'est-à-dire depuis l'acquisition de l'A.R.D. ; il en résulte une modification de l'aimantation rémanente naturelle ;

- les variations de l'anisotropie de susceptibilité sont très variables suivant le degré de compaction. Quoiqu'il en soit, pour le stade ultime de compaction décrit ci-dessus, il semble que les néoformations n'entraînent pas de déviations angulaires sensibles des axes principaux : l'effet combiné de ces néoformations entraîne une anisotropie faible à très faible, proche en direction de l'anisotropie de susceptibilité primaire.

Jusqu'à présent un milieu poreux était créé par une accumulation de particules horizontales ; le grand axe et l'axe intermédiaire étaient horizontaux. Nous considérons maintenant un sédiment poreux déposé en présence d'une force hydrodynamique tangentielle. L'imbrication des particules impose au réseau interstitiel une inclinaison moyenne θ figurée, lors de la construction du pore équivalent, par le grand axe a et un plan horizontal (fig. 43 b). L'effet de la charge sédimentaire entraîne une rotation générale des particules vers le plan horizontal (2.2.3.2.3.2) et une déformation débutant par un cisaillement qui passe progressivement à un aplatissement pur. Les conséquences sur le réseau poreux sont les suivantes :

- la position du grand axe tend vers l'horizontale,
- c diminue,
- a et b augmente,
- au début a/b augmente ou reste constant, puis décroît progressivement.

Le réseau poreux évolue vers la configuration finale décrite précédemment (fig. 50 b-c (3)), en ayant toutefois un rapport a/b supérieur au précédent. Du point de vue magnétique, là encore les modifications apportées ne peuvent être examinées que cas par cas. Néanmoins il est à remarquer, d'une part, que la direction du grand axe a est toujours située dans le même plan vertical que l'axe de susceptibilité maximum primaire, d'autre part, que les axes χ_{int} et b restent colinéaires.

2.2.4 Conclusions

Nous n'avons pas exploité totalement l'évolution possible d'un sédiment. Une élévation de température de 100 à 200° C produit un phénomène thermorémanent partiel (A.T.R. partielle). Associée ou non à de fortes pressions, elle provoque aussi un métamorphisme de la roche sédimentaire modifiant jusqu'à effacer les propriétés magnétiques acquises antérieurement.

En fait, il ne s'agissait pas de faire une étude exhaustive, d'ailleurs jamais tentée jusqu'à maintenant, des phénomènes magnétiques liés aux processus transformant le sédiment en une roche. Le but n'a donc pas été d'exposer des résultats qui n'ont qu'un caractère fondamental très approximatif. Il convient de le rechercher dans la démarche qui a été la suivante :

- le sédiment acquiert des caractéristiques magnétiques au moment de son dépôt ;
- l'expérimentation en laboratoire argumente favorablement ce processus, mais l'assimilation d'un sédiment venant de se former, à une roche sédimentaire, reviendrait à considérer que ses paramètres sont fixés dès le départ ;
- un simple tour d'horizon de l'évolution possible des sédiments montre rapidement que leurs propriétés magnétiques sont fortement liées au contexte structural, modifié principalement par la charge sédimentaire ;
- parallèlement, le sédiment acquiert une aimantation rémanente chimique ;
- les travaux antérieurs, portant sur l'A.R.C., approfondissent la partie chimique de l'acquisition sans envisager une relation avec le contexte hôte ;
- cette relation de l'A.R.C. avec la structure, nous la proposons pour un mode d'acquisition par écoulement de solutions dans un milieu poreux. Elle n'a pu être établie qu'en analysant la structure de ce milieu, analyse débouchant sur le concept de pore équivalent.

Chacun de ces points nécessite des études ultérieures plus précises, mais cela n'enlève rien au fait que cette démarche est arrivée à ses fins. Nous avons pu définir successivement des structures magnétiques dues au dépôt des particules, aux contraintes exercées lors de la compaction et aux déformations consécutives de la partie solide et du réseau poreux. Il y a donc corrélation possible, si ce n'est relation de cause à effet, entre structure déformée et structure magnétique. Ceci nous permet de dire que l'analyse structurale d'une roche sédimentaire est accessible par mesures magnétiques. Cette affirmation supposait jusqu'à maintenant l'absence de minéraux magnétiques, formés par précipitation chimique, dans le réseau poreux de la roche. Le pore équivalent fait disparaître cette restriction qui s'applique à une grande variété de roches (les grès rouges par exemple).

Son application ne s'arrête pas à cela comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant. Il apporte un enseignement précieux concernant la localisation et la forme de volumes minéralisés et devient ainsi un outil précieux en analyse structurale, d'autant plus que sa caractérisation est possible par plusieurs méthodes physiques.

2.3 COMPORTEMENTS MAGNETIQUES D'UNE ROCHE PLISSEE OU FRACTUREE

Les modèles précédents ont montré les rapports existant entre les paramètres définissant une structure sédimentaire et les propriétés magnétiques du matériau en cours de formation. Ces propriétés étant acquises pour une roche sédimentaire donnée, les déformations ultérieures entraînent de nouvelles modifications. Citons trois exemples :

- la déformation des grains ferromagnétiques dans un plan de faille crée une anisotropie de forme,

- la courbure d'une série sédimentaire peut se faire par un mécanisme de flexion, d'où une rotation de l'aimantation rémanente naturelle,
- l'état de contrainte, variant d'un point à un autre dans une roche, favorise des concentrations minéralisées qui sont susceptibles de provoquer une variation de l'aimantation globale.

Ces trois exemples résument schématiquement le domaine d'utilisation des méthodes magnétiques en géologie. Nous en concluons que les études menées dans ce domaine font implicitement la relation entre magnétisme et structure.

Nous considérons dans une première partie la relation entre le pli et la rotation éventuelle de l'A.R.N., puis, deuxièmement, les variations de l'anisotropie de susceptibilité dans les mêmes cas de figure. Enfin la troisième partie fait l'objet d'une étude sur la position et la forme d'un corps minéralisé dans une structure plissée puis faillée.

2.3.1 Plis et aimantation rémanente naturelle

La relation entre la forme plissée et la position de l'A.R.N. peut être d'ordre purement géométrique si nous ne considérons pas d'autre contribution à la composante rémanente. Supposons une couche plane possédant en tout point une A.R.N. identique en orientation (fig. 51 a). Après courbure, trois cas sont possibles. Soit α l'amplitude du pli, β celle de la rotation de l'A.R.N. :

1 : $\alpha = \beta$; 2 : $\alpha > \beta > 0$; 3 : $\alpha > \beta$, $\beta = 0$

Ces différentes configurations sont fonction :

- de la position de l'A.R.N. par rapport à l'axe du pli,
- du mode de déformation.

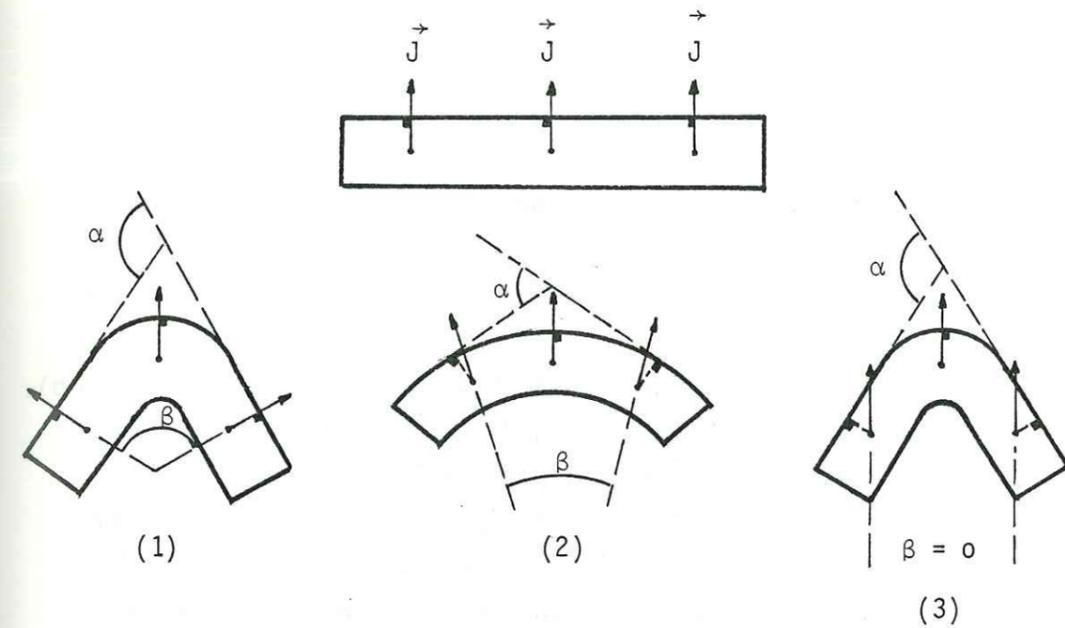


Fig. 51a : angles de rotation de \vec{J} et angles d'enroulement de la couche

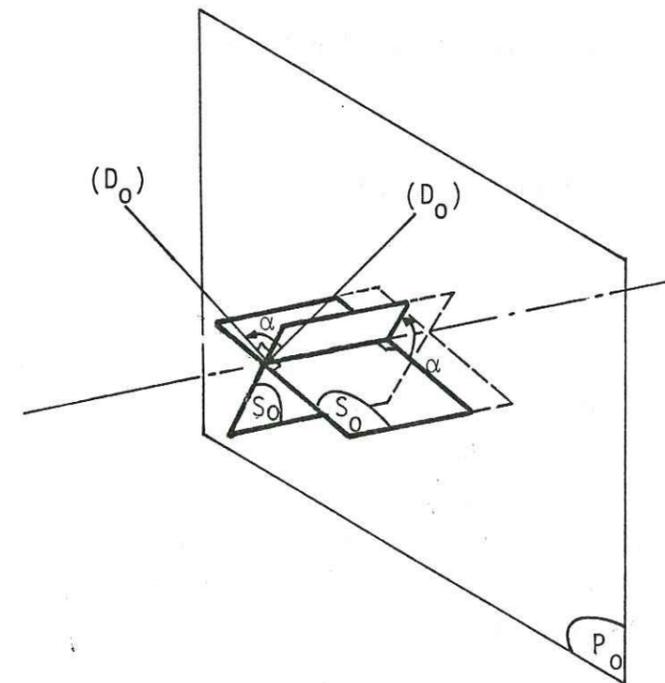


Fig. 51b : rotation du plan S_0 et de sa normale D_0 autour d'un axe

Le plissement n'apparaît que si la roche est soumise à une force. Il est nécessaire alors d'élargir le problème à la contribution des effets piézomagnétiques.

2.3.1.1 Position de l'A.R.N. par rapport à l'axe du pli

La direction de la droite D_0 normale à un plan de stratification S_0 suffit à définir S_0 dans l'espace. A une rotation α du plan S_0 correspond une rotation identique de D_0 (fig. 51 b). Pour α variant de 0 à 360°, D_0 définit un plan P_0 normal à l'axe de rotation A et qui possède la propriété suivante : toute droite, solidaire du plan S_0 et comprise dans le plan P_0 , effectue une rotation identique à celle de S_0 . En conséquence, si l'aimantation rémanente de la roche est située dans P_0 :

$$\beta = \alpha$$

Deuxième cas : le vecteur rémanent n'est pas dans le plan P_0 . Il en résulte que β diffère de l'angle de rotation α d'autant plus que ce vecteur s'éloigne de P_0 . Nous avons :

$$\beta < \alpha$$

pour la position limite où l'A.R.N. et l'axe A sont colinéaires :

$$\beta = 0$$

quelque soit la valeur de α .

Dans le cas général, l'A.R.N. a une position inclinée par rapport à P_0 et donc $\beta \neq \alpha$. La relation entre α et β est établie dans le paragraphe 3.1.2 et développée d'un point de vue méthodologique. Il est à noter dès à présent que cette relation, liée à la position de l'axe du pli, remet en cause quelques idées de base des techniques paléomagnétiques, telles que le "test du pli" et même plus généralement la "correction du pendage".

2.3.1.2 Position de l'A.R.N. suivant le mode de déformation

La rotation d'un compartiment rocheux entraîne la rotation de l'A.R.N., mais tout pli ne résulte pas forcément d'une rotation. Nous reprenons une classification des plis selon le mode de déformation (MATTAUER 1973, VIALON et al. 1976) en supposant que le vecteur rémanent est dans le plan P_0 normal à S_0 et qu'il tourne de β pour une rotation α de S_0 .

- Pli par flexion à déformation de charnière (fig. 52 a) : les compartiments a et a' sont suffisamment éloignés de la charnière pour subir, sans déformation interne, la rotation α : dans ce cas $\beta_F = \alpha_F$. En se rapprochant de la charnière, le flanc gauche subissant une torsion senestre entraîne une rotation dextre des compartiments et inversement pour le flanc droit : $\beta_C < \alpha_C$.

- Pli par flexion à déformation de flancs (fig. 52 b) : la torsion de la couche se répartit de façon uniforme (par rapport au cas précédent) sur chaque flanc. Les résultats précédents sont inversés :

$$\beta_F < \alpha_F \text{ et } \beta_C = \alpha_C$$

- Pli intermédiaire : la différence entre β et α est atténuée. Par contre, elle tend à ne pas varier en passant des flancs à la charnière.

- Pli par cisaillement (fig. 52 c) : ce pli, formé par "simple translation différentielle de la matière dans une direction" ne crée pas de déviation de l'A.R.N. Par contre, comme le note P. VIALON, il se combine fréquemment à une flexion, modifiant sensiblement la courbure. Il en résulte une forme visuelle du pli, marquée par un angle α élevé, différente de la forme donnée par les mesures d'A.R.N. restituant un enroulement primaire moins accentué.

- Pli par aplatissement (fig. 52 d) : le mécanisme d'aplatissement entraîne un raccourcissement, en l'absence de toute rotation de la couche, par déformation interne de celle-ci. Cela nous amène à considérer les effets piézomagnétiques.

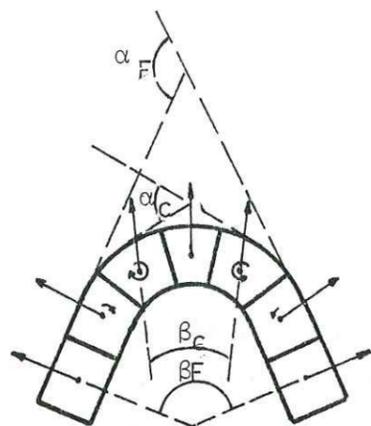


Fig. 52a : pli par flexion à déformation de charnière

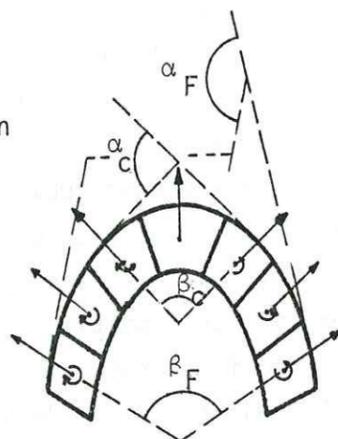


Fig. 52b : pli par flexion à déformation de flancs

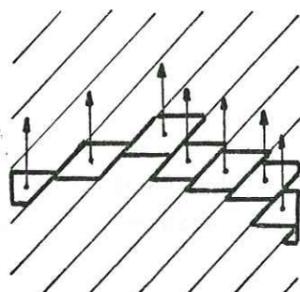


Fig. 52c : pli par cisaillement

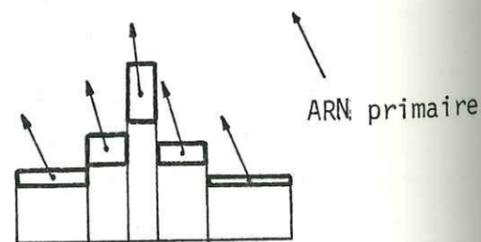


Fig. 52d : pli par aplatissement

2.3.1.3 Effets piézomagnétiques

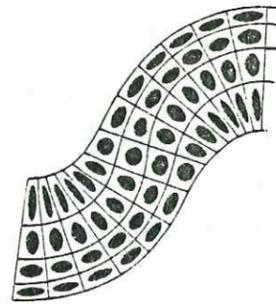
Reprenons l'exemple du pli formé par aplatissement. La déformation peut aller jusqu'à créer un clivage normal à la direction de raccourcissement. La roche acquiert dans le même temps une aimantation piézorémanente orientée suivant le champ magnétique ambiant. La contrainte majeure augmentant, cette A.P.R. et l'A.R.N. primaire tendent à se rapprocher du plan de clivage. Dans ce sens, les résultats expérimentaux acquis en laboratoire (1.4) ont été largement confirmés par les observations de L. DALY (1970) et de B. HENRY (1976, 1980).

Le mode de déformation par aplatissement est, comme le précédent, souvent lié à la flexion (3.1.3). Les effets piézomagnétiques ont logiquement dû modifier les propriétés magnétiques de la roche lors de son plissement.

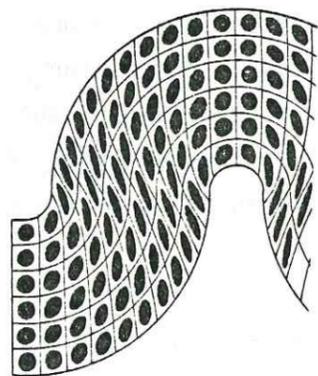
2.3.2 Plis et anisotropie de susceptibilité

Avant plissement, la roche possède une anisotropie de susceptibilité. Le dépôt puis la compaction peuvent créer des anisotropies du même ordre de grandeur que celles liées aux déformations ultérieures. Le premier problème revient à identifier le degré d'anisotropie au début de la déformation considérée.

J.S. RATHORE (2.1.2) a établi une relation quantitative entre l'intensité de la déformation et la variation de l'anisotropie de susceptibilité par deux études différentes. Admettons la généralité de cette relation, au paramètre α près, à toute roche et considérons le matériau isotrope au départ. L'exposé est alors simplifié par le fait que nous pouvons présenter l'anisotropie de susceptibilité magnétique comme l'état de déformation. Le raccourcissement correspond à l'axe χ_{\min} et l'allongement maximum à l'axe χ_{\max} (fig. 53 a-b).



- a - flexion à déformation de charnière



- b - flexion à déformation de flancs

Fig. 53 : déformations internes développées dans deux types de plis (RAMSAY 1967)

Cette vision schématique doit, en réalité, être compliquée par la présence de failles conjuguées au pli et de glissements couche sur couche. Les minéraux ferromagnétiques étirés dans les plans de cisaillement peuvent créer des variations locales de l'anisotropie de susceptibilité.

2.3.3 Pli et accumulation de matière

Nous n'avons envisagé jusqu'à présent des comportements magnétiques de la roche lors d'une phase de plissement qu'en l'absence de tout transfert de matière. En réalité, l'observation montre une répartition hétérogène des minéraux dans les zones déformées, qui a pour conséquence logique de créer des variations locales de l'aimantation. La matière a une origine interne ou externe à la zone de plissement considérée.

2.3.3.1 Déformations et transfert

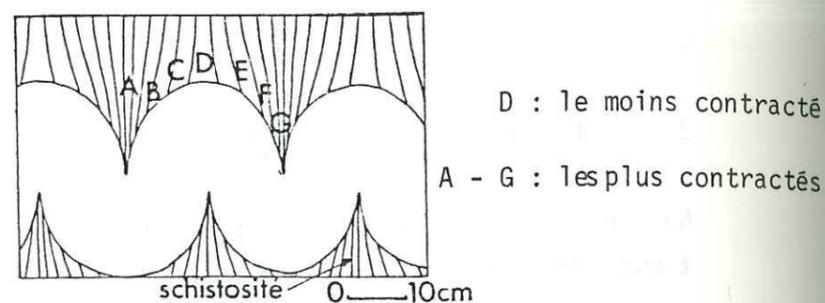
Lorsque le transfert s'effectue uniquement à l'intérieur d'un volume déformé sans apport extérieur, J.P. GRATIER (1979) établit des corrélations entre la composition de la roche et l'intensité de déformation (fig. 54 a-b) :

- le transfert s'effectue de la zone contractée vers la zone dilatée,
- les éléments solubles se situent préférentiellement dans les zones dilatées, tandis que les zones contractées sont plus riches en éléments moins solubles.

La mesure donne une diminution de la teneur en fer en allant de la zone contractée vers la zone dilatée.

Les résultats obtenus sur les indices de magnétite du Val d'Aoste amènent à formuler une conclusion inverse (3. 2. 2) : dans les serpentinites (Antigorite + magnétite), le fer, à 90 % au moins sous forme de Fe_3O_4 , se concentre très nettement dans les zones dilatées. Sans expliquer cette différence avec le cas précédent (solubilités différentes, variant en fonction des paramètres physico-chimiques ?), nous pouvons dire

- a -



- b -

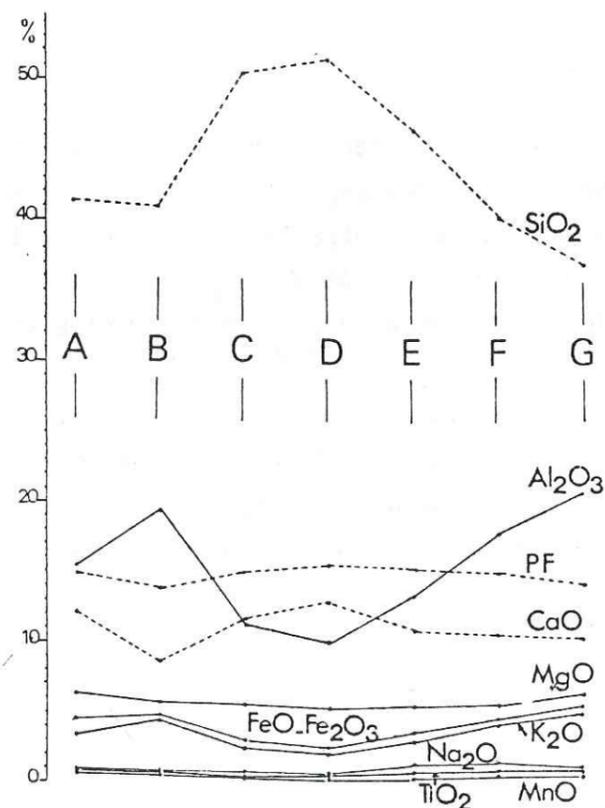


Fig. 54 : comparaison du chimisme de plusieurs échantillons prélevés le long d'une même couche, voisine d'une strate plissée relativement plus rigide (GRATIER 1979)

que l'extension est un facteur favorable à l'accumulation d'oxydes de fer - sans pour autant la créer. Par contre, les zones contractées ne peuvent pas être considérées comme favorisant un dépôt ou une cristallisation d'oxydes de fer : il ne s'agit pas d'une accumulation (addition d'éléments Fe) mais d'un reliquat (soustraction d'éléments autres que Fe).

2.3.3.2 Structure poreuse et pli

La porosité d'une roche compacte est de l'ordre de 10 % et la structure de son réseau interstitiel (les pores sont interconnectés) est définissable par un pore équivalent. Le plissement d'une couche entraîne une modification de sa structure poreuse.

Elle est déterminée par la configuration des zones facilitant le transfert des solutions fluides. En présence d'une contrainte majeure σ_1 (fig. 55 a), la porosité initiale diminue au niveau des flancs entre les différentes couches, tandis qu'elle augmente près des charnières : les zones à extension apparaissent dans les secteurs à forte courbure du pli. En supposant l'ellipticité a/b proche de 1, le pore équivalent de la structure poreuse est représenté par la figure 55 b. Dès lors, le raisonnement est le suivant :

- les secteurs à forte courbure de la déformée favorisent les transferts de solutions, mais rien ne permet d'ajouter qu'ils favorisent aussi la précipitation et l'accumulation ;
- les fortes courbures de la déformée sont aussi les fortes courbures du pore équivalent ;
- J. SILVY (2.2.3.3) démontre qu'il existe un temps de rétention dans les secteurs à forte courbure du pore équivalent ;
- le résultat est que les solutions deviennent sursaturées et entraînent des précipitations dans les zones d'extension.

Nous établissons ainsi une relation entre l'état de déformation d'une roche et la présence d'une accumulation dans des zones privilégiées, par l'étude combinée de la structure de la partie solide et de la structure poreuse.

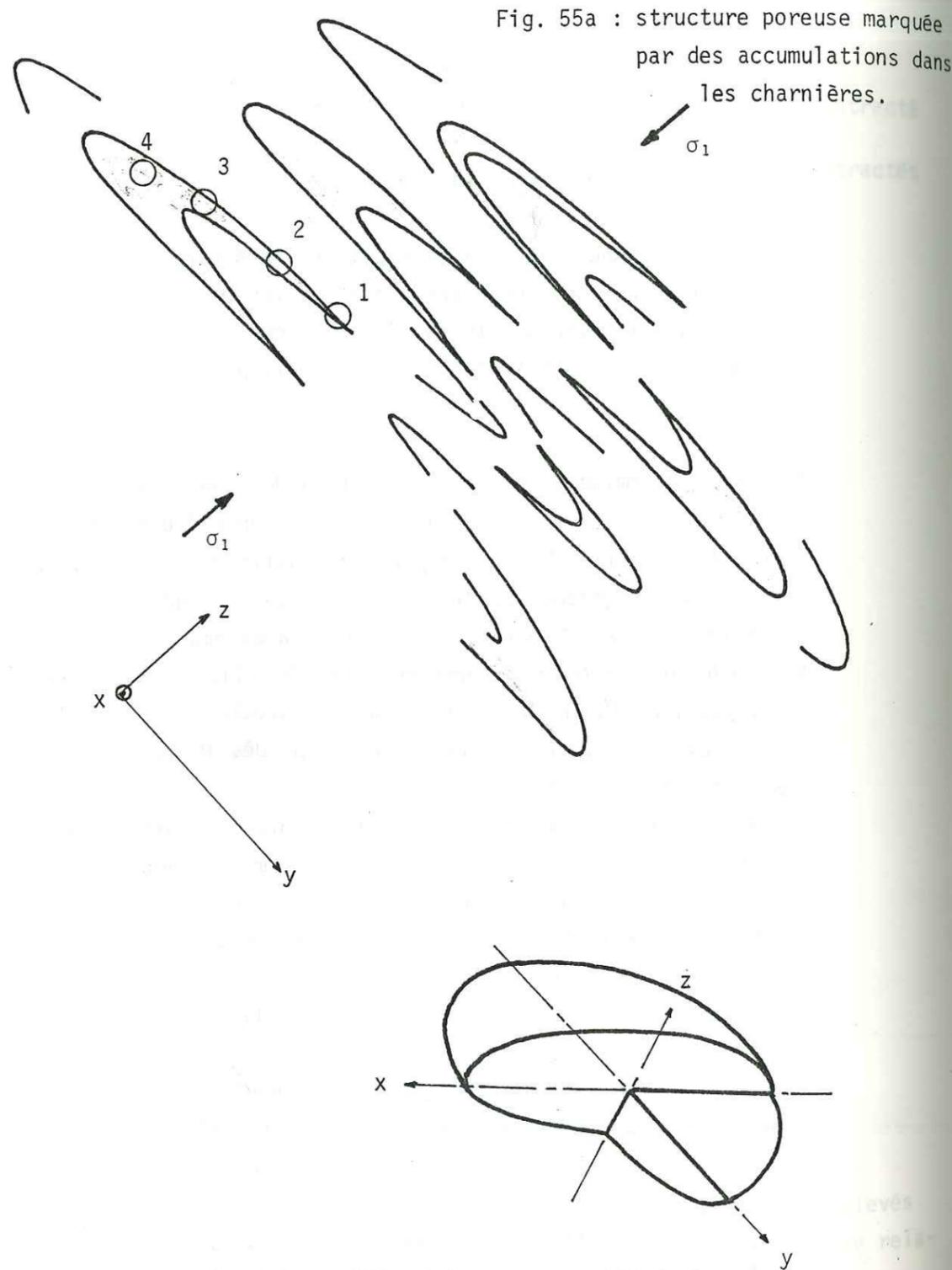


Fig. 55b : ellipsoïde représentatif de la structure poreuse

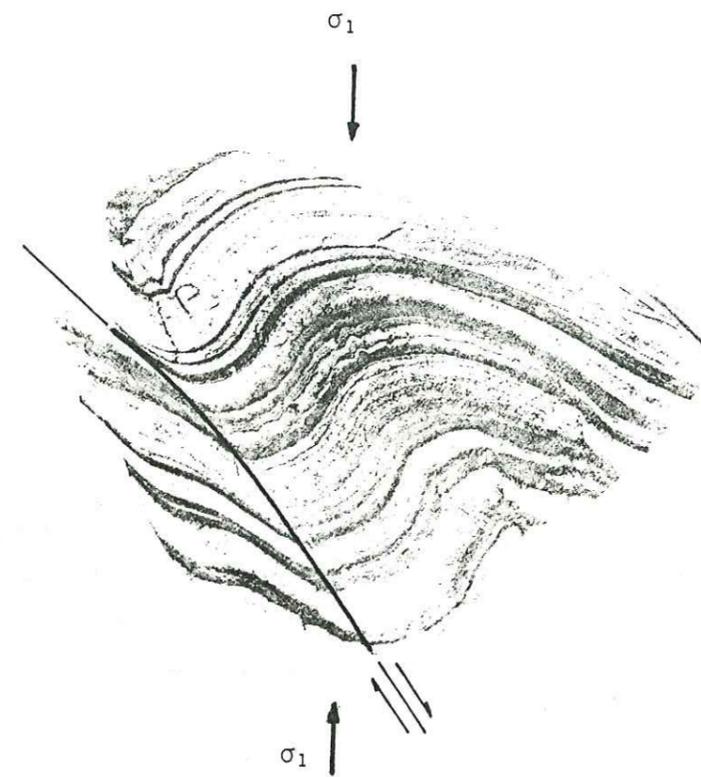
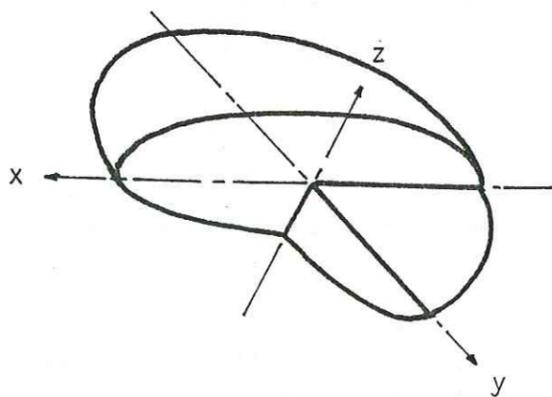


Fig. 56a : exemple de cisaillement

Plan de cisaillement

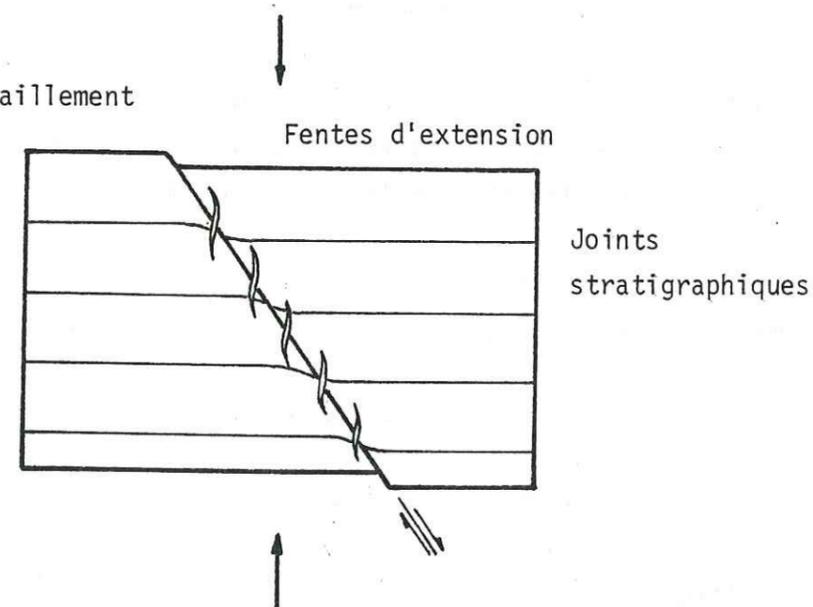


Fig. 56b : objets structuraux susceptibles de développer une porosité dans la roche.

2.3.3.3 Effet magnétique de la structure poreuse

A la répartition hétérogène résultant du processus de plissement correspond une variation spatiale des propriétés magnétiques de la roche. Aux modifications précédentes (2.3.1, 2.3.2) de l'aimantation rémanente et de l'anisotropie de susceptibilité, il faut ajouter celles causées par une cristallisation de minéraux ferromagnétiques.

La teneur variable de la roche en minéraux ferromagnétiques modifie son aimantation. Si nous suivons la progression 1,2,3,4 sur la figure 55 a, l'aimantation globale J_i (2.1.3) en chacun de ces points est telle que :

$$J_1 < J_2 < J_3 < J_4$$

(en considérant que les minéraux accumulés dans la charnière de pli ont une aimantation supérieure à celle des couches). L'anomalie de champ magnétique mesurée à l'aplomb de ce pli, forte au-dessus de la charnière, devient faible sur les flancs : l'anomalie magnétique est représentative de la structure poreuse et non de la structure de la partie solide.

Les mesures magnétiques, effectuées au-dessus de l'indice de magnétite du Lac Gelé (3.2.2), ont restitué une anomalie dirigée selon la direction des axes de pli de la région. Cette direction est marquée par le remplissage de fractures transverses au niveau de la charnière uniquement. L'anomalie représente, non pas la direction de ces fractures transverses ni l'axe virtuel du pli, mais la structure poreuse au niveau de l'indice.

2.3.4 Fracturation

La contrainte majeure σ_1 (fig. 56 a) est susceptible de développer un réseau de failles normales, ainsi qu'une fracturation associée. Ce phénomène s'accompagne d'une réorientation

des grains au voisinage des plans de cisaillement et donc d'une modification des paramètres magnétiques.

D'autre part, la porosité augmente si le volume des espaces libres s'accroît. L'extension s'entend comme un phénomène de fracturation de la roche entraînant l'ouverture de pores. La structure poreuse est définie par la géométrie des fractures d'extension. Sa représentation est délicate car la notion de pore équivalent implique une interconnection des espaces libres afin de rendre l'écoulement possible. Soit une succession de fentes d'extension distribuées en échelons le long d'un cisaillement (fig. 56 b) produit par une contrainte majeure σ_1 verticale dans une roche stratifiée. La connexion de ces fentes est envisageable par :

- la zone cisailée et disloquée,
- les joints stratigraphiques.

Il est difficile d'approfondir actuellement la discussion sans expérimentation et mesure. Simplement, nous pensons que le pore équivalent, initialement défini lors de la sédimentation (2.2.3.3.4) par des axes a et b horizontaux, prend des positions inclinées vers le compartiment inférieur.

2.3.5 Conclusions

Les variations non uniformes des paramètres magnétiques à l'intérieur d'un pli se corréleront avec l'état de la déformation défini en chaque point, mais les problèmes de transfert de matière peuvent être primordiaux. L'accumulation de minéraux ferromagnétiques, générée par la circulation d'une solution fluide et par des conditions locales favorables à une sursaturation, oblitère les effets dus à la déformation des grains ferromagnétiques contenus dans la partie solide n'ayant pas subi de transfert. Dans ce cas, les anomalies de champ magnétique à l'aplomb d'un secteur déformé sont représentatives de la structure poreuse de la roche plus que de sa structure générale.

L'élaboration d'une méthode magnétique permettant l'analyse de la déformée passe nécessairement par la géométrisation de l'espace poreux et des considérations de transfert par solution fluide.

2.4 FORMES D'UN CORPS MINERALISE

Une hétérogénéité dans la roche produit une anomalie du champ magnétique terrestre dans son entourage. Cette relation de cause à effet est la base de toute prospection par levé magnétique. La répartition inégale des grains ferromagnétiques est contrôlée par le contexte structural. Compte tenu des caractéristiques des instruments de magnétométrie mis au point au Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique, il nous est apparu possible d'approfondir l'étude structurale d'un secteur par méthode magnétique (POCACHARD 1977). Forme, direction, pendage, éloignement sont autant de paramètres du corps magnétique accessibles par la mesure.

L'objet de ce paragraphe est de définir, à partir d'un modèle de circulation hydrothermale décrit de façon sommaire :

- la forme et la position que prend un corps minéralisé au moment de sa formation,
- les modifications de ces deux paramètres lors d'une phase de plissement.

2.4.1 Circulation hydrothermale

Nous envisageons dans un premier temps un milieu poreux, une roche en l'occurrence, dans lequel circule une solution fluide, l'écoulement étant laminaire (2.2.2.2). Cette circulation est produite par un gradient de pression provoqué par le gradient géothermique ΔT . La concentration et la cristallisation sont créées par une modification des conditions thermodynamiques (pression, température, potentiel chimique) entraînant une rupture de l'équilibre entre le fluide et les constituants qu'il transporte (LAFFITTE 1957).

Les gradients de pression et de température étant considérés verticaux descendants, le processus de concentration s'établit par niveau. Il nécessite en outre des quantités de fluide considérables pour obtenir des gîtes minéraux de type minier (LELEU et al. 1976), ce qui peut se concevoir par un système convectif entre l'hydrosphère et la croûte océanique (BONATTI 1975).

La concentration de solutions et la cristallisation par effet thermogravitationnel (ESTEBE, SCHOTT 1970 ; SCHOTT 1973) sont aussi à l'origine de fortes accumulations à zonalité horizontale, à l'intérieur d'un milieu poreux. Dans une solution initialement homogène, le gradient thermique engendre, par simple diffusion, un gradient de concentration de sens opposé (effet SORET). L'effet thermogravitationnel résulte de celui-ci par complication avec échange de matière entre fluide froid et fluide chaud, courants laminaires et précipitation vers les parois froides.

2.4.2 Formes primaires

L'accumulation de minéraux dans une roche, à la suite d'une concentration et d'une précipitation dans une solution hydrothermale, est fonction de la structure poreuse de la roche.

Les modèles de piège mécanique (blocage des particules néoformées dans un réseau intersticiel très fin) et de piège chimique (interactions encaissant - solution entraînant des cristallisations) sont couramment employés en métallogénie, l'exemple type étant le gisement de pétrole pour lequel G.L. POSPELOV (1969) établit de nombreuses analogies avec les gîtes miniers. Dans ce cas, la forme et la position du corps minéralisé sont définies respectivement par les caractères analogues du piège .

Compte tenu du modèle de circulation hydrothermale décrit dans le paragraphe précédent, la structure poreuse suffit

à déterminer forme et position du corps minéralisé. Les phénomènes de concentration et de cristallisation à l'échelle du pore sont relatés dans le paragraphe 2.2.3.3.

L'accumulation de matière en un lieu nécessite au départ la présence de discontinuités dans la roche ou seulement de zones fragiles, matérialisées par certains objets structuraux. Nous avons défini la structure poreuse d'une roche sédimentaire à partir des espaces libres entre les particules (2.2.2.2.). Les joints de stratification, les plans de schistosité, les fractures sont autant d'objets permettant la circulation d'un fluide.

2.4.2.1 Couche et cheminée minéralisées

Le pore équivalent est une représentation géométrique de la structure poreuse. Il serait alors tentant d'associer sa forme à celle du corps minéralisé. De part sa construction, c'est une erreur : la surface du pore équivalent est construite sans tenir compte des relations de continuité du réseau interstitiel (2.2.2.2.4.2.).

En fait, la discussion s'établit sur l'aspect de la dispersion des fluides dans la roche. Considérons deux cas où la perméabilité est maximum pour des directions très voisines de la verticalité.

- 1er cas : le cheminement du fluide est assez difficile dans la direction verticale, difficile dans le plan horizontal (sédiment argileux, schiste à foliation horizontale). La dispersion est favorisée dans ce plan par le gradient de pression défini antérieurement comme vertical. La progression du fluide vers le haut est faible pour des déplacements latéraux importants. La cristallisation et l'accumulation s'effectuent sur une distance verticale faible. Le corps minéralisé a une extension maximum suivant le plan horizontal (type couche). Les parois du réseau poreux responsable de ce phénomène sont en majeure partie subhorizontales.

Il en résulte un pore équivalent tel que :

- petit axe c vertical,
- $a \approx b \neq c$.

Le plan défini par les axes a et b est le plan d'extension de la couche minéralisée.

- 2ème cas : le cheminement du fluide est très facile dans la direction verticale, difficile dans le plan horizontal. La dispersion est très limitée suivant ce plan et le corps minéralisé a une extension maximum vers le haut (type cheminée). Le pore équivalent de la structure poreuse possède :

- un grand axe a vertical,
- $a \neq b \approx c$.

Le grand axe a correspond à l'extension maximum du corps minéralisé.

En conclusion, la structure poreuse détermine la forme d'un corps minéralisé et il apparaît que le pore équivalent en rend compte.

2.4.2.2 Directions moyennes d'écoulement

Le fluide tend à s'écouler perpendiculairement à des sections circulaires (sections de perméabilité maximum) (2.2.2.2.4.). Soit deux milieux poreux représentés par leur pore équivalent, dont seule diffère la longueur de l'axe b. Les axes a, b et c sont respectivement dirigés suivant O_y , O_x et O_z .

- Figure 57 a : les axes b et c ont des dimensions voisines ($b > c$). Les sections de perméabilité maximum sont proches du plan (O_z, O_x). Pour un gradient de pression vertical descendant, le fluide progresse de A vers B, c'est-à-dire suivant la direction de plus grande longueur.

- Figure 57 b : les axes b et a ont des dimensions voisines ($b < a$). Les sections de perméabilité maximum sont proches du plan (O_x, O_y). Dans les mêmes conditions que précédemment, l'écoulement s'effectue non plus suivant la direction d'extension maximum, mais suivant l'épaisseur : de C vers D.

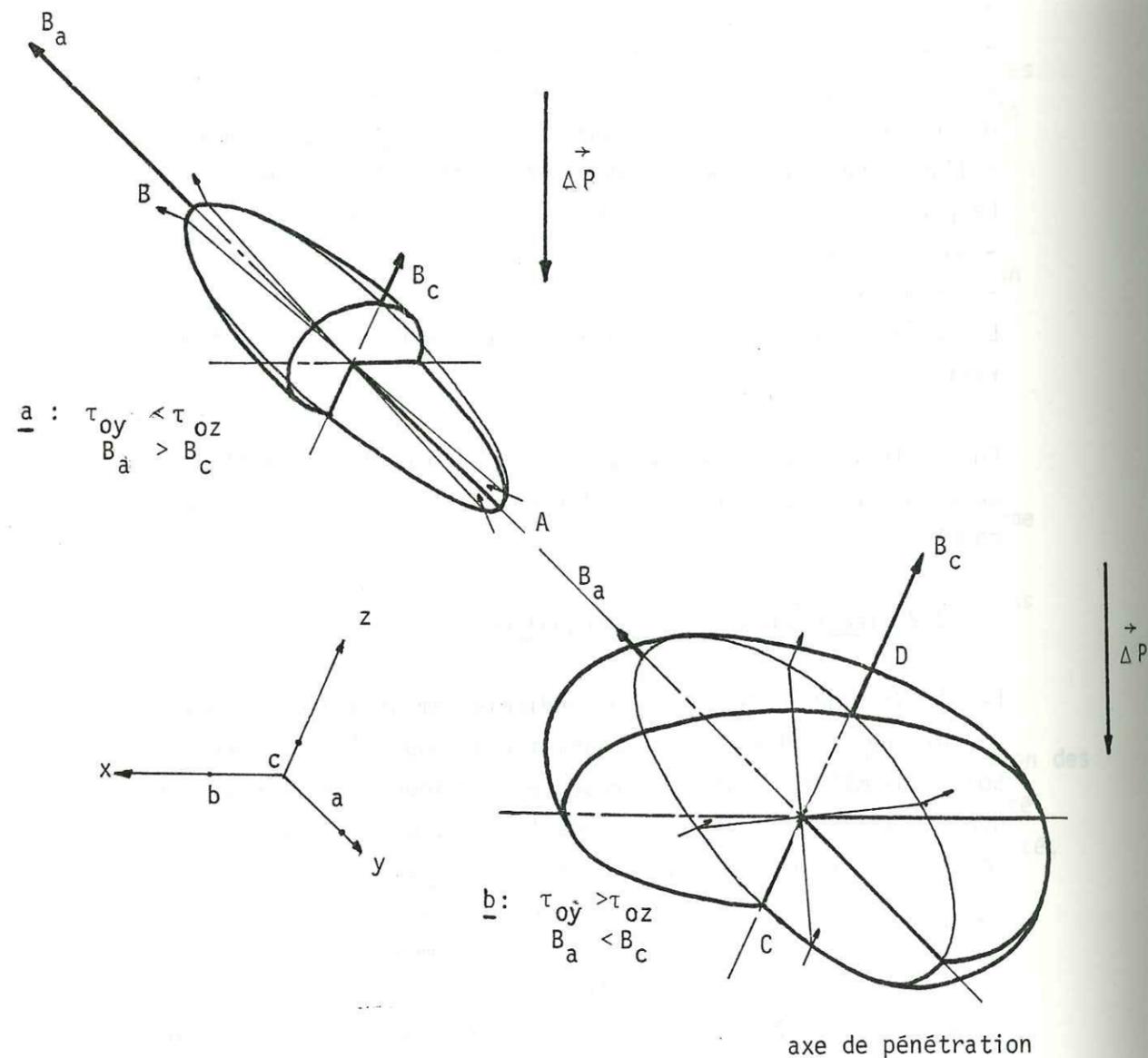


Fig. 57 : directions moyennes d'écoulement en fonction de la structure poreuse.

A différentes configurations de la structure poreuse correspondent des directions d'écoulement distinctes.

2.4.2.3 Comportement magnétique

L'aimantation rémanente naturelle, acquise lors de la formation du corps minéralisé (2.2.3), n'est pas déviée autrement que par les variations angulaires du champ magnétique externe. Il en résulte une intensité d'aimantation globale J_T constante dans tout le volume.

Ce type de formes, à aimantation homogène, fait partie de l'hypothèse de départ des interprétations classiques de levés magnétiques.

2.4.3 Formes secondaires

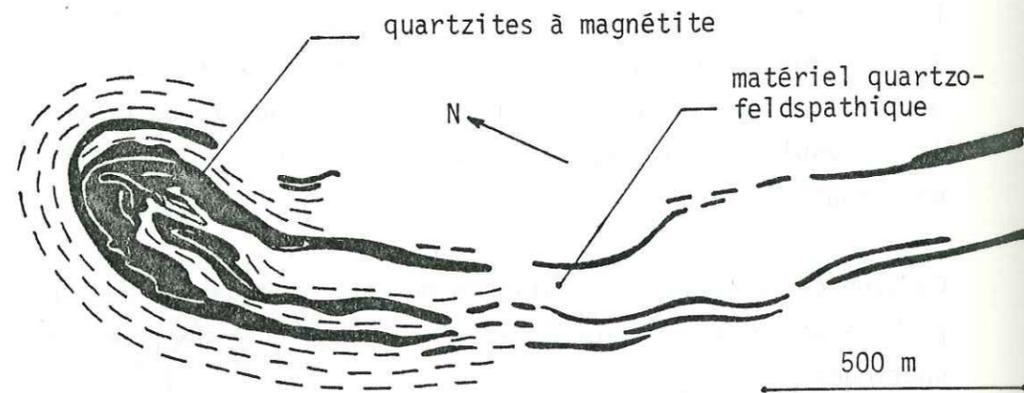
Les phénomènes tectoniques tels que la compaction, le plissement et le cisaillement engendrent des modifications de forme et éventuellement une variation des paramètres magnétiques.

La compaction produit un aplatissement du corps minéralisé et a fortiori une aimantation piézorémanente. Nous remarquons qu'une forme lenticulaire n'est pas forcément le résultat direct de la compaction. Elle se distingue de la forme compactée par l'absence d'A.P.R.

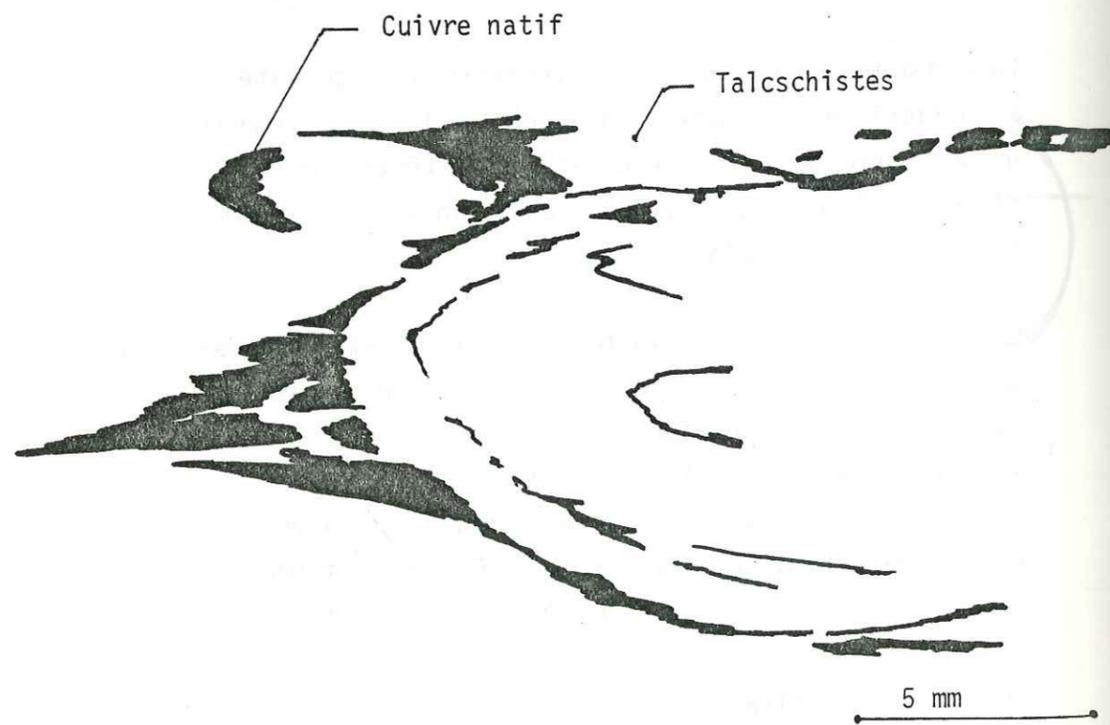
Un plissement, ou à la limite un cisaillement, crée des phénomènes locaux de reconcentration et de déconcentration. Le schéma général est le suivant :

- épaissement dans les zones de charnière,
 - respect de l'épaisseur dans les flancs du pli ou amincissement.
- Les travaux de G. BRONNER (1970, 1976), portant sur les quartzites ferrugineux précambriens de Mauritanie, mettent en évidence de nombreux phénomènes de déconcentration et reconcentration par simples modifications des paramètres géométriques, dues à des phases successives de plissement (fig. 58 a):

Fig. 58 : concentrations dans les structures plissées



- a - magnétite, région de F'Dérik (Mauritanie). (BRONNER 1976)



- b - cuivre natif (Saint-Véran, Hautes-Alpes)

L'auteur cite des reconcentrations kilométriques à partir d'un double banc de 20 mètres environ. Les études minières, effectuées essentiellement dans le Val d'Aoste (GARCIAZ 1979 ; DOUSSET, TOLARDO 1981) (chapitre 3), mettent en évidence des phénomènes semblables sur des sites de moindres dimensions (hectométriques) ainsi que sur des échantillons de quelques centimètres (fig. 58 b).

Le plissement affecte la roche à toutes les échelles et entraîne des variations de l'aimantation globale en conséquence. Celles-ci sont dues à une modification de la teneur en minéraux ferromagnétiques et à une éventuelle déviation - suivant le mode de déformation du pli - de l'aimantation rémanente naturelle. L'interprétation des anomalies de champ magnétique, liées à des roches possédant une aimantation rémanente forte vis-à-vis de leur aimantation induite, doit nécessairement tenir compte de l'aspect géométrique des rotations. L'addition arithmétique des moments rémanent et induit amène, dans un contexte plissé, à calculer un volume plus faible que le volume réel (3 . 4) ; ne pas tenir compte de l'A.R.N. revient à donner un volume excessif.

2.4.4 Conclusions

Compte tenu du modèle de circulation hydrothermale défini antérieurement (2.4.1), la structure poreuse a une incidence primordiale sur la direction moyenne d'écoulement et la forme du corps minéralisé. L'interprétation de l'effet magnétique résultant est facilitée par une aimantation globale constante. Ceci n'est pas vrai dans le cas de plissement ultérieur modifiant sensiblement cette dernière, de place en place.

Dans une roche sédimentaire ou volcano-sédimentaire, il apparaît que la circulation hydrothermale crée des corps minéralisés stratiformes (type couche), compte tenu que la structure poreuse se développe plus facilement dans des plans horizontaux (2.2.1).

La minéralisation dans une fracture, ouverte de surcroît, est une éventualité, au même titre que les concentrations dans les têtes de pli. Par ce propos, nous rejoignons celui de M. LEBLANC (1976) dénonçant "l'opinion commune du moment" qui consiste à isoler au maximum la minéralisation de l'encaissant. En réalité, comme l'auteur le montre à partir d'un grand nombre d'exemples, la relation strate - minéralisation est étroite. Pour notre part, nous contribuons à renforcer cette relation :

- en revenant sur les considérations précédentes de forme en fonction de la structure poreuse,
- en proposant une quantification ultérieure des formes à l'aide du pore équivalent et de méthodes de mesure dont nous projetons, pour certaines, l'élaboration avec l'instrument à la Division Magnétométrie du L.E.T.I. ;
- en l'argumentant favorablement par les résultats acquis lors des travaux miniers effectués dans le Val d'Aoste (ITALIE) (chapitre 3).

2.5 CONCLUSIONS

Les paramètres suivants :

- aimantation rémanente naturelle,
- susceptibilité magnétique et anisotropie associée,
- aimantation globale,

sont déterminés par des méthodes magnétiques appropriées.

L'information porte d'une part sur le volume d'une formation rocheuse, sa forme et sa position actuelle ; d'autre part sur sa texture définie au moment de la genèse ou ultérieurement par l'application de contraintes. Enfin, si la roche possède des grains ferromagnétiques, il est possible de retrouver sa position au moment de sa genèse ainsi que des directions de contraintes anciennes.

D'un point de vue pratique, les relations entre la structure et les paramètres magnétiques ne sont pas toujours évidentes. En prenant comme exemple l'acquisition d'une aimantation

rémanente chimique, nous démontrons la nécessité de prendre en considération la nature poreuse de la roche. A ce propos, l'étude récente de J. SILVY portant sur les milieux fibreux mène à une géométrisation de la structure poreuse : le pore équivalent. L'emploi de cet outil sous-entend la circulation d'un fluide (de viscosité quelconque) dans le réseau intersticiel. Supposant l'écoulement d'une solution hydrothermale, il nous a été possible d'expliquer physiquement les phénomènes de concentration et de cristallisation dans les zones à forte courbure telles que les charnières de pli par exemple. Ainsi, les anomalies magnétiques spatiales mesurées sur un secteur et la structure poreuse sont étroitement liées. Ce résultat est d'autant plus important que les transferts de matière accompagnent la déformation (GRATIER 1979) et par conséquent peuvent oblitérer les effets de celle-ci sur l'A.R.N. et l'anisotropie de susceptibilité.

Reprenant le modèle du pore équivalent, il est montré que la forme d'un corps minéralisé et l'écoulement de la solution qui le génère sont liés à la structure poreuse. Compte tenu de la structure litée des roches en général, la concentration stratiforme est la plus fréquente, quoique souvent méconnue comme le remarque M. LEBLANC, les autres minéralisations ne présentant qu'un caractère éventuel lié aux déformations par pli ou par fracture. A l'opposé, les corps minéralisés du second type possèdent des caractéristiques (teneur moyenne, volume) souvent plus prometteuses comme nous le verrons dans le chapitre 3. L'analyse magnétique intervient à deux niveaux :

- analyse de la structure poreuse,
- reconnaissance des formes par levés magnétiques.

DEUXIEME PARTIE

RÉSULTATS DES CAMPAGNES DE TERRAIN

INSTRUMENTATION

CHAPITRE III

CARACTÉRISATION DES STRUCTURES PAR MÉTHODES MAGNÉTIQUES RÉSULTATS DES CAMPAGNES DE TERRAIN

Les méthodes magnétiques en terrain montagneux n'ont pas eu jusqu'à présent la faveur de l'opinion commune des personnes aptes à juger de leur efficacité. Pourtant depuis quelques années, des études entrant dans ce cadre se déroulent avec succès (POCACHARD 1977 ; GIOAN 1978 ; GARCIAZ 1979 ; DOUSSET, TOLARDO 1981). A un terrain montagneux s'associe toujours une structure géologique complexe. La présente démarche consiste à estimer la contribution de la magnétométrie à l'étude de ces structures par une série de travaux menés sur le terrain. Ceux-ci portent sur :

- la rotation de l'A.R.N. par un plissement,
- l'effet magnétique créé par une structure poreuse,
- la relation entre la texture et l'anomalie magnétique,
- la localisation et l'évaluation des paramètres géométriques d'un gisement de magnétite.

3.1 RELATION PLI-ROTATION DE L'AIMANTATION REMANENTE

Avant d'exposer les divers résultats ayant trait à la rotation de l'aimantation rémanente par plissement de la roche, nous décrivons dans un premier paragraphe les méthodes de prélèvement utilisées ainsi que les dispositifs de traitement et de mesure de l'échantillon.

L'accueil de C. LAJ dans son laboratoire de paléomagnétisme au Centre des Faibles Radioactivités (GIF/YVETTE) nous a permis d'effectuer le prélèvement, ainsi que le traitement et la mesure des échantillons.

3.1.1 Prélèvement, traitement et mesure

Les méthodes qui suivent sont, à quelques exceptions près, identiques à celles utilisées par C.LAJ et ses collaborateurs (VALET 1980 ; VALENTE 1980). Pour cela, nous n'en faisons qu'un bref exposé.

L'échantillonnage s'effectue par prélèvement de carottes de 2,5 cm de diamètre et de 10 cm de longueur, à l'aide d'un carottier à couronne diamantée rapportée sur un tube en bronze ou en acier inoxydable. L'énergie est fournie par un groupe électrogène de 1 kW. L'injection d'eau par le centre du carottier permet de refroidir les surfaces en friction et d'évacuer les produits d'usure. L'usinage par friction peut apporter une modification de l'aimantation sur le pourtour de l'échantillon. A ce sujet, M. WESTPHAL (1980) signale un phénomène de ce type concernant une pellicule superficielle de 0,5 mm pour des péridotites.

L'orientation de la carotte est faite au moyen d'un instrument comportant boussole et cadran solaire, développé initialement par N. BONHOMMET et B. SICHLER (voir VALET ou VALENTE 1980). La précision de la mesure est estimée à 3°.

L'étude du pli de Monzalet (3.1.7) n'exigeait pas une précision de cet ordre. L'affleurement se situant à une altitude moyenne de 2 700 m et à deux heures de marche, nous avons préféré effectuer un repérage sommaire sur des échantillons détachés au marteau et au burin. Ce repérage consiste à déterminer la position du plan horizontal par deux lignes tracées respectivement sur deux faces ; en donnant un sens à l'une de ces lignes, nous en prenons l'orientation en ayant soin de préciser la polarité de l'échantillon, par rapport au plan horizontal. La précision de cet opération est estimée à 5°, mais compte-tenu du carottage ultérieur, elle n'est guère inférieure à 10° (3.1.6).

Le conditionnement de l'échantillon se termine en laboratoire, par le sciage des carottes. L'objet fini a les dimensions suivantes : hauteur 2,5 cm ; diamètre 2,5 cm ; volume 12,27 cm³.

Le traitement des échantillons par champ magnétique alternatif décroissant ou par chauffage et refroidissement, tous deux en l'absence de champ continu (le champ terrestre en l'occurrence), a pour but immédiat de détruire certaines aimantations parasites. En règle générale, l'effet thermique s'avère plus efficace.

Les mesures ont été effectuées sur un magnétomètre à rotation du type "fluxgate", commercialisé par DIGICO (MOLYNEUX 1971). Sa sensibilité est de 10⁻⁵ A/m, ce qui permet de mettre en évidence des aimantations de quelques 10⁻⁴ A/m. L'appareil restitue le module de l'aimantation rémanente, son inclinaison et sa déclinaison pour la position de l'échantillon au moment de son prélèvement.

3.1.2 Analyse

La mesure restitue les coordonnées polaires de l'aimantation rémanente en un point moyen. Considérons que la roche a subi une déformation modifiant la direction de l'A.R.N. de

de place en place. S'il y a eu rotation par basculement autour d'un axe horizontal, il convient d'effectuer la rotation inverse par simple correction de pendage. La technique paléomagnétique utilise classiquement cette opération (SCHOTT 1976), ce qui restreint le prélèvement à des strates peu inclinées. En toute rigueur, il est nécessaire de connaître le mécanisme modifiant la position de la roche :

- si le pendage est causé par une succession de failles normales lors de la compaction, la correction a un caractère négatif ;
- si le pendage est causé par un pli par flexion, la correction implique de connaître la direction de l'axe du pli.

L'axe du pli est purement virtuel, il reste donc à le déterminer. Nous pouvons avoir recours à divers moyens :

- directement par l'orientation d'un marqueur tel que l'intersection de la stratification S_0 et de la schistosité de plan axial S_1 (cas limité aux plis cylindriques),
- par construction en recherchant l'axe d'enroulement de la surface plissée S_0 .

Dans les deux cas, la précision de l'orientation de l'axe est largement tributaire de la définition des marqueurs.

C'est par l'analyse de l'A.R.N. que nous nous proposons de déterminer l'axe du pli ainsi que l'angle de rotation des couches. Deux méthodes sont exposées en annexe 1 et 2 : la première utilise un canevas de Wülf méridien, la deuxième est totalement analytique. Il s'agit tout d'abord de déterminer l'axe d'enroulement d'une surface plissée décrite par une génératrice, portant le vecteur rémanent, autour d'un point fixe (VIALON et al. p. 36 1976). Connaissant dès lors l'angle δ (fig. 59 b), nous obtenons l'angle α , lié à la surface plissée, à partir de l'angle β compris entre deux vecteurs rémanents. La détermination complète nécessite trois vecteurs rémanents au minimum, répartis si possible de part et d'autre de la charnière (fig. 59 a).

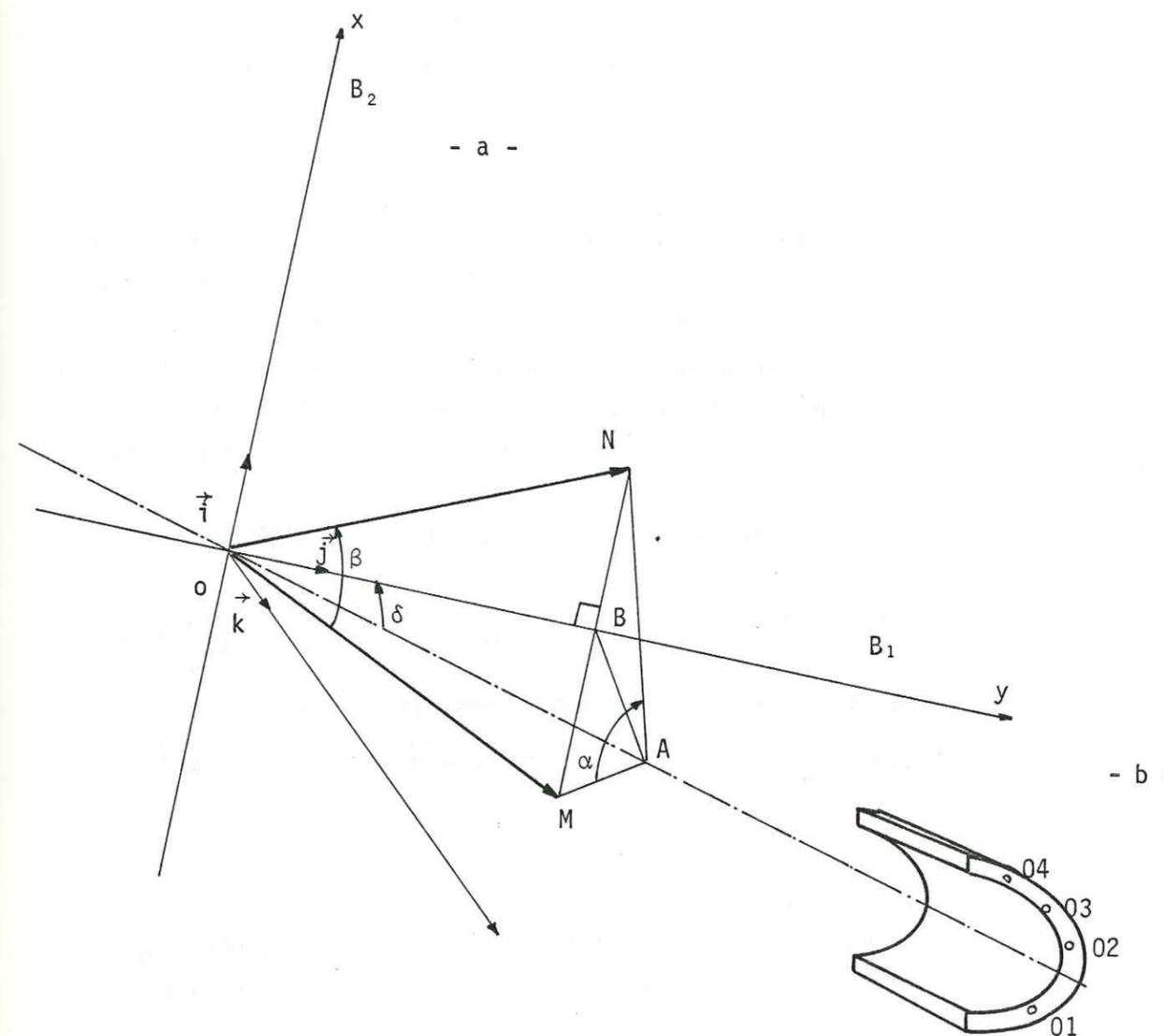


Fig. 59 : enroulement d'une surface autour d'un axe et rotation associée de l'ARN

Nous nous sommes affranchis du marqueur S_0 en utilisant la rotation de l'A.R.N. En conséquence, la position de la stratification demeure toujours inconnue dans la structure plissée. Généralement, nous arrivons à préciser, soit en dehors de la zone déformée, soit localement dans le pli (3.1.6, 3.1.7), une direction et un pendage de S_0 . Connaissant aussi en ce point les coordonnées de l'A.R.N., il devient possible, à la limite, de retracer l'enveloppe plissée de S_0 .

Cette démarche suppose que la position de l'A.R.N. est fixe vis-à-vis de la stratification le long du pli. Cela implique la connaissance parfaite du mode de déformation et des conditions thermodynamiques. En réalité, le premier but est de montrer que la rotation de l'A.R.N. est significative ou non de la forme du pli. Il s'agit ensuite d'envisager ce problème sur des roches de types très différents (nature, déformation) et à des échelles variables. Six plis ont été échantillonnés :

<u>nom du site</u>	<u>nature de la roche</u>	<u>ordre de grandeur</u>
BRIGNOUD-LAVAL:	calcaires marneux liasiques ;	mètre
ESPREAUX :	calcaires marneux néocomiens ;	mètre
MONZALET :	serpentinites	; hectomètre
ST GEORGES D'HURTIÈRES :		
1 et 2 :	sidérite massive	; décimètre
3 :	micaschistes chloriteux	; décimètre
VAL SAPIN :	cipolin gréseux	; décimètre

Le caractère préliminaire de l'étude nous impose de présenter tous les résultats obtenus sur ces sites.

3.1.3 Val Sapin

3.1.3.1 Description et résultats

Le Val Sapin (Val d'Aoste, Italie) est situé à la limite des domaines Briançonnais et ultra-helvétique (fig. 60). L'étude effectuée en collaboration avec P. DOUSSET (1981) porte sur la minéralisation stratiforme à barytine-fluorine-galène-blende du domaine ultra-helvétique.

La couche minéralisée est affectée de plis P_1 , soit concentriques isopaques soit semblables, à axes subhorizontaux NE - SW, repris par des ondulations P_2 N 150° 65° S (fig. 61). Elle se présente sous la forme d'une succession d'amas créés probablement par le plissement P_1 d'une minéralisation lenticulaire.

Au lieu dit Trou des Romains, nous avons effectué un prélèvement de 18 carottes sur un de ces plis P_1 , dans la couche minéralisée et dans les cipolins adjacents. L'aimantation rémanente des échantillons prélevés ne dépasse pas quelques 10^{-4} A/m. L'analyse s'est avérée impossible. Remarquons que l'utilisation du rémanomètre (4.1) sur ce site nous aurait évité ce travail inutile.

Toujours dans le Val Sapin, nous avons choisi un autre site plissé sur un bloc de cipolin gréseux, provenant de la série Briançonnaise (fig. 62 a). Il s'agit d'un pli semblable (classe 2 ; RAMSAY 1967) : il est commun d'associer à cette forme un mode de déformation ne faisant guère intervenir la rotation (aplatissement ou cisaillement). A la boussole, l'axe du pli a une rotation N 10° 70° S.

Quatre échantillons ont été prélevés sur le pourtour du pli. Les mesures ont été faites sans désaimantation progressive (donc une seule série de mesures) et avec le magnétomètre à

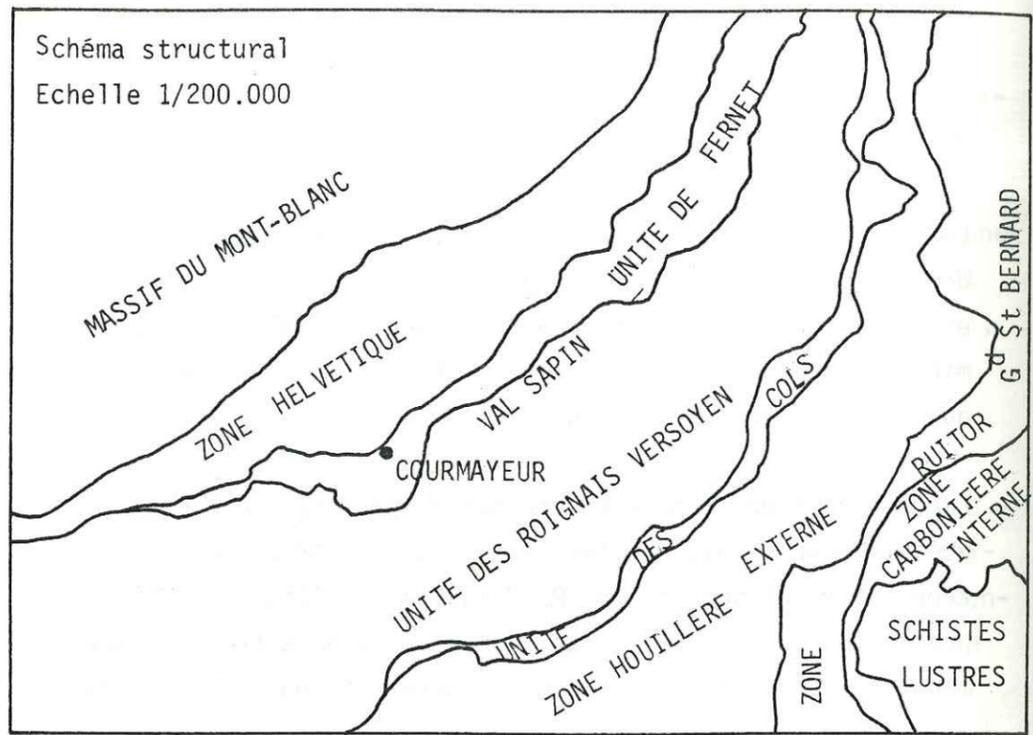


Fig. 60 : situation générale du Val Sapin (Carte 1/50000 MONT-BLANC)

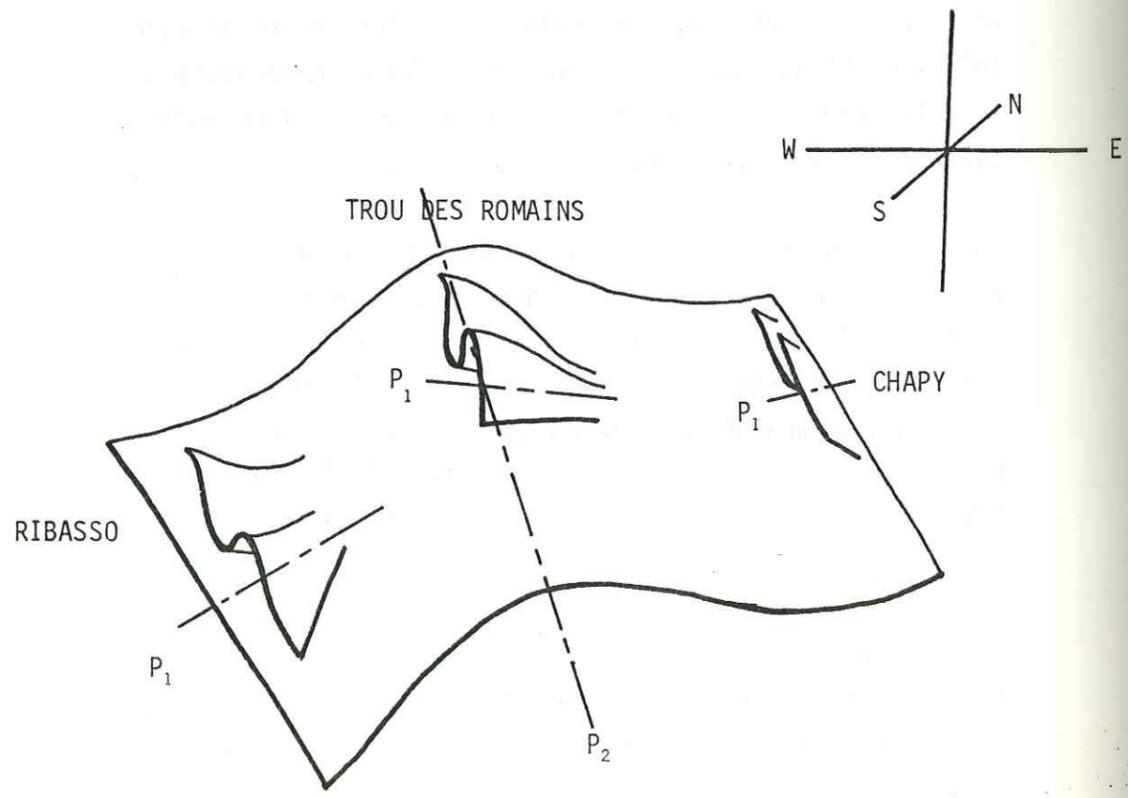


Fig. 61 : Val Sapin . Plissements P_1 et P_2

Fig. 62a : site prélevé

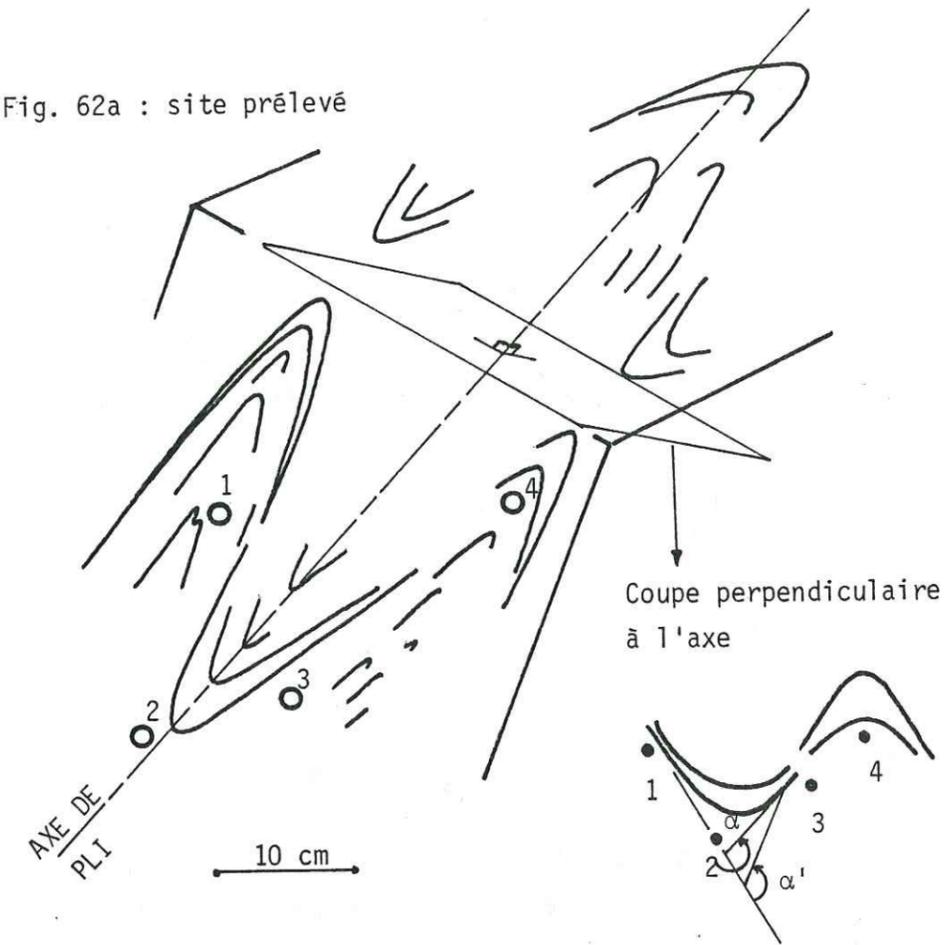
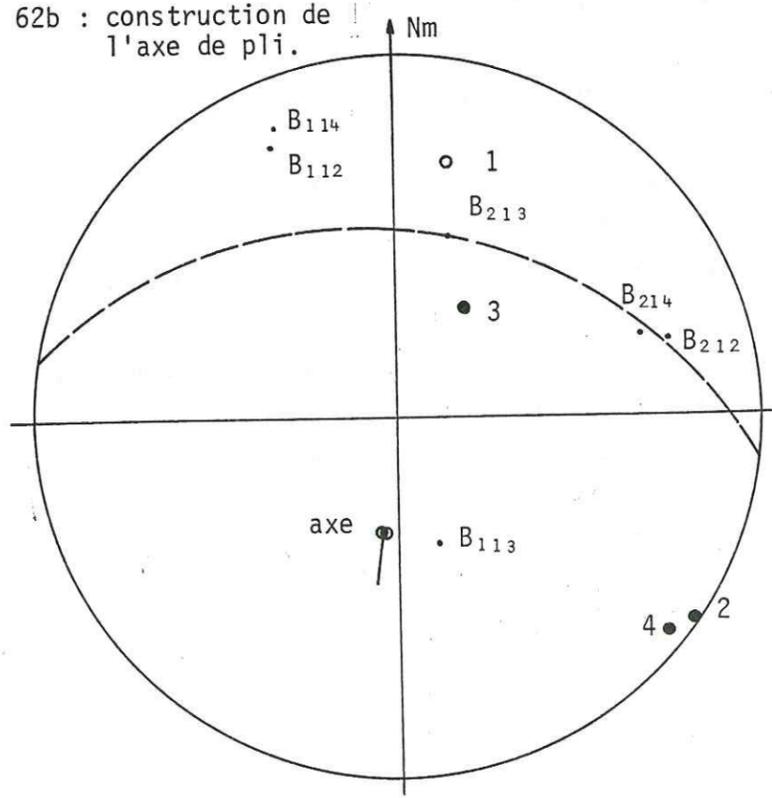


Fig. 62b : construction de l'axe de pli.

- $I < 0$
- $I > 0$



SQUID du L.E.T.I. (4.2). Les résultats sont les suivants :

Echantillon	Déclinaison	Inclinaison	Intensité 10^{-3} A/m
1	: 192 °	; - 18°	; 8,7
2	: 127°	; 1°	; 2,3
3	: 29°	; 52°	; 4,0
4	: 131°	; 4°	; 3,4

En choisissant l'échantillon 1 comme origine (voir annexes 1 et 2)

Couple	β (A.R.N.)	α (S_0)
1 - 2	: 64°	; 67°
1 - 3	: 140°	; 168°
1 - 4	: 64°	; 67°

Avec du pli : N 13° 56° S (erreur maximum : 3°).

Les deux orientations de l'axe sont cohérentes, l'écart sur l'inclinaison étant probablement dû à une erreur d'appréciation à la boussole.

En ce qui concerne l'angle α , plusieurs remarques sont à faire :

- les différents angles α se corrélaient en première approximation avec la forme du pli,
- du point 1 au point 3, l'angle α dépasse de plus de 20° l'angle réel α' (voir coupe A),
- les intensités d'aimantation rémanente sont maximums sur les flancs (1,3), minimums au niveau des charnières (2,4),
- compte tenu de la position du bloc, les vecteurs rémanents ont des orientations proches de S_0 .

3.1.3.2 Interprétation et mécanismes du pli

L'aimantation rémanente visqueuse est négligeable. Dans le cas contraire, les quatre A.R.N. auraient une direction proche. La distribution de ces aimantations provient en grande partie d'un mécanisme de rotation au niveau des strates. Entre 1 et 3, l'écart positif ($\alpha > \alpha'$) ne peut s'interpréter comme résultant d'une déformation par cisaillement transversal de la couche qui aurait entraîné un effet inverse ($\alpha < \alpha'$). La cause de cet écart angulaires semble être liée aux effets piézomagnétiques, ce qui sous-entend une déformation secondaire par aplatissement. La contrainte majeure, normale au plan axial du pli entraîne une rotation de l'A.R.N. antérieurement acquise et crée une aimantation piézorémanente de telle sorte que la résultante tende vers ce plan axial (1.4). Enfin, ajoutons que la différence des intensités magnétiques s'interprètent de deux manières :

- les effets piézomagnétiques entraînent une diminution de l'aimantation parallèle à la contrainte majeure et une augmentation dans le plan axial (1.4.4.2),
- le transfert de matière engendré par la contrainte majeure crée une anomalie positive en oxydes de fer sur les flancs du pli (GRATIER 1979).

En conclusion, l'analyse de l'aimantation rémanente met en évidence :

- l'axe du pli,
- une déformation par rotation et aplatissement,
- le rôle de l'aimantation piézorémanente.

3.1.4 Espréaux

3.1.4.1 Description et résultats

Le pli est situé en bordure de la route D 20, au sud de Veynes (Hautes-Alpes), 2 500 m avant Espréaux en face du Grand Bois et à 1.000 m d'altitude.

Les flancs sont peu ou pas déformés, la courbure étant localisée au niveau de la charnière (fig. 63 a). La direction de l'axe du pli est N 168° 30° S.

Neuf carottes ont été prélevées dans un calcaire marneux clair contenant localement des mouchetures de pyrite. Les aimantations rémanentes ne dépassent pas quelques 10^{-4} A/m après désaimantation à $4 \cdot 10^3$ A/m (50 Oe). La détermination s'avère très floue : l'erreur sur la déclinaison et l'inclinaison peut atteindre $\pm 20^\circ$.

Compte tenu de ces imprécisions, nous constatons que la distribution moyenne des aimantations rémanentes est proche du champ magnétique actuel (fig. 63 b). A priori, nous en concluons à l'action d'une aimantation rémanente visqueuse. Poursuivant nos investigations, nous avons déterminé par méthode graphique (annexe 1) l'éventuel axe d'enroulement des vecteurs rémanents (fig. 64 a) : nous avons effectué une moyenne sur les échantillons 1,2,9 d'une part et 6,8 d'autre part afin d'atténuer le degré d'imprécision : après construction, la direction de l'axe d'enroulement des aimantations rémanentes mesurées est la suivante :

N $16^\circ 40'$ H

avec une erreur de $\pm 30^\circ$ sur l'azimut et l'inclinaison.

3.1.4.2 Interprétation et influence des aimantations secondaires

Les directions de l'axe d'enroulement de l'A.R.N. et de l'axe de pli sont très différentes. La cause est en partie liée au fait que le rapport signal / bruit est faible : une erreur systématique sur la mesure (aimantation du porte échantillon par exemple) aura modifié sensiblement la direction de l'axe.

Il est possible d'envisager d'autre part l'action d'une aimantation secondaire \vec{J}_2 , acquise soit lors du plissement, soit postérieurement. Considérons plusieurs cas de figure.



Fig. 63a : Espréaux . Vue d'ensemble

- I < 0
- I > 0

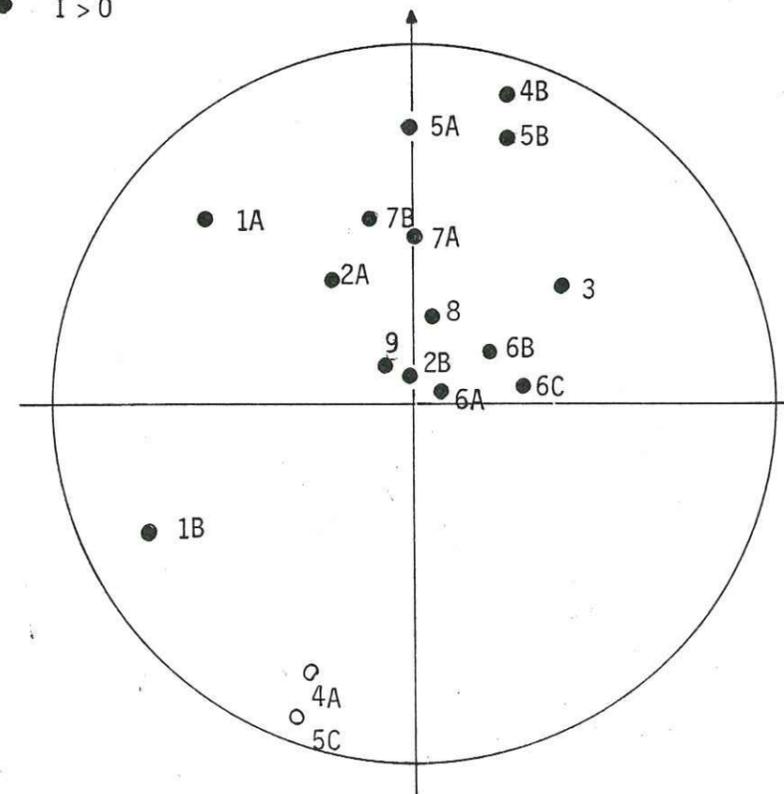


Fig. 63b : Espréaux ARM après $H_N = 400$ A/m

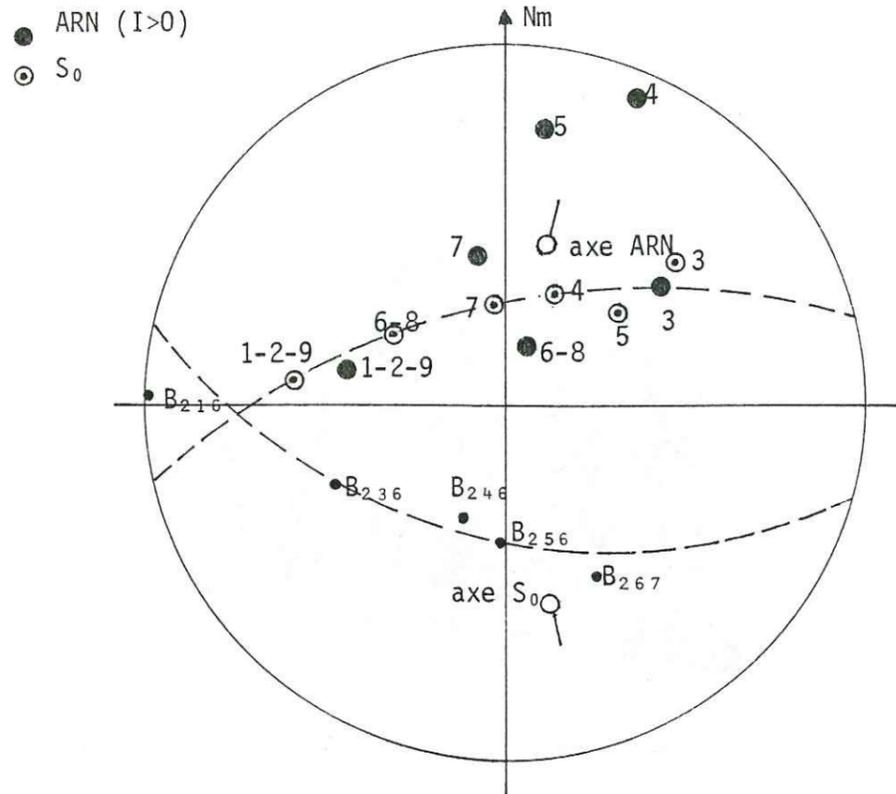


Fig.64a: axe de pli(S_0) et axe d'enroulement(ARN)

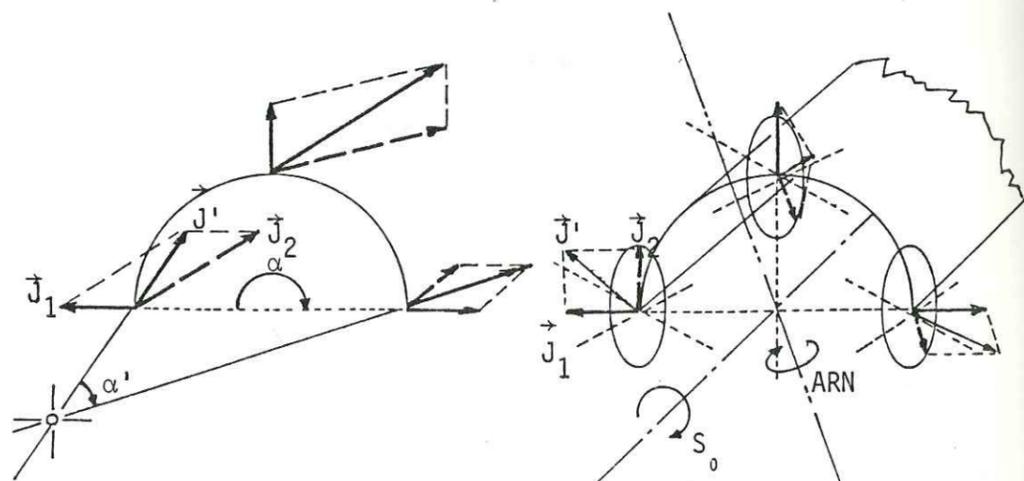


Fig.64b: J_1 et J_2 coplanaires

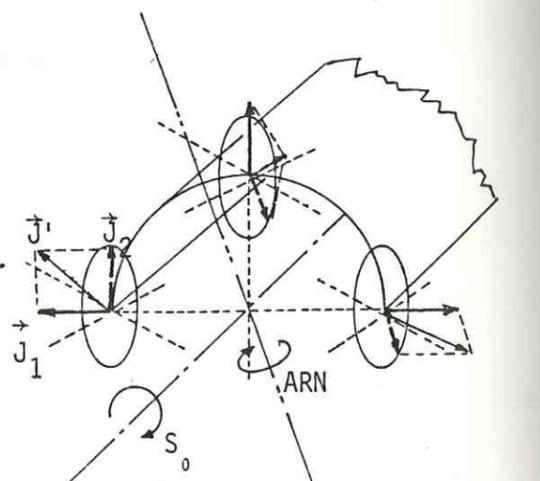


Fig.64c: J_1 et J_2 non coplanaires

Influence d'une aimantation secondaire sur la détermination de l'axe de pli à partir de l'ARN

- L'aimantation secondaire a une intensité et une direction constante. Si l'aimantation primaire \vec{J}_1 marque l'enroulement de S_0 , l'action de \vec{J}_2 sur la direction de l'axe est nulle : la direction de l'axe d'enroulement de l'A.R.N. correspond à celle de l'axe du pli. Par contre, l'angle α' déterminé à partir des aimantations est inférieur à la courbure réelle α de la strate, comme le montre la figure 64 b (\vec{J}_1 est supposée perpendiculaire à S_0 , \vec{J}_2 dans le même plan que \vec{J}_1).

- L'aimantation secondaire a une intensité ou / et une direction différentes suivant sa localisation dans le pli. Une variation du module de \vec{J}_2 peut s'assimiler dans le cas le plus simple à une rotation de ce vecteur dans un plan et autour d'un axe B. Si cet axe est parallèle à l'axe du pli, c'est-à-dire si \vec{J}_2 reste perpendiculaire à celui-ci, les axes d'enroulement de l'A.R.N. d'une part et de S_0 d'autre part ont même direction. Pour tout autre position de l'axe B, il existe un axe A' d'enroulement de l'A.R.N. (le produit de plusieurs rotations est toujours une rotation) différent de l'axe de pli A. Dans le cas considéré en figure 64 c, nous supposons une aimantation \vec{J}_1 normale à S_0 et une aimantation \vec{J}_2 définie dans un plan perpendiculaire à l'axe B de direction constante. Il en résulte une direction d'axe A' variant en fonction de la position de \vec{J}_2 , toutes choses étant par ailleurs égales.

En résumé, une aimantation secondaire peut entraîner une différenciation des axes d'enroulement relatifs à l'A.R.N. et à la stratification, si elle ne possède pas une intensité et une direction constantes, tout le long de la surface plissée. Dans ce cas, l'aimantation secondaire est créée par des phénomènes locaux variant le long du pli : il peut s'agir soit de cristallisations (pyrite) qui engendrent une A.R.C. et une A.R.V. éventuelle, soit d'effets piézorémanents.

3.1.5 Brignoud-Laval

3.1.5.1 Description et résultats

Le pli est situé en bordure de la route allant de Brignoud à Laval, (Isère), à 400 m d'altitude, dans les calcaires marneux sombres du Lias.

Sa structure (fig. 65 a), plus complexe que dans le cas précédent (3.1.4.1), laisse supposer un mécanisme autre que la flexion des strates, cette dernière pouvant jouer un rôle très limité.

Dix-neuf carottes ont été prélevées. Avant traitement, les aimantations rémanentes sont de quelques 10^{-3} A/m en moyenne et se regroupent suivant une orientation proche du Nord magnétique actuel (fig. 66 a). La désaimantation par champ alternatif jusqu'à $3,2 \cdot 10^4$ A/m (fig. 66 b - c - d - e, fig. 67 a) entraîne une diminution de l'intensité dans un rapport 1/2 en moyenne, mais ne modifie pas sensiblement l'orientation. Par contre, un chauffage modéré à 100° C puis à 150° C fait disparaître la quasi-totalité de l'A.R.N. primaire (fig. 67 b) ; il en résulte un phénomène de dispersion tel que les aimantations s'éloignent du Nord magnétique jusqu'à avoir des inclinaisons négatives (dirigées vers le haut).

3.1.5.2 Interprétation et mesure à haute sensibilité

Nous ne saurions attacher trop d'importance aux mesures obtenues après le traitement thermique à 150° C. Quoique la construction de l'axe d'enroulement, faite à partir de ces données, nous donne une direction subhorizontale NE - SW proche de l'axe réel du pli ($N 20^\circ 10' N$), les intensités sont en moyenne beaucoup trop proches du seuil de détection de l'appareil (DIGICO) pour que nous puissions y accorder notre confiance. L'étude ne peut être envisagée qu'avec l'aide de capteurs plus sensibles.

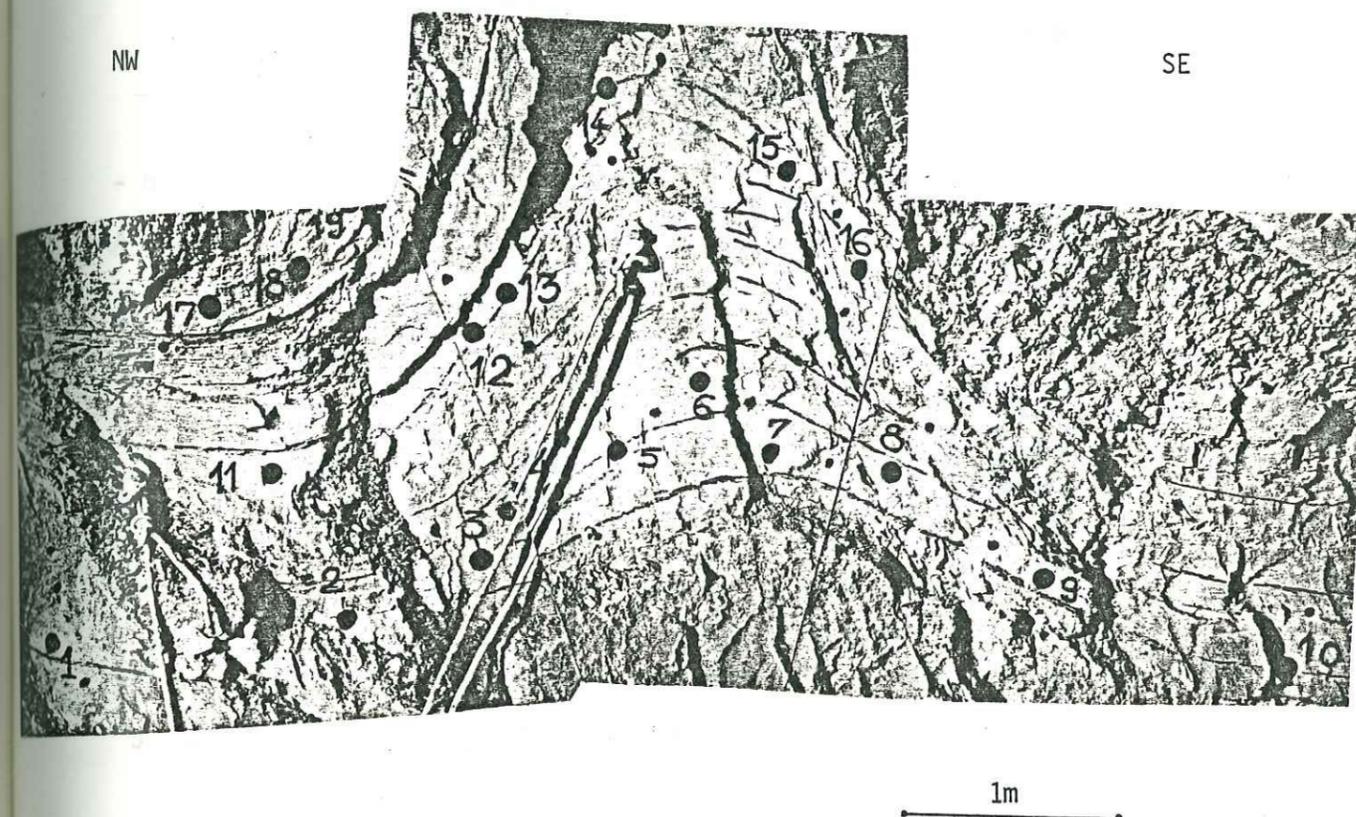


Fig.65: Brignoud-Laval; situation des prélèvements

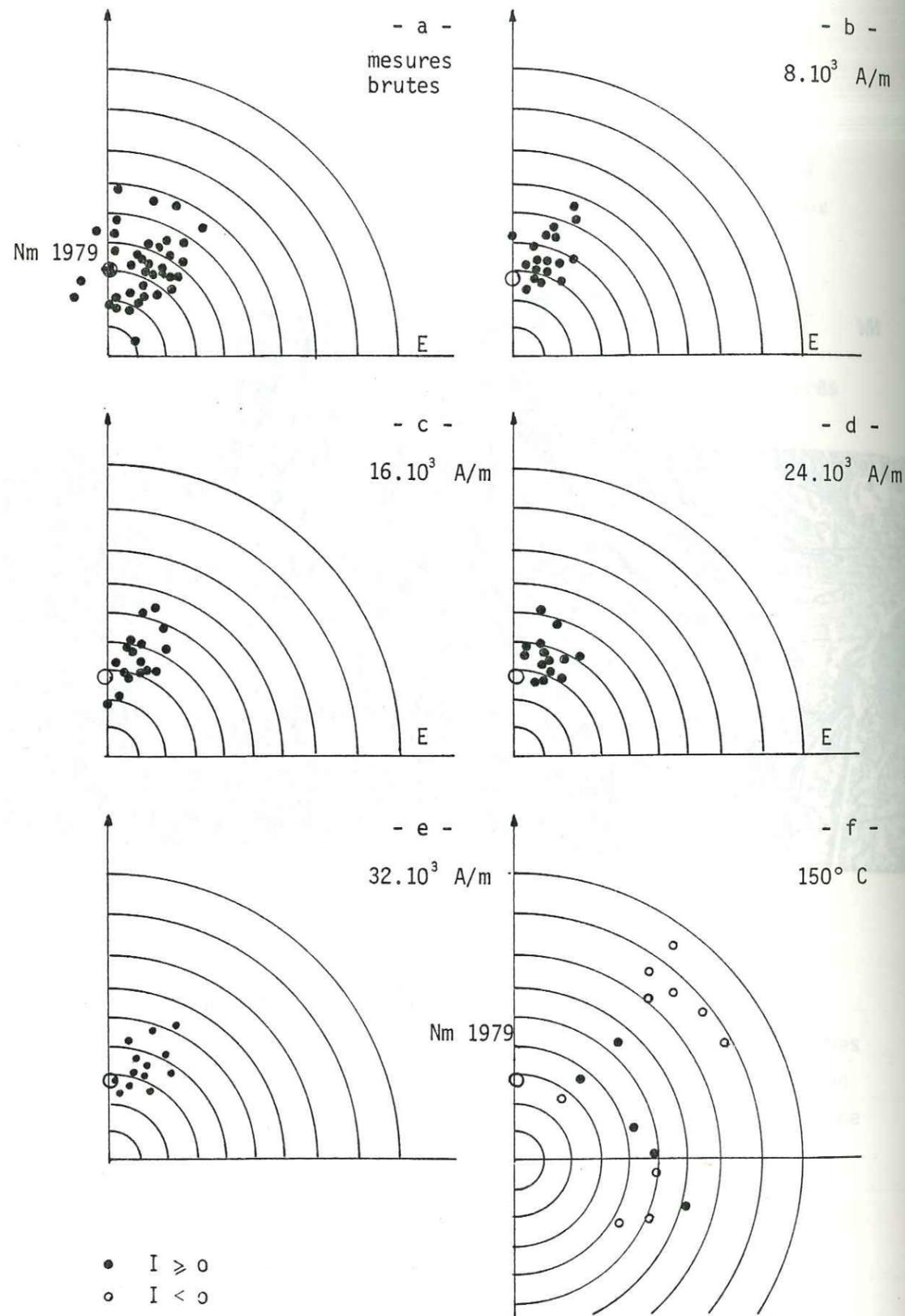


Fig. 66 : Brignoud -Laval ; positions de l'ARN sans traitement (a), puis après traitement aux champs alternatifs (b, c, d) ou au four thermique (f).

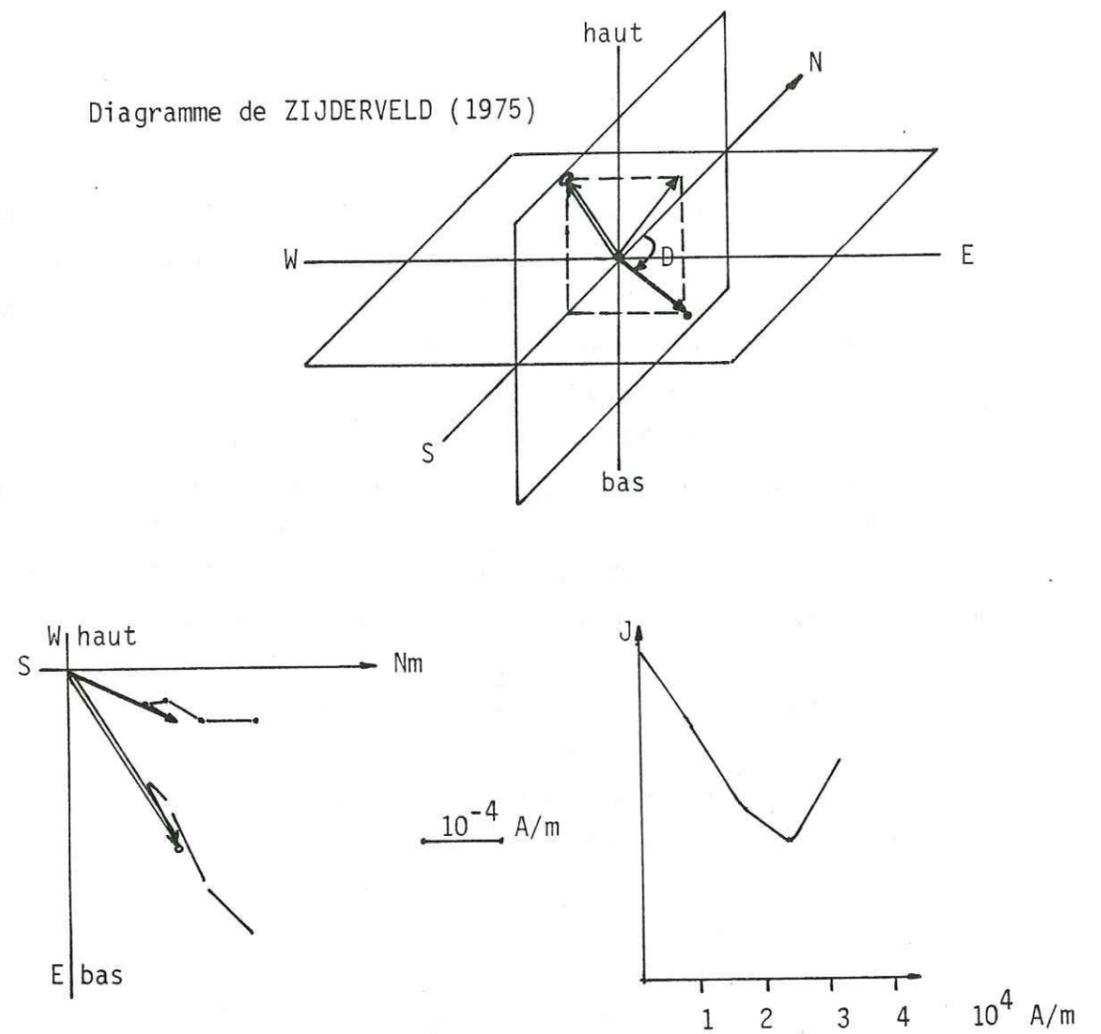


Fig.67a: ARN ; échantillon BL79002C
Traitement par champ alternatif

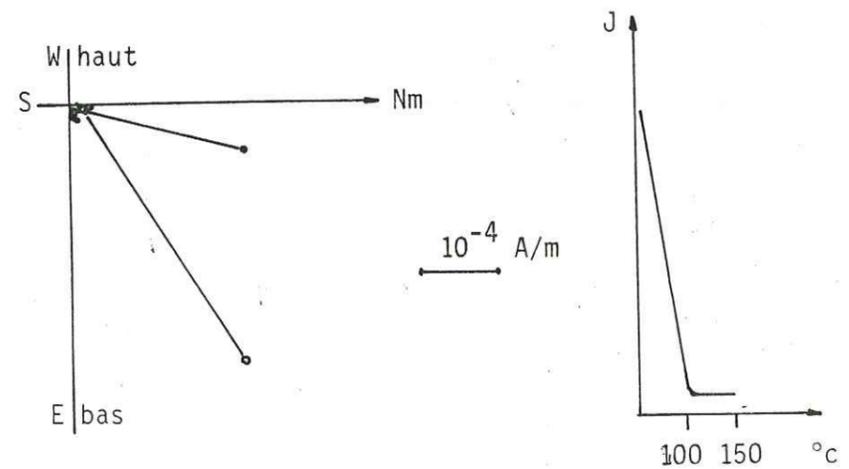


Fig.67b: ARN ; échantillon BL790002B
Traitement thermique

3.1.6 Saint-Georges d'Hurtières : Sainte Barbe, Trinité

3.1.6.1 Description des deux sites

Le prélèvement a été effectué à l'intérieur de l'ancienne mine de St-Georges (Aiguebelle, Savoie) qui a fait l'objet d'une étude détaillée par H. DABROWSKI et B. CABROL (1968). Il porte sur deux sites du niveau 1 150 m (fig. 68 a).

- Sainte Barbe (01) : douze carottes (dix dans la sidérite et deux dans les micaschistes) se répartissent le long d'une structure courbe de la minéralisation ; la couche minéralisée, subhorizontale au SW, s'incurve sur une vingtaine de mètres pour plonger verticalement au niveau d'une faille N 120.
- Trinité (02): six échantillons ont été prélevés au marteau et au burin dans la sidérite suivant une direction NW - SE, à raison de un tous les 20 mètres environ ; la formation minéralisée est subhorizontale vers le NW (échantillon 1) puis accuse progressivement un pendage SE ne dépassant pas 30° au niveau de l'échantillon 6.

3.1.6.2 Résultats

Les intensités d'aimantation rémanente se répartissent comme suit :

	Avant traitement	Après traitement à 200° C
	10 ⁻⁴ A/m	10 ⁻⁴ A/m
Sainte-Barbe :	2 < J _r < 300	3 < J _r < 220
Trinité :	1 < J _r < 33	2 < J _r < 19

A Sainte-Barbe, les intensités supérieures à 10⁻² A/m se répartissent dans les micaschistes d'une part et près de la faille N 120° (fig. 69 a).

Les aimantations rémanentes des deux échantillons prélevés dans les micaschistes de la série satinée ont une direction

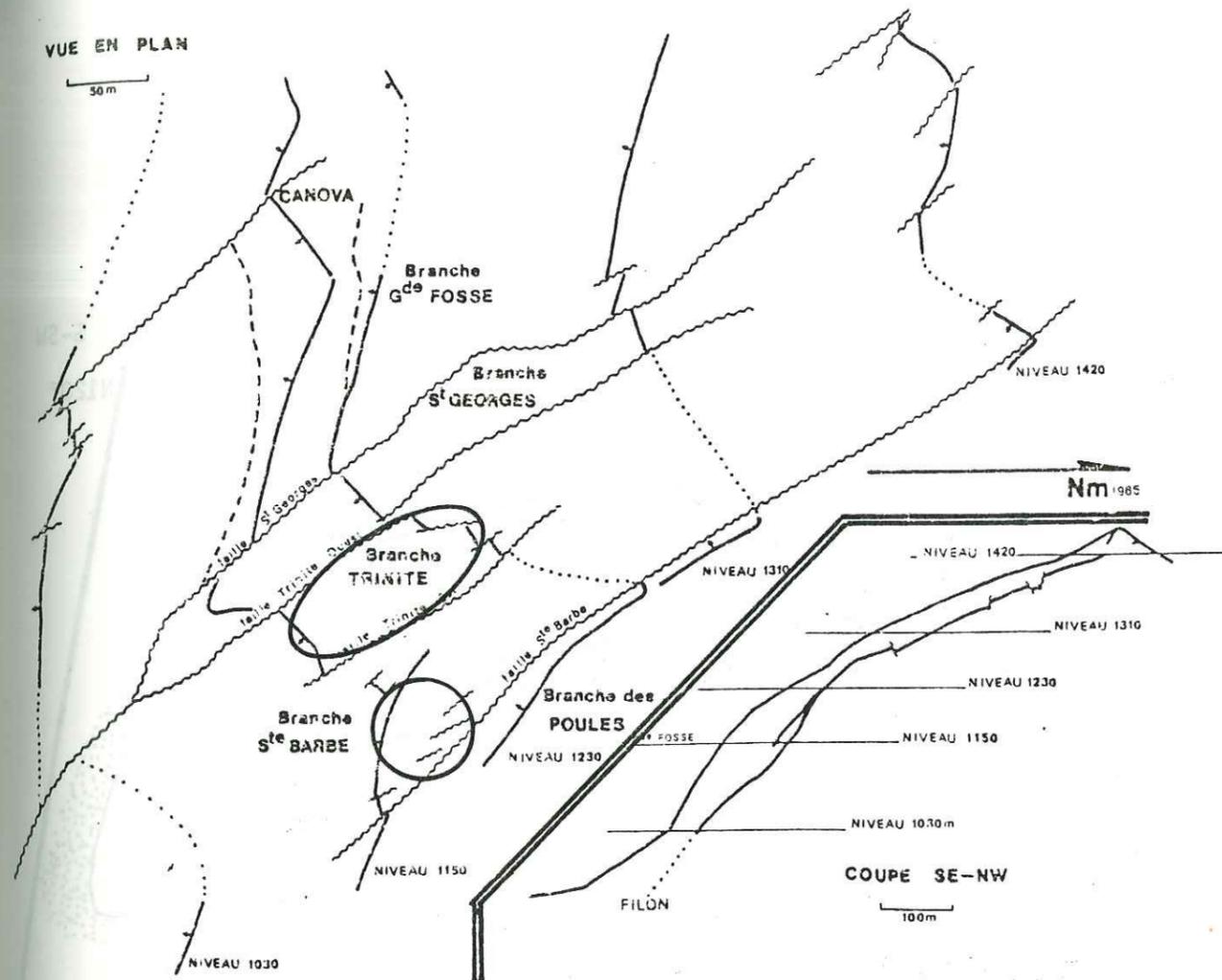


Fig.68a: mine de Saint-Georges d'Hurtières (CABROL 1967); situation générale des secteurs étudiés

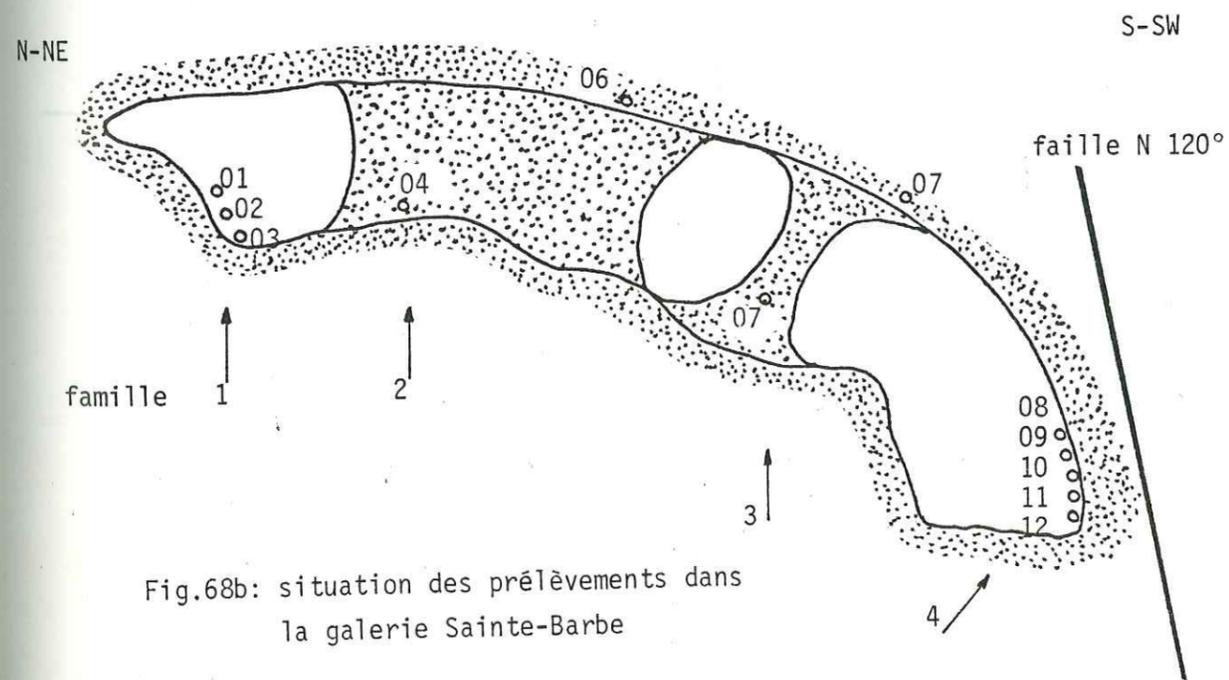


Fig.68b: situation des prélèvements dans la galerie Sainte-Barbe

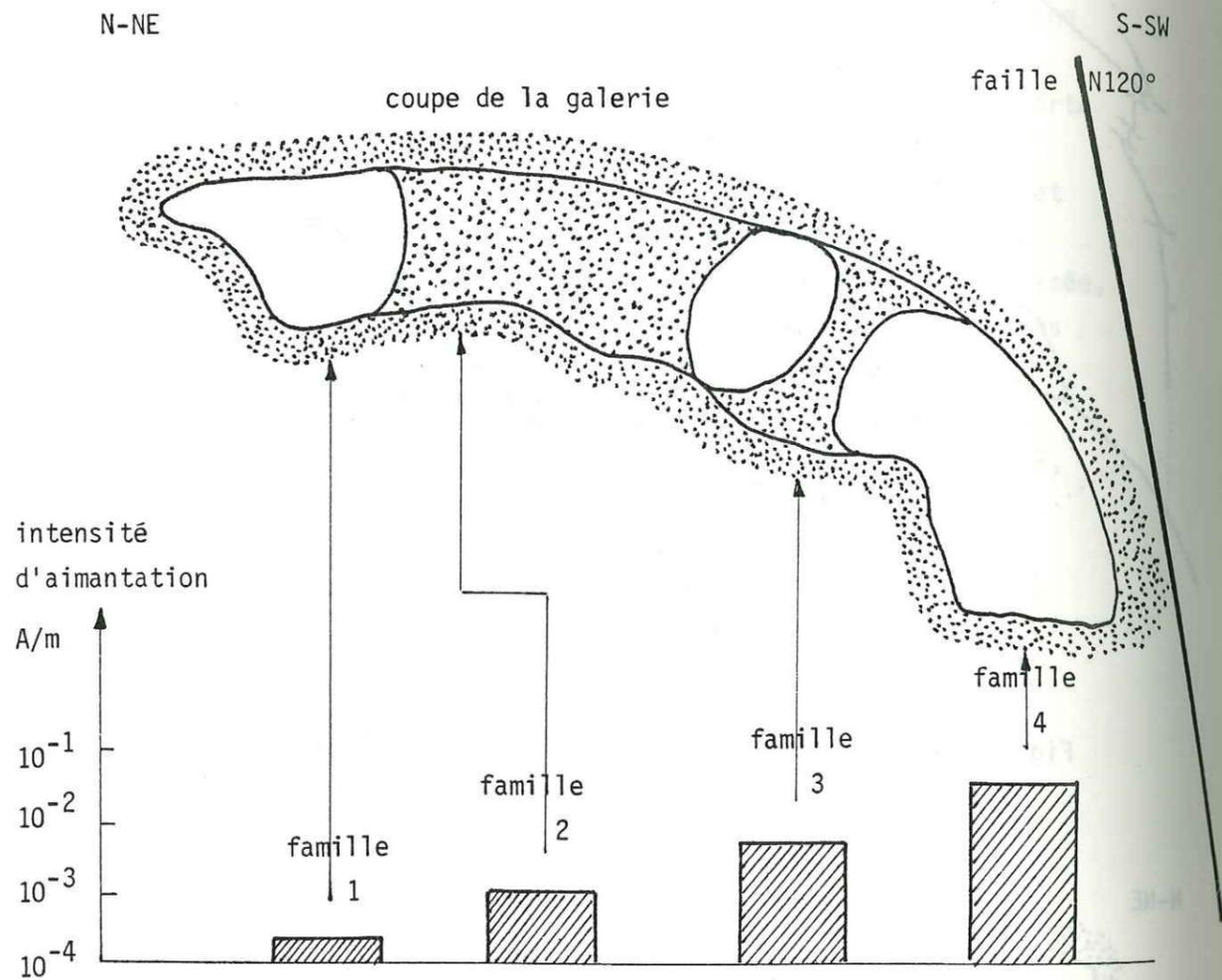


Fig.69: Sainte-Barbe ; intensités d'aimantation

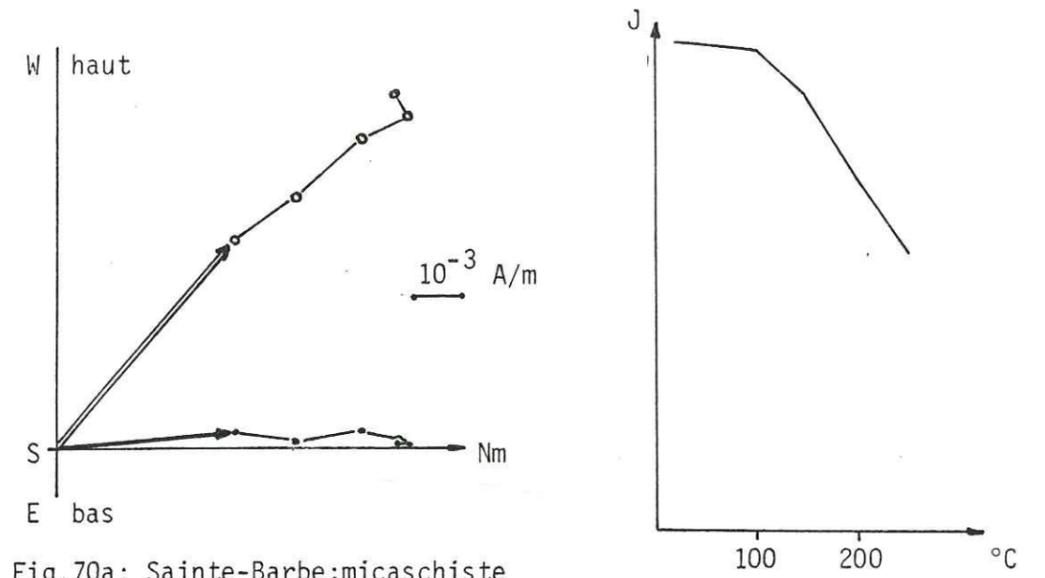


Fig.70a: Sainte-Barbe; micaschiste (SG790106)

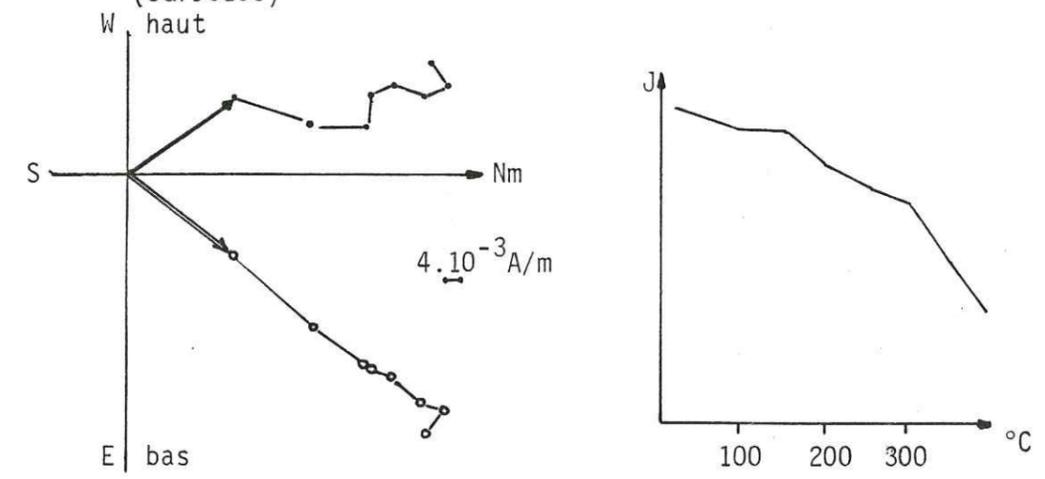


Fig.70b: Sainte-Barbe; sidérite (SG790112)

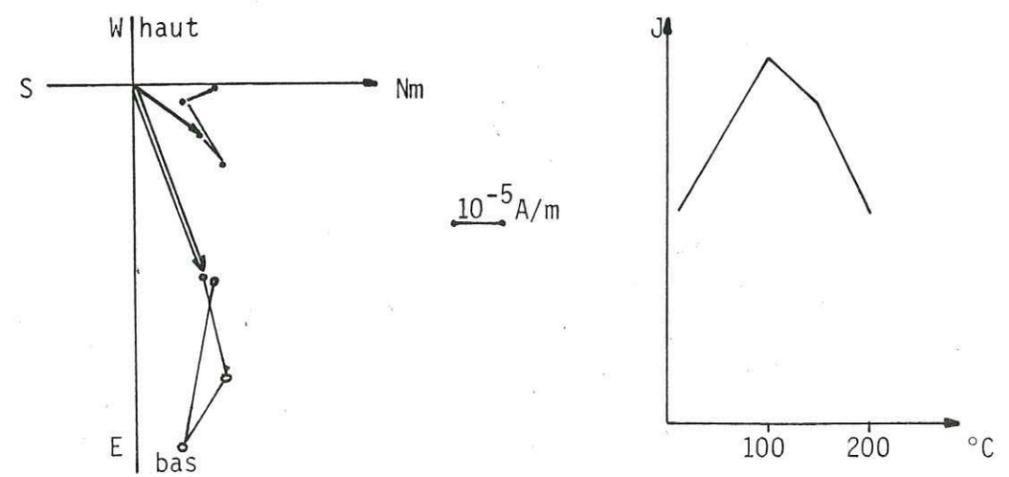


Fig.70c: Trinité; sidérite (SG790252)

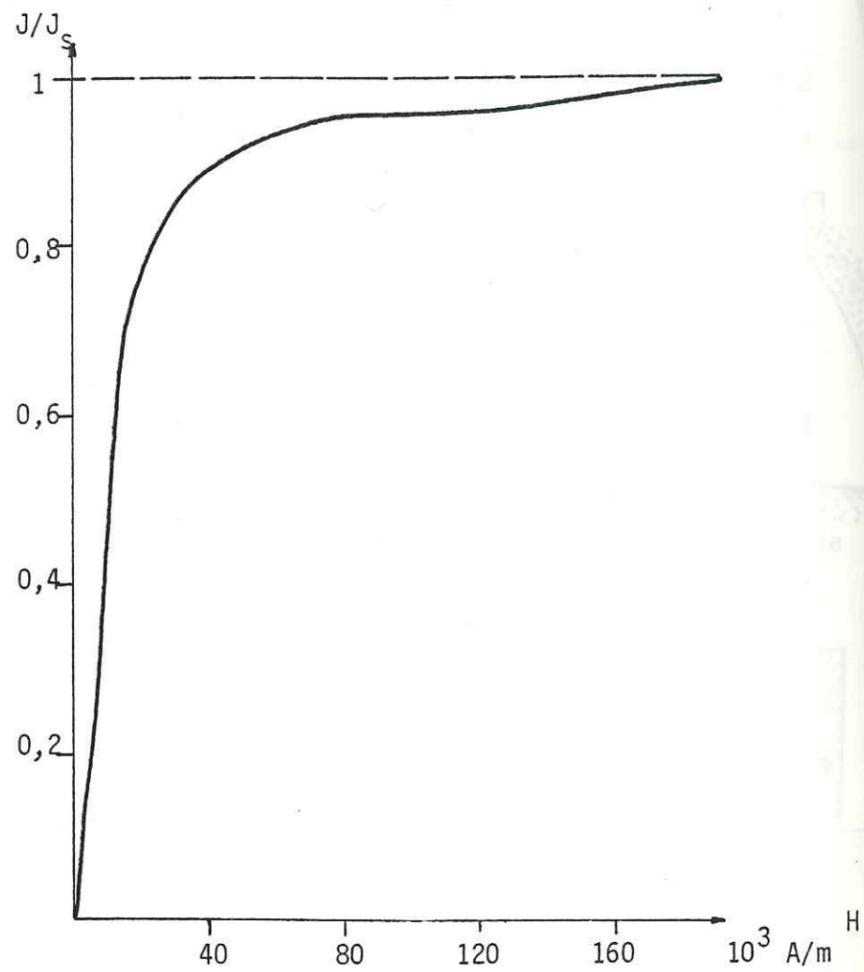


Fig.71: Saint-Georges d'Hurtières
Aimantation à saturation d'un échantillon
prélevé dans la minéralisation

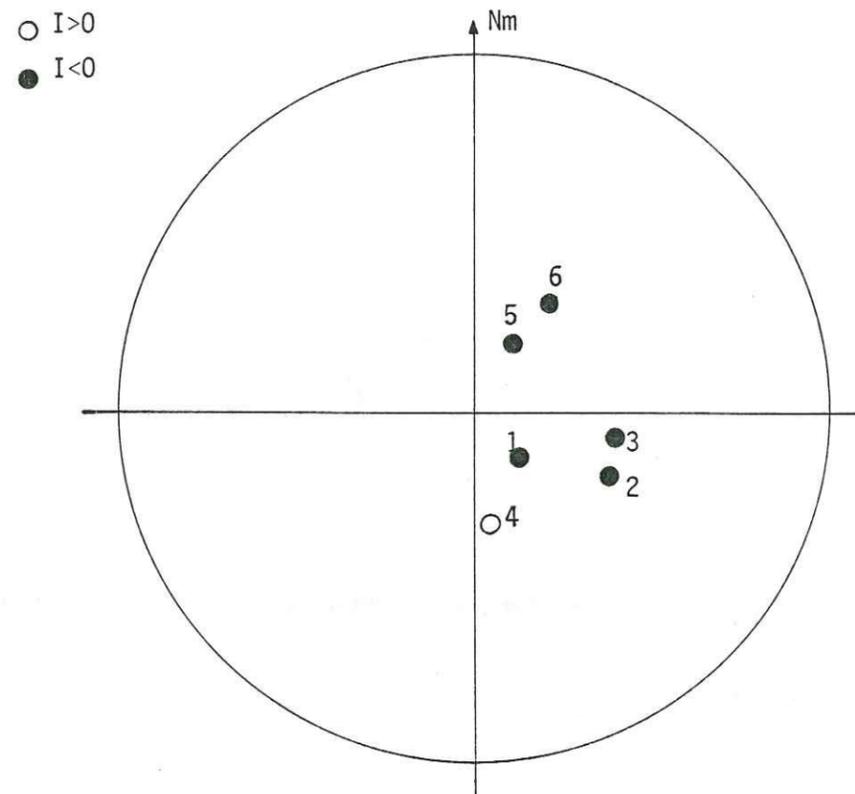


Fig.72a: Trinité; ARN

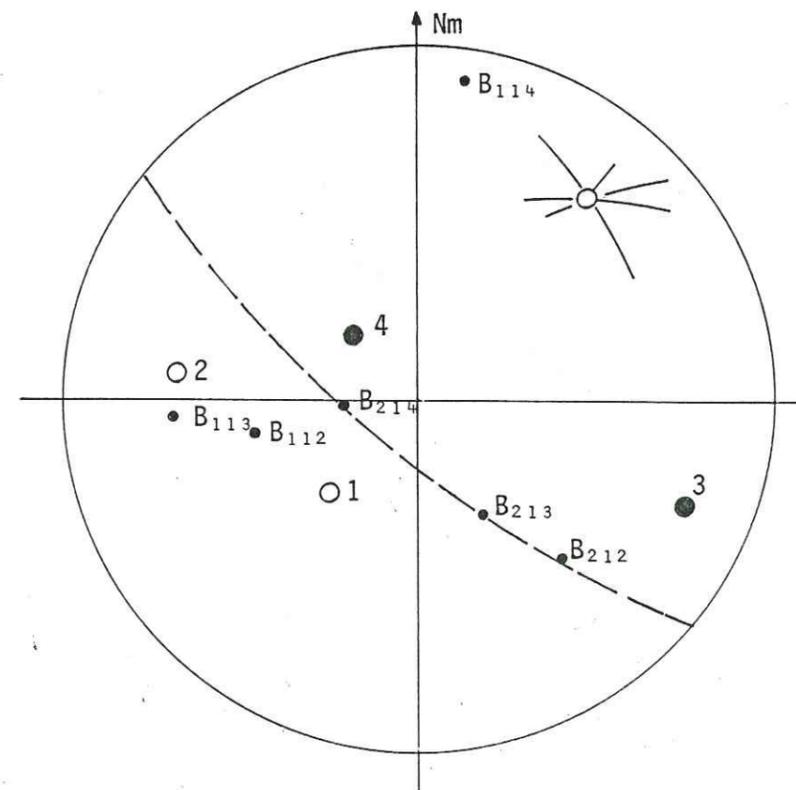


Fig.72b: Sainte-Barbe; ARN et détermination
de l'axe de rotation

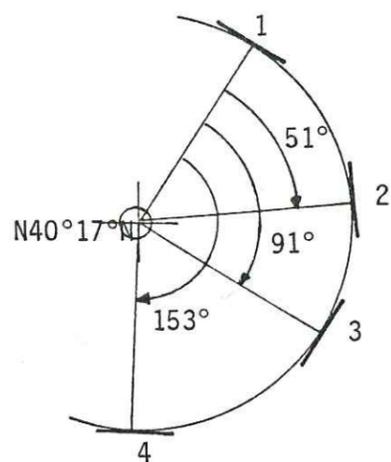


Fig. 72c: Sainte-Barbe; enroulement de la couche minéralisée

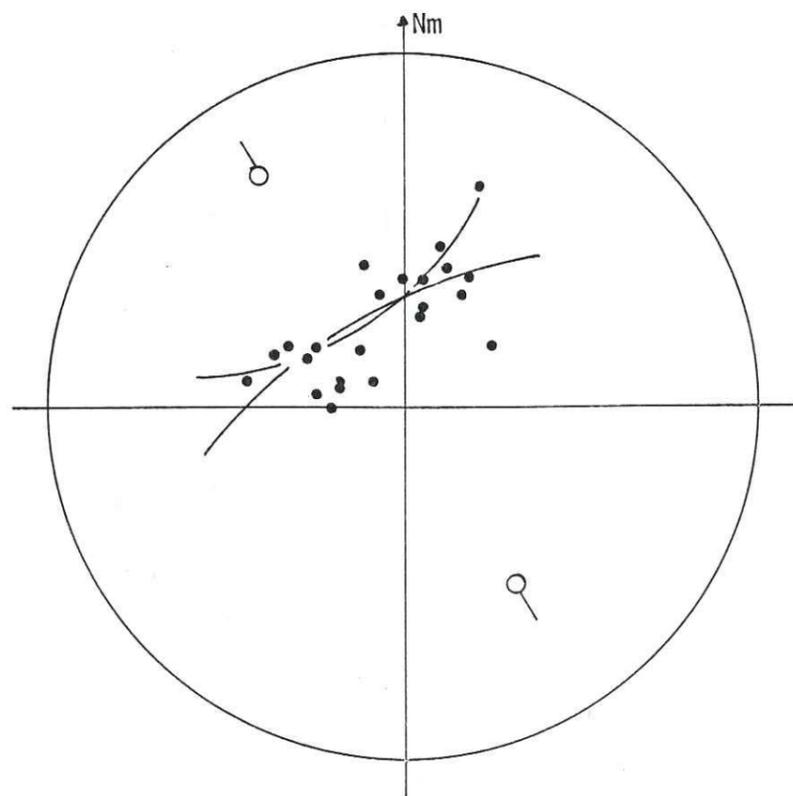


Fig. 72d: Sainte-Barbe; direction de l'axe de pli déterminée à partir d'un relevé à la boussole

très éloignée du plan de schistosité qui correspond en l'occurrence au plan de la couche minéralisée :

Echantillon	A.R.N.		Schistosité
	Dec	Inc	
01 06	- 6°	- 50°	N 20° 50° E
01 07	27°	- 56°	N 10° 55° E

La stabilité des aimantations rémanentes est bonne sur le site de Sainte-Barbe (fig. 70 a - b), autant pour les échantillons de sidérite que pour les échantillons de micaschistes. Elle l'est nettement moins sur la branche Trinité (fig. 70 c).

La saturation de l'aimantation est quasiment obtenue à $3 \cdot 10^5$ A/m (fig. 71). La forme de la courbe s'identifie à celle de la magnétite.

Les aimantations rémanentes mesurées sur les échantillons 1, 2, 3, 5, 6 de Trinité ont des inclinaisons positives (fig. 72 a). Seul l'échantillon 4 a une inclinaison négative mais sa très faible aimantation (10^{-4} A/m) nous incite à ne pas la considérer.

Les aimantations rémanentes mesurées sur les échantillons de Sainte-Barbe se regroupent en quatre familles, conformément à la représentation géométrique du site (fig. 68 b et fig. 72 b) :

Famille	Echantillons
1	: 01, 02, 03
2	: 04
3	: 05
4	: 08, 09, 10, 11, 12

Les échantillons 06 et 07 ne sont pas considérés, étant à l'extérieur de la couche minéralisée. S'il l'était, ils se situeraient tous deux dans la première famille. Dans un but pratique, ajoutons que les échantillons 8, 9, 10 ont été obtenus à partir de blocs prélevés au marteau et au burin, voisins de l'échantillon 12 : le regroupement dans une fourchette de $10^\circ (\pm 5^\circ)$ montre que ce type de prélèvement est acceptable compte tenu de la précision demandée.

L'axe d'enroulement déterminé à partir des A.R.N. de Sainte Barbe a la direction suivante (fig. 72 b) :

N $40^\circ 17' N$,

l'erreur ne dépassant pas $\pm 5^\circ$ sur la direction de l'inclinaison. En choisissant la famille 1 comme référence (annexes 1 et 2), nous obtenons les résultats suivants :

Couple	β (A.R.N.)	δ	α (couche minéralisée)
1 - 2	: 48° ;	112 ;	51°
1 - 3	: 87° ;	120 ;	91°
1 - 4	: 132° ;	32 ;	153°

En conséquence, la courbure obtenue par cette détermination (fig. 72 c) et celle observée dans la mine (fig. 68 b) sont totalement différentes. Un relevé ultérieur, effectué à la boussole sur la couche minéralisée n'a fait que confirmer - avec une grande marge d'erreur - la direction de son axe d'enroulement (fig. 72 d) : N 145° plongeant vers le Sud ou vers le Nord suivant que le pli est considéré comme cylindrique ou conique.

3.1.6.3 Interprétation

Une première interprétation serait de dire simplement que l'acquisition de l'A.R.N. s'est faite avant une phase de plissement N 40° mais ultérieurement à la formation du pli N 145° . Deuxième interprétation possible : l'A.R.N. est antérieure au plissement N 40° ; celui-ci l'étant aussi vis-à-vis du pli N 145° ; la direction de l'A.R.N. est affectée uniquement par le premier.

En fait, la faille verticale N 120° séparant Sainte-Barbe de Trinité n'est pas reprise lors d'une phase de plissement ultérieure. D'ailleurs, les fractures N 110° à N 145° affectant le gisement de Saint-Georges recoupent toutes les autres structures et sont donc issues de la dernière phase de déformation. Les résultats obtenus sont plus favorables à la deuxième interprétation au même titre que cette observation.

3.1.6.3.1 Origine de l'A.R.N.

De la figure 71, nous avons déduit le porteur de l'A.R.N. comme étant la magnétite, minéral reconnu depuis longtemps dans toute la chaîne des Hurtières.

La teneur en fer est liée essentiellement à la sidérite. Ce minéral ayant un comportement antiferromagnétique avec un point de NEEL à 35 K n'est pas porteur d'une aimantation rémanente. Par contre, son oxydation marquée par une teinte beige à brune peut entraîner la formation d'oxyde ferrique et, de ce fait, celle de magnétite se localisant dans l'espace poreux. Ceci expliquerait aussi la variation d'intensité de l'A.R.N. dans les micaschistes passant de $5 \cdot 10^{-4}$ A/m pour des prélèvements éloignés du gisement à $150 \cdot 10^{-4}$ A/m pour les échantillons 06 et 07 au contact de la minéralisation.

En replaçant le site de Saint-Georges dans le schéma géologique régional, l'origine de l'A.R.N. peut être abordée en considérant l'évolution de la série satinée depuis sa formation primaire. Il s'agit tout d'abord de définir la dernière phase ayant provoqué une élévation de température au-dessus du point de CURIE (570° C) et de ce fait l'effacement complet des aimantations rémanentes acquises antérieurement. Pendant cette phase et lors de son refroidissement, la roche acquiert une aimantation thermorémanente. Elle sera compliquée de phénomènes rémanents dus aux recristallisations et aux contraintes ultérieures. Entreprise de cette façon, l'étude aboutissant à l'origine de l'aimantation rémanente naturelle de nos échantillons portera sur les différentes phases de métamorphisme ayant affecté la série satinée (SIMEON 1979).

3.1.6.3.2 Plissement

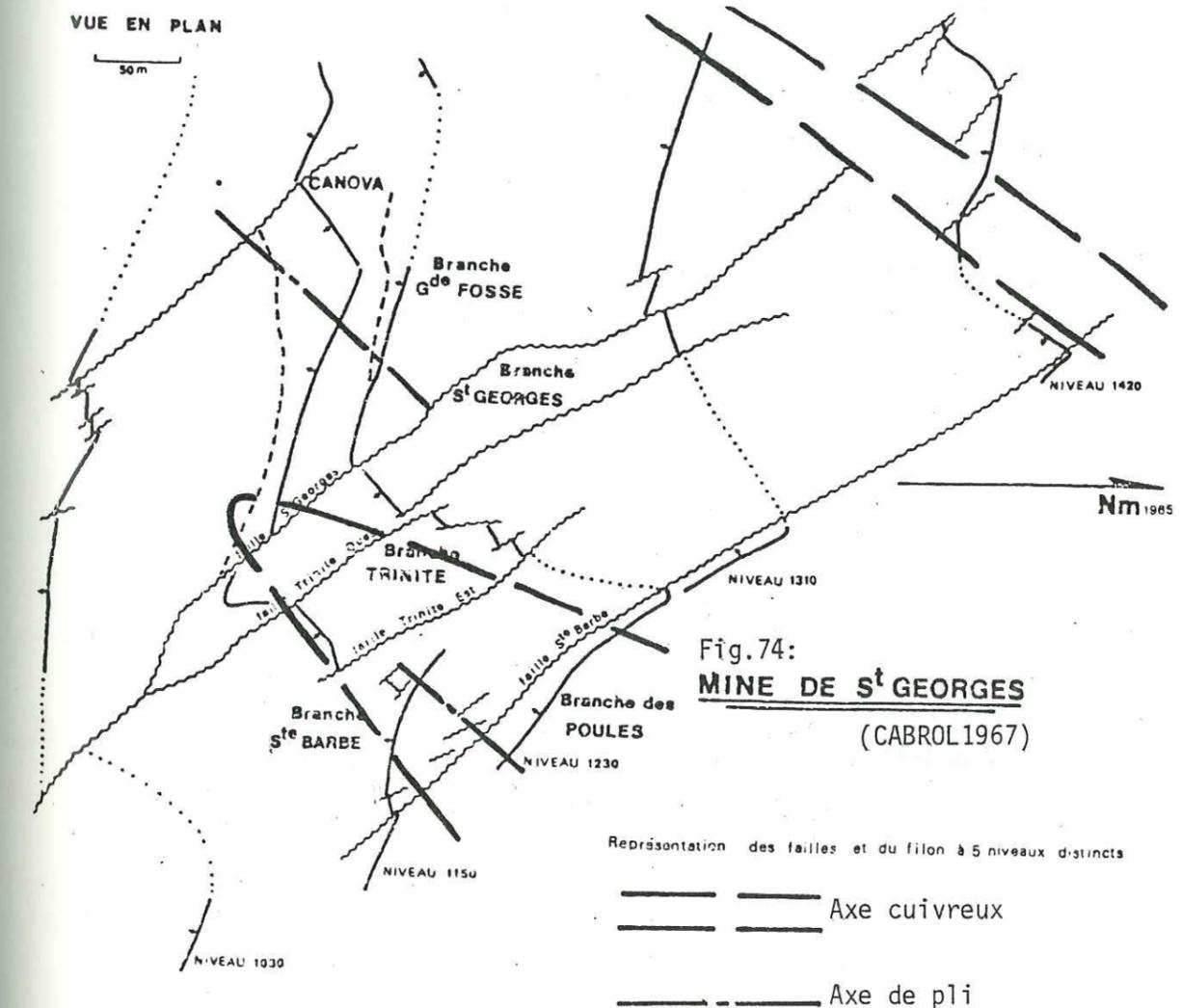
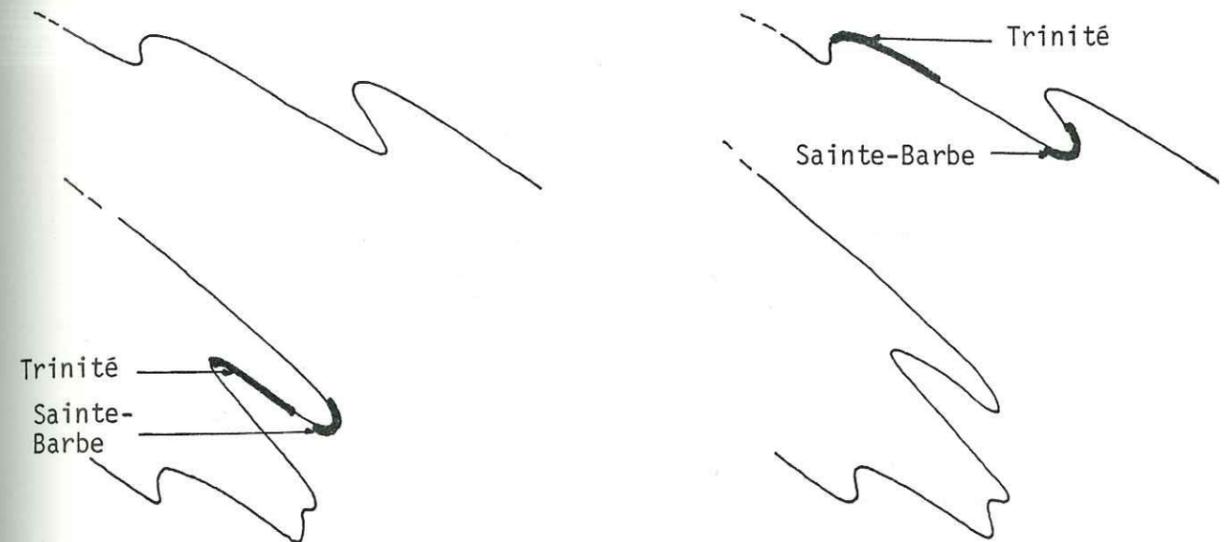
L'axe d'enroulement de l'A.R.N. ne correspond pas à la structure visible de la branche Sainte-Barbe. Par contre, il s'intègre parfaitement au contexte structural régional.

Revenons à la figure 72 c. En prenant comme référence le plan de la couche au niveau des échantillons de la famille 1 (N 30° 30' E), la surface plissée est totalement déversée vers le SE. L'A.R.N. du flanc inférieur a une inclinaison positive, celle du flanc supérieur, une inclinaison négative. La branche Trinité se rattache donc au flanc inférieur du pli.

Le contexte structural régional (POCACHARD 1977, SIMEON 1979) permet d'intégrer cette structure plissée suivant deux cas de figure.

- Figure 73 a : l'ensemble (Sainte-Barbe + Trinité) fait partie du flanc inverse d'une structure antiforme déversée vers le NW ; dans ce cas, le flanc inférieur du pli et Trinité sont dans la partie intermédiaire du pli d'entraînement.

Fig.73: Saint-Georges d'Hurtières
a:flanc inverse Situations possibles b:flanc normal



- Figure 73 b : l'ensemble (Sainte-Barbe + Trinité) fait partie du flanc normal de la même structure antiforme ; la partie intermédiaire du pli d'entraînement est alors représentée par le flanc supérieur du pli.

L'examen de la double couche minéralisée à Grande Fosse, (fig. 68 b) dans le prolongement exact du pli N 40° de Sainte-Barbe, comme la vaste étendue plane (150 m) de Trinité vis-à-vis du rayon de courbure de ce même pli (< 10 m), nous incitent à opter pour le deuxième cas de figure. En fait, nous ne pouvons nous prononcer définitivement vu le manque de données magnétiques et structurales.

3.1.6.3.3 Fracturation

La faille verticale N 145° au Sud de Sainte-Barbe n'engendre pas d'effet directionnel sur l'A.R.N. La courbure observée serait alors la conséquence de déplacements différentiels (2.3.1.2) réarrangeant la structure plissée primaire marquée par l'A.R.N.

Par contre, à cette faille correspond une intensité d'aimantation rémanente maximum (famille 4) (fig. 69). Trois causes sont envisageables :

- étirement des minéraux ferromagnétiques,
- augmentation de la teneur en magnétite par départ d'autres minéraux,
- augmentation de la teneur en magnétite par augmentation de la porosité de la roche et néoformation.

Seule, la seconde cause ne fait pas état d'une déviation de l'A.R.N. acquise antérieurement. D'autre part, l'analyse chimique portant sur les échantillons 03 et 10 révèle bien une augmentation de la teneur en Fe²⁺ et Fe³⁺ en passant de la famille 1 à la famille 4. Le rôle de la faille peut s'interpréter comme étant passif, ou actif, suivant que l'effet de concentration soit lié au plissement ou non.

3.1.6.3.4 Conclusion

La structure mise en évidence dans la salle Sainte-Barbe, par l'analyse de l'A.R.N., diffère totalement de celle observée et mesurée à la boussole. Il s'agit d'un pli N 40° 17°N à déversement Est, situé dans le prolongement de la doublebranche minéralisée de Grande-Fosse. Cet axe correspond à la zone d'enrichissement en cuivre du gisement de Saint Georges (DABROWSKI 1981), la branche Trinité faisant exception (fig. 74).

En replaçant cette structure dans le contexte régional, elle s'interprète comme un pli d'entraînement appartenant à une mégastucture synforme ou antiforme. Cette dernière affecte la chaîne des Hurtières et a fortiori l'horizon sidéritique qui s'étend de façon plus ou moins continue sur plusieurs kilomètres (la couche se retrouve à Noguillan, indice situé à 6 km de la mine de Saint-Georges).

L'A.R.N. ne dévie pas au niveau de la faille N 145°, mais celle-ci peut éventuellement avoir joué un rôle sur son intensité.

3.1.7 Saint-Georges d'Hurtières 03

Neuf échantillons (A et B) ont été prélevés à partir de cinq carottes 1-2-3-4-5 situées sur le pourtour d'un pli décimétrique (fig. 75 a) orienté NE - SW en première approximation (il s'agissait d'un bloc détaché en partie de la roche en place).

Les aimantations rémanentes mesurées après traitement thermique sont comprises entre $2 \cdot 10^{-4}$ A/m et $2 \cdot 10^{-3}$ A/m. Alors que précédemment, après un même traitement, la structure plissée N 40° ressortait déjà, nous obtenons dans ce cas des orientations qu'il n'est pas possible d'interpréter comme étant le résultat d'un enroulement autour d'un axe et a fortiori celui qui est observable.

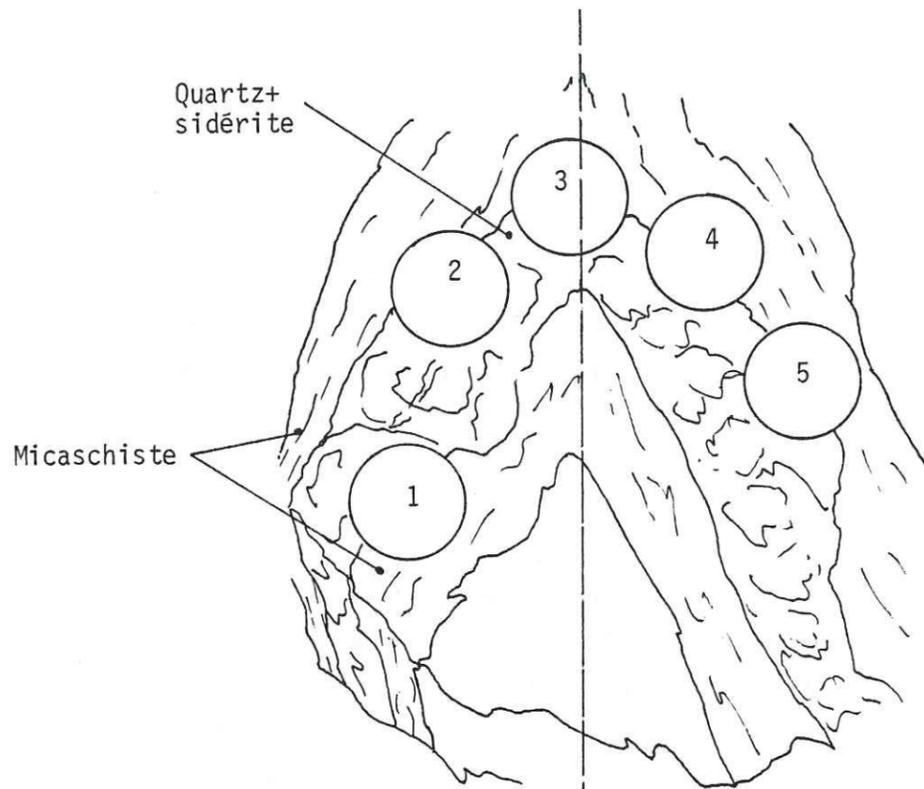


Fig.75a: Saint-Georges d'Hurtières 03

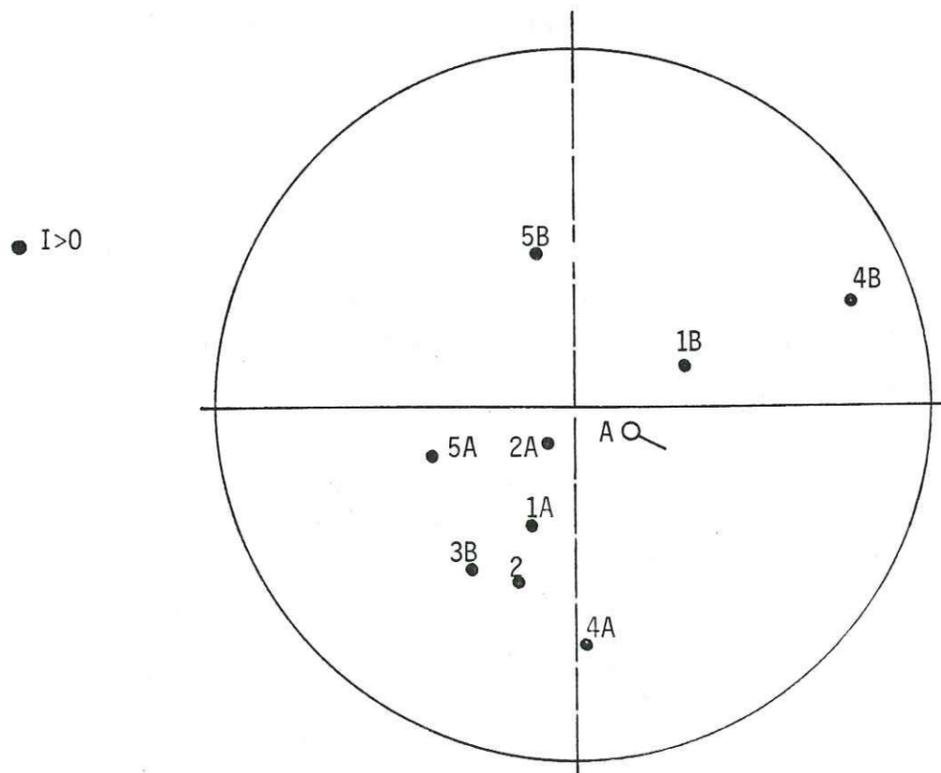


Fig.75b: ARN

Sur le canevas (fig. 75 b), la direction S - N représente la ligne de référence marquée en trait discontinu sur le bloc (fig. 75 a). L'axe a une direction relative à cette ligne marquée par la lettre A. La dispersion de l'A.R.N. entre deux échantillons d'une même carotte (1A et 1B par exemple), les carottes étant prélevées de façon à ne pas recouper le pli transversalement (perçage suivant l'axe du pli), est inexplicable par un mécanisme simple de déformation. En considérant maintenant les échantillons du niveau A (proche de la surface sciée), nous en arrivons à la même conclusion.

A ce mécanisme de rotation probablement complexe, il faut ajouter que nous avons obtenu sur le site de Sainte-Barbe des A.R.N. dans les micaschistes (échantillons 06 et 07) très différentes de l'A.R.N. mesurée sur le voisin le plus immédiat situé dans la charnière du pli N 40° (échantillon 05) ; par contre elles se rapprochaient toutes deux des A.R.N. de la famille 1 située sur un flanc de ce même pli. Cela nous incite à établir un rapprochement entre les comportements magnétique et mécanique de la roche. Deux matériaux sont concernés dans cet exemple :

- un matériau quartzo-carbonaté répondant par une flexion aux contraintes,
- un matériau phylliteux se déformant par un processus de glissement.

Or, toute carotte contient ces deux types de matériaux. En conséquence, l'aimantation rémanente d'un échantillon ne peut être exploitable que s'il est possible de séparer les aimantations de chacun de ces matériaux.

En conclusion, cet exemple montre l'intérêt pratique d'effectuer un échantillonnage correct.

3.1.8 Monzalet

3.1.8.1 Description du site

Le gisement minier de Cogne entre dans la structure plissée considérée. Pour cela, nous nous reportons à la présentation générale faite au paragraphe 3.4.1 en prémisses à l'étude de ce gisement.

La structure plissée de Monzalet (AMSTUTZ 1962 ; ELTER 1971) n'apparaît, au niveau de la lentille de serpentinites, que par ses deux flancs et est supposée à déversement SE (fig. 76 a). Elle se développe entre 2 400 m et 2 700 m d'altitude. Le flanc inférieur, contenant l'amas de magnétite exploité jusqu'en 1979, atteint une centaine de mètres d'épaisseur alors que le flanc supérieur ne dépasse guère 10 m à l'affleurement.

L'échantillonnage consiste sur le terrain à prélever des blocs, au marteau et au burin, sur les deux flancs. Le positionnement, fait avec la boussole, est sensible aux fortes variations du champ magnétique dues au gisement sous-jacent : l'anomalie atteint à un mètre du sol et en certains points 40 A/m, intensité comparable à celle du champ terrestre. Il en résulte une erreur absolue que nous pouvons estimer à $\pm 20^\circ$, erreur qui sera entièrement reportée sur la position du moment magnétique de chaque échantillon après la mesure.

Au total, vingt sept échantillons cubiques ont servi à l'analyse du pli de Monzalet. Douze (prélevés sur six blocs) sont répartis dans le flanc supérieur (flanc 01), quinze (prélevés sur sept blocs) dans le flanc inférieur (flanc 02), ceux-ci étant rassemblés en trois familles E, F et G (fig. 76 b).

Le porteur de l'A.R.N. est la magnétite. Elle fait l'objet d'une étude au paragraphe 3.3.

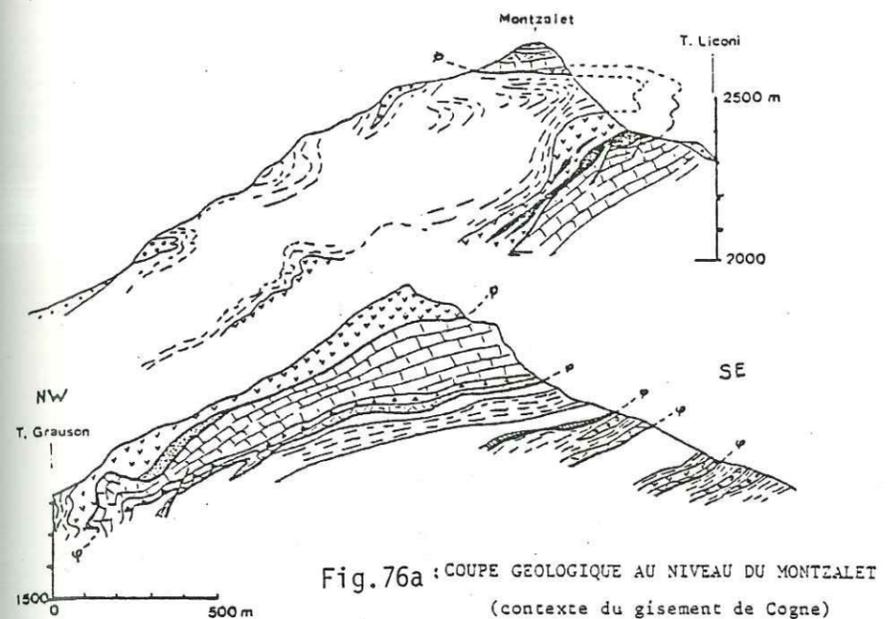
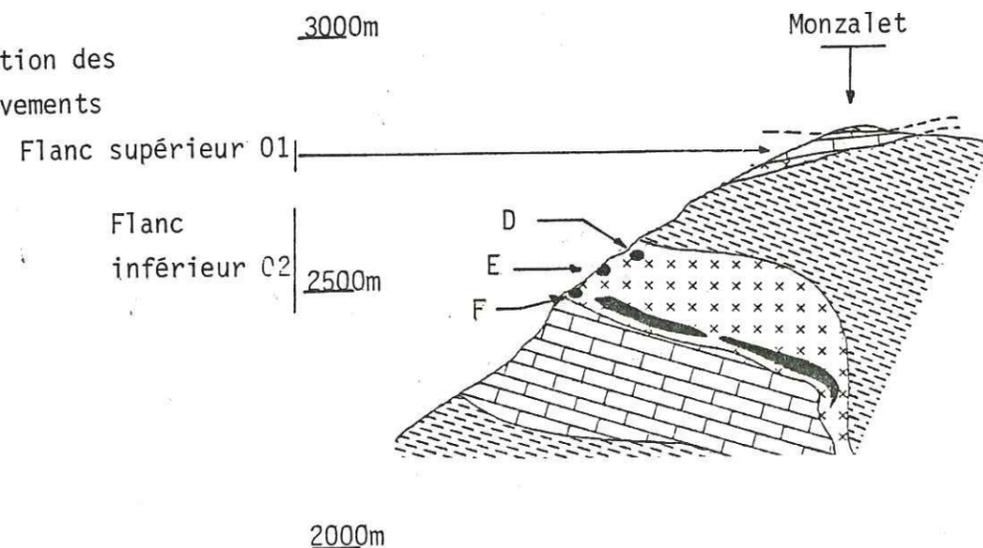


Fig. 76a : COUPE GEOLOGIQUE AU NIVEAU DU MONZALET (contexte du gisement de Cogne) d'après G. ELTER

- Moraines
 - Serpentinites, Magnétite
 - Prasinites,
 - Brèches associées aux schistes lustrés
 - Schistes lustrés
 - Marbres phylliteux
 - Cargneules
 - Dolomies et Calcaires dolomitiques du Trias
 - Quartzites triasiques
 - Ecaille de gneiss albitiques permo-carbonifères
- Contacts anormaux majeurs

Fig. 76b: situation des prélèvements



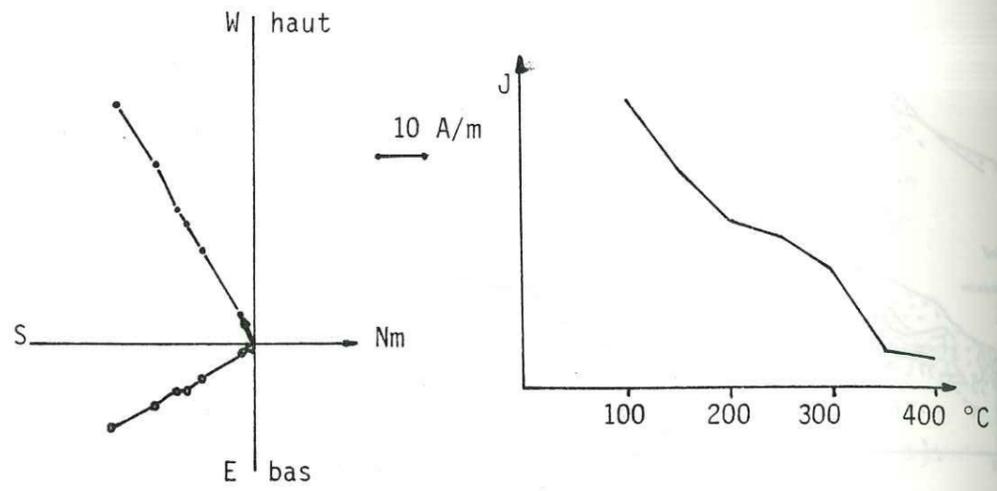


Fig.77a: Monzalet; M0790206A

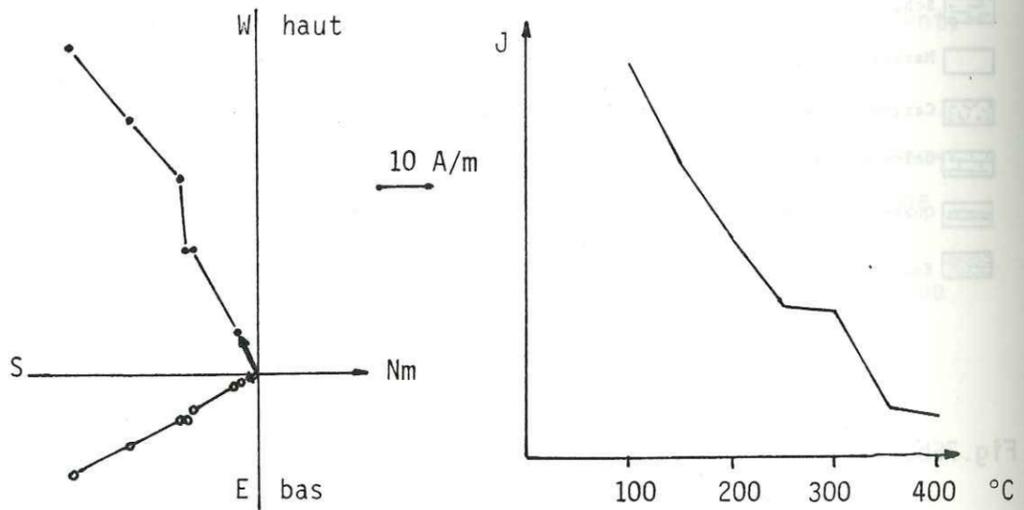


Fig.77b: Monzalet; M0790206B

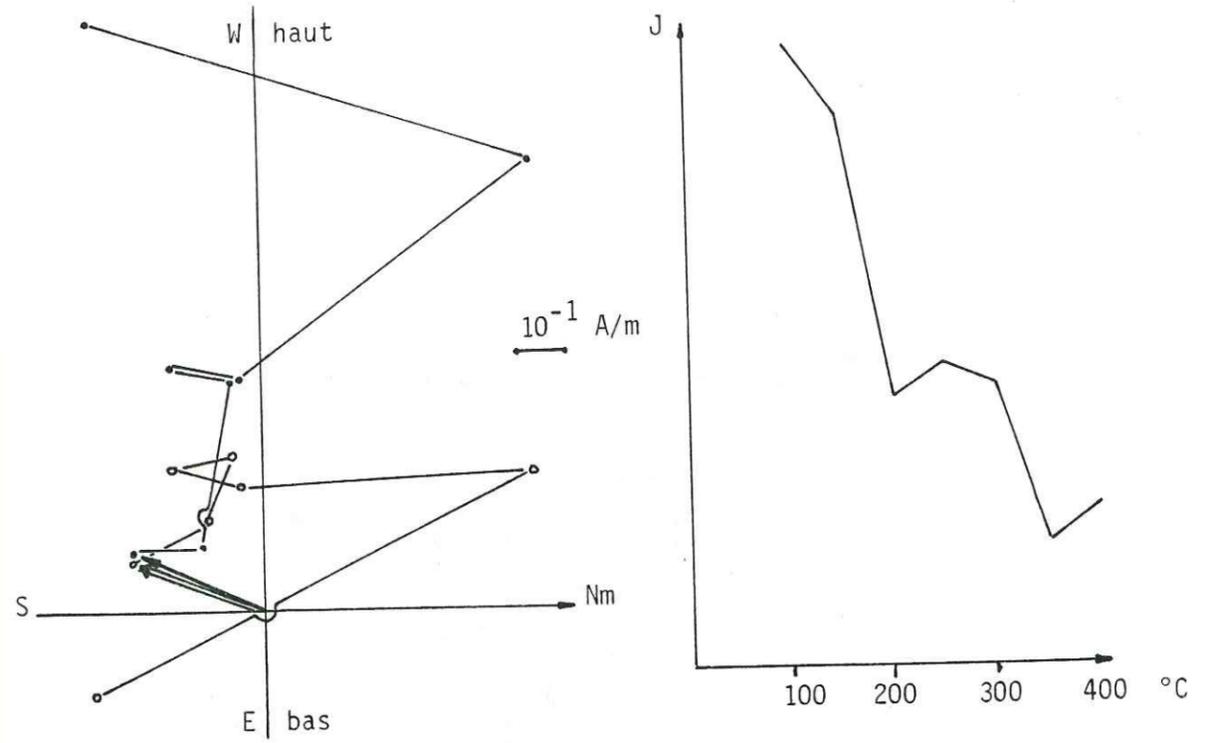


Fig.78a: Monzalet; M0790205A

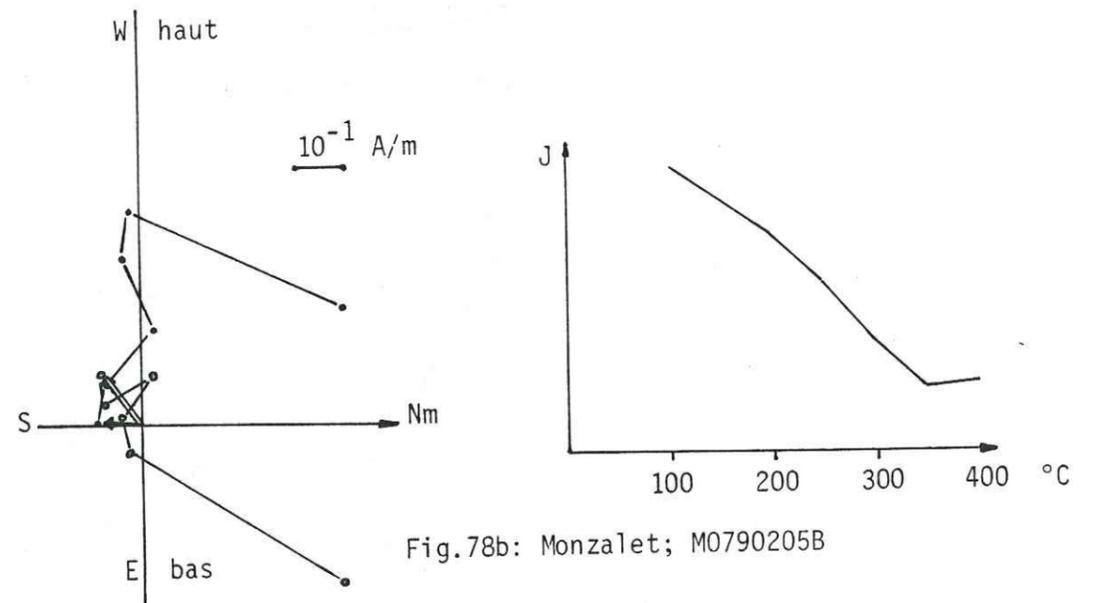


Fig.78b: Monzalet; M0790205B

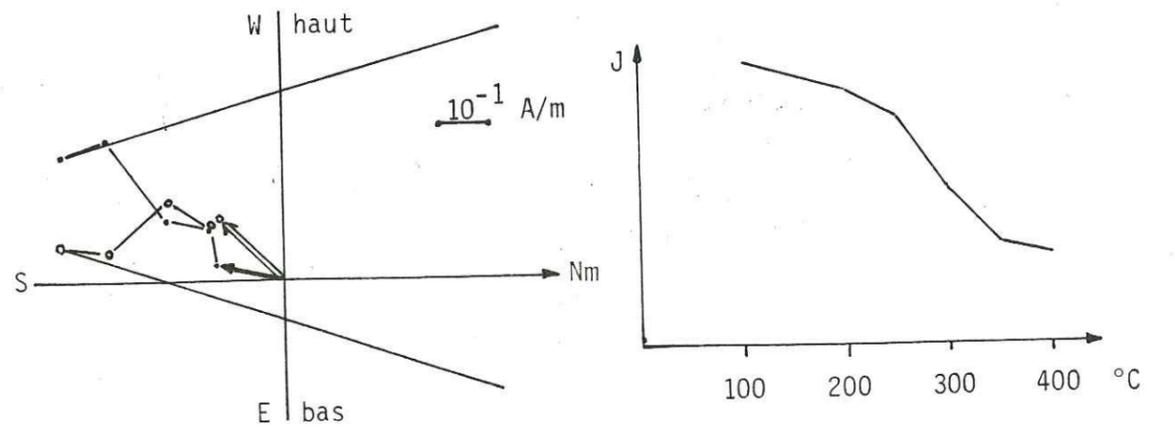


Fig.78c: Monzalet; M0790205C

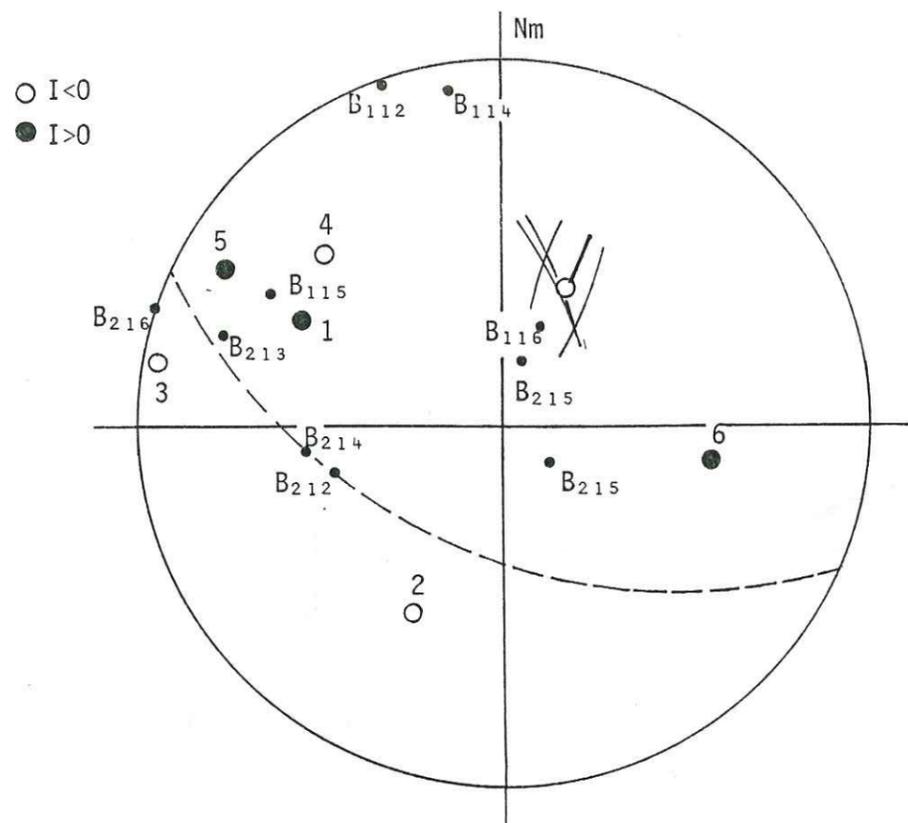


Fig.79a: Monzalet; flanc supérieur (01)

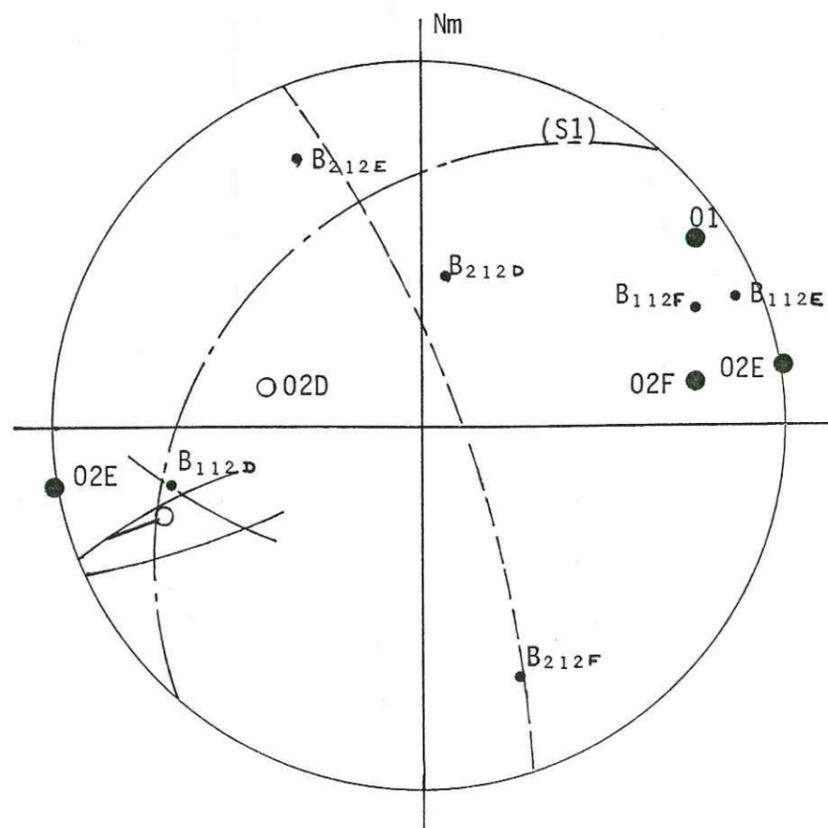


Fig.79b: Monzalet; axe de pli entre les flancs inférieur (02) et supérieur (01)

3.1.8.2 Résultats et interprétation

Tous les échantillons ont subi plusieurs traitements thermiques entre 100° C et 400° C. Les aimantations rémanentes se répartissent comme suit :

Après chauffage	Flanc 01	Flanc 02
à :	A/m	A/m
100° C	: 0,15 < J _r < 60	: 0,5 < J _r < 100
400° C	: 0,05 < J _r < 14	: 0,15 < J _r < 10

La stabilité des aimantations rémanentes est très variable suivant le bloc. Prenons l'exemple de deux blocs de la famille 02 E, voisins de quelques mètres.

- Figure 77 a - b : les deux A.R.N. des échantillons 6A et 6B sont stables et identiques en direction durant le traitement thermique,

- Figure 78 a - b - c : les trois A.R.N. des échantillons 5A, 5B, 5C sont instables. Elles ne se stabilisent pas malgré une décroissance régulière de leur intensité. Ces aimantations, a priori inexploitable, se rapprochent des A.R.N. du bloc 6 à 400° C.

Cette différence de comportement au traitement thermique, aboutissant à des directions semblables à 400° C, est liée probablement à des caractéristiques magnétiques propres aux grains telles que dimension et température de blocage (1.3.2.3).

Pour chaque famille du flanc 02, l'aimantation rémanente moyenne n'est pas déterminée par une méthode statistique mettant en oeuvre un grand nombre d'échantillons (ici : sept au maximum pour une famille). Dans un premier temps, nous ramenons chaque vecteur rémanent à l'unité. En effectuant

la somme de ces vecteurs, nous restituons une aimantation moyenne propre à une famille :

Famille	Déclinaison	Inclinaison
02 D	106°	- 44°
02 E	260°	0°
02 F	80°	14°

Le cas du flanc 01 est différent. Les six blocs ont été prélevés à raison de un tous les 15 mètres sur une centaine de mètres environ. Ils sont donc considérés comme indépendants les uns des autres. La dispersion des aimantations rémanentes entre les divers blocs est très grande, empêchant tout calcul d'aimantation moyenne sans y adjoindre une marge d'erreur importante.

Il reste à établir le pourquoi de cette dispersion. Supposons qu'elle ait été créée par un plissement postérieur à l'acquisition de l'A.R.N. et construisons l'axe du pli éventuel en prenant comme référence l'échantillon 1. Nous constatons qu'il existe bien une direction autour de laquelle l'A.R.N. tourne (fig. 79 a)(annexe 1.2) :

N 25° 40° N

L'aimantation de l'échantillon 5 fait exception. Ceci est dû à son mauvais positionnement effectué au fond d'une fracture de cinq mètres de profondeur entre deux amas de magnétite provoquant localement une inversion du champ magnétique terrestre. Pour les différents couples, nous avons :

Couple	β (A.R.N.)	δ	α (couche)
1 - 2	98°	56°	108°
1 - 3	150°	12°	186°
1 - 4	110°	50°	236°
1 - 6	120°	26°	208°

Nous pouvons avancer maintenant que la dispersion s'explique probablement par un phénomène tectonique. Mais cela n'implique pas la connaissance de la position moyenne de l'A.R.N. dans la couche comme elle a été définie précédemment pour les trois familles du flanc 02. Bien au contraire, sachant que le flanc 01 est plissé, il est logiquement impossible de la déterminer sauf si nous possédons une des deux informations suivantes :
- les positions de So (surface plissée) et de l'A.R.N. sur un échantillon au minimum,
- l'orientation du champ magnétique terrestre en un lieu et à l'instant où la roche a acquis l'aimantation rémanente considérée.

Dans le cas présent, nous ne possédons aucune de ces informations. Nous ne connaissons pas non plus la chronologie des différentes phases de plissement, ni le mode de déformation... Le but est justement de nous affranchir de trop de détails et d'effectuer un constat sur l'éventuelle relation pli - rotation de l'A.R.N. dans ces serpentinites.

Le plissement N 25° permet de comprendre la dispersion des A.R.N. dans le flanc. Par contre, il bloque l'étude dès qu'il s'agit de considérer la structure plissée dans sa totalité. Faisons donc abstraction de ce phénomène et considérons le flanc 01 comme pouvant être représenté par une aimantation rémanente moyenne, en effectuant la même démarche que pour les trois familles précédentes. Les valeurs obtenues sont :

Déclinaison : 55° ; Inclinaison : 6°

Les quatre aimantations rémanentes moyennes déterminent un axe de rotation (fig. 79 b) :

N 70°17° W

avec une erreur de ± 15° sur la direction et l'inclinaison.

En choisissant le flanc 01 comme référence (annexes 1, 2), nous obtenons les résultats suivants :

Couple	β (A.R.N.)	δ	α (lentille)
01 02 D :	70° ;	8° ;	157°
01 02 E :	26° ;	158° ;	63°
01 02 F :	25° ;	152° ;	51°

La structure ainsi déterminée par la direction de l'axe et le sens de rotation de la lentille correspond à la description faite par observation des affleurements. De plus, J.L. GARCIAZ (1979) évalue une position moyenne de la schistosité sur ce site : N 40° 30' N. Ce plan assimilé au plan axial du pli contient l'axe N 70° 17' W (fig. 79 b).

Si la position de l'axe du pli s'avère en accord avec le contexte géologique, il n'en est pas de même quant à l'évaluation des angles de rotation de la lentille. Seul l'angle compris entre le flanc 01 et la famille 02 D se corrèle à l'observation. Le calcul de l'angle α sous-entend que la lentille a, avant plissement autour de l'axe N 70°, une aimantation rémanente orientée uniformément dans tout son volume. Or, le manque de repère stratigraphique ne nous a pas permis d'émettre une telle hypothèse. A fortiori, la structure plissée N 25° mise en évidence sur le flanc 01 nous amène à penser le contraire. Dans ces conditions, l'angle α calculé n'est pas significatif de la rotation de la lentille.

3.1.8.3 Conclusions

Les résultats obtenus par méthode de rotation des A.R.N. confirment l'interprétation géologique faite antérieurement.

Compte tenu des dimensions et de la forme de la structure plissée de MONZALET, le prélèvement a été succinct en nombre d'échantillons et imprécis quant à leur orientation.

Néanmoins, nous constatons que les aimantations rémanentes du flanc supérieur sont distribuées autour d'un axe N 25° 40' N qui correspond à une direction régionale de plissement. En considérant la position relative des deux flancs, la méthode employée restitue un axe de rotation N 70° 17' W se rapprochant d'une deuxième direction régionale et un déversement du pli vers le sud.

L'indétermination, concernant la surimposition de deux phases de plis et l'absence de données sur la position de l'A.R.N. avant celles-ci, ne semble pas être une gêne quant à la définition des axes, mais empêche l'évaluation de l'angle de rotation de la lentille.

Tous ces résultats sont bien entendu préliminaires et demandent une étude complémentaire.

3.1.9 Conclusions

Nous avons utilisé une méthode paléomagnétique basée sur le marqueur de position qu'est l'aimantation rémanente naturelle. Le matériel, mis au point et employé par divers laboratoires de paléomagnétisme, s'est avéré pratique et précis, bien que ne justifiant pas toujours son emploi lors de nos travaux.

Après analyse des mesures, soit par construction sur canevas de WULFF, soit par calcul, nous obtenons la direction de l'axe de rotation de l'A.R.N. qui correspond à l'axe d'enroulement de la couche et la position relative de celle-ci au niveau de chaque prélèvement.

Si à une A.R.N. primaire s'ajoute une aimantation ultérieure au plissement, l'incidence de celle-ci sur la détermination de l'axe et de l'angle d'enroulement est fonction de son intensité et de sa direction et peut être nulle dans certains cas précis.

Dans la mine de Saint-Georges d'Hurtières, l'analyse de l'A.R.N. a permis de découvrir une structure plissée cachée correspondant à une zone d'enrichissement en minerai. D'autre part, cette structure s'intègre parfaitement au contexte structural régional. Le rôle de la fracturation, auquel nous avons consacré au départ l'étude en prélevant sur une forme en crochon le long d'une faille, s'avère très limité au niveau des phénomènes magnétiques.

Sur la structure plissée de Monzalet, les résultats sont en accord avec les données obtenues par les méthodes structurales classiques. Ils rendent compte de deux axes de pli en dépit des problèmes liés au métamorphisme très poussé des serpentinites et de l'imprécision au niveau du prélèvement.

La relation pli-rotation de l'A.R.N. est nette pour le site de Val Sapin, beaucoup moins pour Saint-Georges d'Hurtières. La démarche, dans un cas apparemment simple comme celui de Val Sapin, doit être prudente, car il n'existe pas un mécanisme de rotation de l'A.R.N., mais des paramètres variables ayant chacun un effet sur cette rotation.

3.2 RELATION STRUCTURE POREUSE - ANOMALIE MAGNETIQUE

Nous présentons deux exemples :

- un réseau de fractures situé sur le gisement aurifère de Brusson (Val d'Aoste, Italie),
- une charnière de pli constituant le gisement de magnétite du lac Gelé au pied du Mont Avic (Val d'Aoste, Italie).

Les analyses ont été faites à partir de levés magnétiques effectués à l'aplomb des sites.

Nous avons utilisé le magnétomètre différentiel à double résonance (POCACHARD 1977, 1978 ; GIOAN 1978) suivant deux configurations voisines. A Brusson, le capteur est situé à quatre mètres du sol, au bout d'une perche ; au lac Gelé, nous avons utilisé un ballon captif de 13 m³ afin de l'élever à 50 m.

Il en résulte que les anomalies, mises en évidence par l'une ou par l'autre de ces méthodes, sont attribuables à des structures n'ayant pas le même ordre de grandeur.

3.2.1 Brusson

3.2.1.1 Description et résultats

L'ancienne mine d'or de Feniliaz domine la vallée au SE de Brusson. Elle a fait l'objet d'une étude détaillée menée par A. RICHARD (1981). La zone prospectée (E-W : 250 m ; S-N : 80 m) est centrée sur un petit filon vertical N 150° (quartz + muscovite + pyrite) de 20 m de longueur environ et de 20 à 40 cm de puissance. L'encaissant est un cipolin. A l'Est, il fait place aux calcschistes puis à la serpentinite ; à l'Ouest, aux calcschistes puis à des gneiss amphiboliques. Notons encore sur la zone, deux points hauts et la terminaison affleurante du filon Feniliaz orienté N 70° plongeant vers le Nord (fig. 80 a).

La carte des anomalies du champ magnétique (fig. 80 b) est tracée à partir des mesures différentielles effectuées suivant une maille carrée de 5 mètres. Elle révèle deux anomalies de 1,6 A/m environ (2 000 γ) orientées N-S, à l'aplomb des deux points hauts. Exception faite de celles-ci, les courbes isogammes se répartissent surtout suivant deux directions privilégiées :

- N 70°,
- N 125°.

En première approximation, nous relevons trois anomalies N 125° et une anomalie N 70° que nous reportons sur un document de synthèse (fig. 81). Notons encore que le filon vertical ne crée pas d'effet magnétique significatif. Une petite prospection supplémentaire à maille plus fine n'a pas montré d'anomalie particulière attribuable à ce filon, sinon qu'il correspond à un secteur magnétique relativement calme.

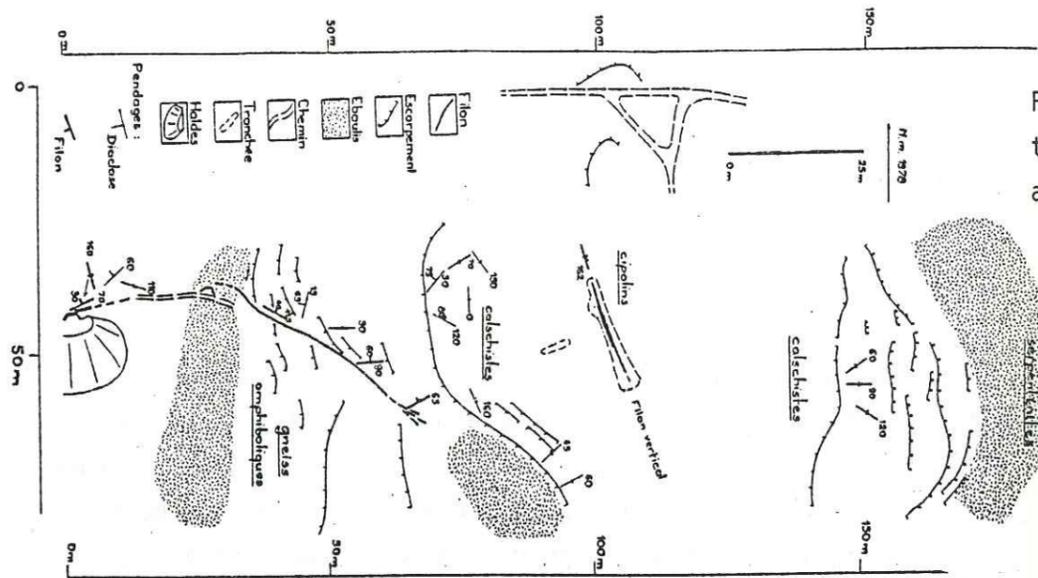


Fig. 80a:
topographie et
affleurements

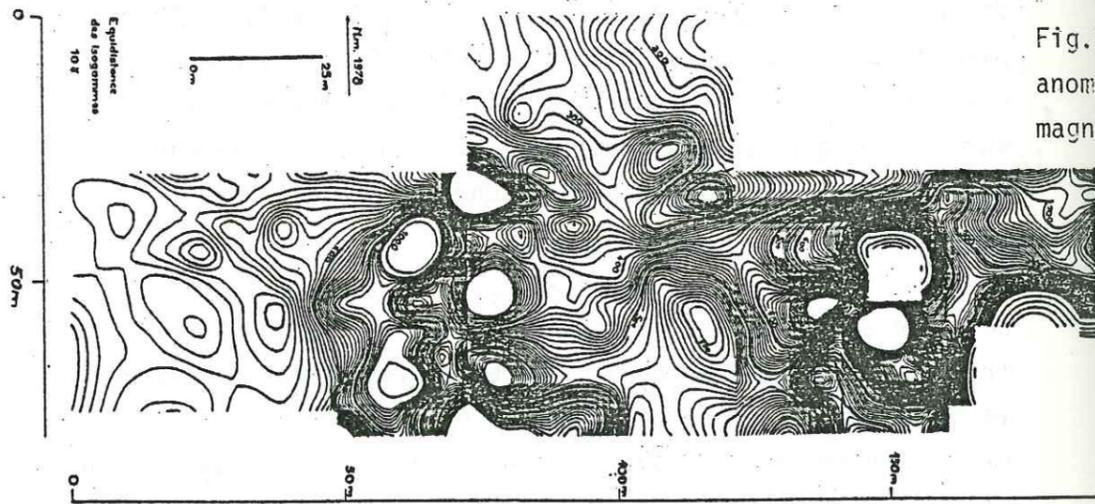


Fig. 80b:
anomalies
magnétiques

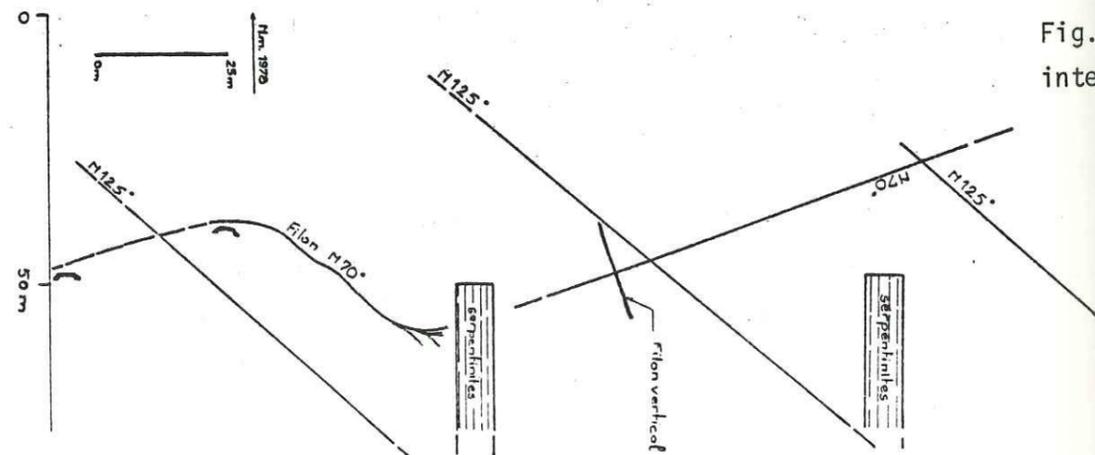


Fig. 81:
interprétation

3.2.1.2 Origine des anomalies

- Anomalies Nord - Sud : les roches affleurantes à l'aplomb des anomalies N - S ne possèdent pas des aimantations élevées. D'autre part, elles débordent largement sur des secteurs magnétiques calmes, qu'il s'agisse des gneiss amphiboliques à l'Est ou des calcschistes et cipolins près du filon vertical. Seules les serpentinites peuvent être à l'origine de ces anomalies. A l'Ouest, les serpentinites affleurantes produisent des effets magnétiques nettement supérieurs à 2 A/m (2 500 γ) (non représentés sur la figure 80).

Par ailleurs, ces roches sont délimitées par des contacts tectoniques (ELTER 1971) au sein des calcschistes et se présentent, aux abords et à l'intérieur de la mine, sous la forme d'écaillés. Elles ont une extension horizontale maximum suivant une direction N-S - direction des axes de pli P_1 affectant les calcschistes - et une épaisseur ne dépassant pas quelques mètres. Il y a identité entre ces écaillés tectoniques et les corps magnétiques provoquant les fortes anomalies.

Un calcul sommaire, basé sur la proportionnalité inverse entre l'amplitude des effets magnétiques et le cube de la distance source magnétique - capteur, permet de localiser les corps magnétiques à une quinzaine de mètres de profondeur (distance sol - barycentre magnétique).

- Anomalie N 70° : elle se développe dans le prolongement de la terminaison affleurante du filon Féniliaz, suivant une direction identique à celui-ci. Elle recoupe le filon vertical mais ne se raccorde pas au filon N 70° affleurant. Nous pouvons invoquer le fait que l'anomalie Nord-Sud oblitère l'anomalie N 70° mais il est plus judicieux de corrélérer cette discontinuité à une réelle interruption du filon au niveau de l'écaillé de serpentinite comme A. RICHARD le remarque en d'autres endroits de la mine.

Cette dernière hypothèse sous-entend que l'anomalie N 70° est créée par le filon Féniliaz. Par ailleurs, nous pouvons nier l'idée que l'effet est lié non pas au filon, mais au rejet vertical de la faille qui le contient (POCACHARD 1977) : les failles N 70° affectent l'ensemble des roches ; or un rejet vertical même faible, au niveau de l'écaïlle de serpentinite séparant l'anomalie N 70° du filon affleurant, devrait produire un décrochement de l'anomalie Nord-Sud. Ce n'est pas le cas et l'estimation faite sur les barycentres magnétiques reste homogène de part et d'autre de la faille.

L'anomalie s'interprète comme étant l'effet d'une discontinuité magnétique au niveau de la faille, causée par un apport minéralisé. Rappelons qu'il n'existe pas d'anomalie magnétique liée au filon vertical, contrairement au filon de Féniliaz. Compte tenu de l'interprétation qui vient d'être formulée, nous pouvons invoquer son faible volume et l'absence de minéraux magnétiques (oxydation des pyrites moins poussée par exemple).

- Anomalies N 125° : elles s'associent à l'importante famille de fractures N 120° de la région de Brusson. Comme dans le cas précédent, ces anomalies ne peuvent s'interpréter par le contraste magnétique créé par le rejet vertical de deux compartiments de natures différentes. Par contre, les formations bréchiques de listvénites, mises en évidence par A. RICHARD dans les fractures N 120°, nous incitent à interpréter les anomalies N 125° comme étant dues à une variation pétrographique au niveau des fractures.

3.2.1.3 Structure poreuse

La mise en place du filon aurifère de Brusson est liée à des circulations hydrothermales. Genèse et géométrie de ce gisement nécessitent de considérer les structures favorisant soit le transport des solutions, soit la concentration et la cristallisation.

Le rôle primordial de la fracturation semble clairement établi. Les filons aurifères, situés de part et d'autre du Val Ayas, ont pris place uniquement dans des fractures. Par ailleurs, les deux plissements (P₁ : plis serrés N-S à plan axial horizontal ; P₂ : légères ondulations subhorizontales autour d'un axe N 55° 20°E) n'entraînent pas de phénomène d'accumulation.

La minéralisation aurifère n'occupe pas toutes les fractures. A. RICHARD relève trois familles de fractures minéralisées : N 70°, N 120° et N 160°. La première constitue la part essentielle du gisement.

En l'espace de ces quelques lignes, il a été possible de présenter sommairement la démarche d'un géologue qui, souvent sans en prendre conscience, analyse et isole progressivement la structure poreuse de toute une région. Il lui manquera très certainement un modèle de représentation géométrique de cette structure, qui pourrait être conçu à partir du pore équivalent (2.2.2.2), ainsi que quelques mesures physiques la mettant en évidence.

L'analyse de la carte des anomalies de champ magnétique, effectuée sur le filon de Féniliaz, a permis d'isoler dans un contexte tourmenté deux directions (N 70° et N 125°) se rapportant à la structure poreuse. Il convient d'ajouter que l'application de la magnétométrie à la recherche de l'or n'est pas courante. Dans le cas présent, la minéralisation n'est pas particulièrement aimantée (aimantation par oxydation des pyrites ?) et la présence de serpentinites n'améliore pas la situation. En dépit de ces inconvénients, les résultats acquis tendent à justifier la méthode magnétique.

3.2.2 Lac Gelé

3.2.2.1 Description du site

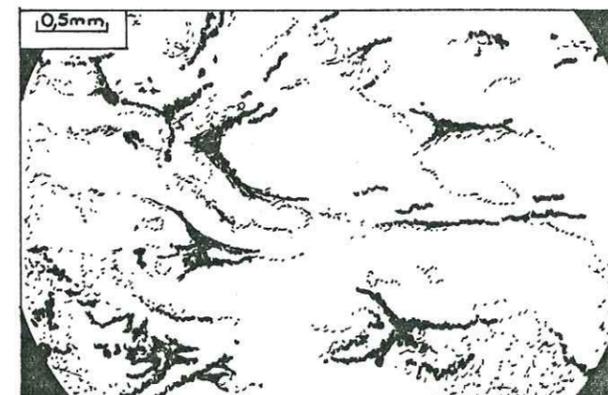
L'ancienne mine de magnétite du Lac Gelé se situe en bordure du lac, à 2 616 m d'altitude, un kilomètre au Sud du Mont Avic (Val d'Aoste, Italie). Nous reprenons en quelques lignes sa description faite par J. L. GARCIAZ (1979).

Le gisement est associé à la grande écaïlle (13 km X 12 km) de serpentinites du Mont Avic. Les bancs de magnétite, dont la puissance varie du centimètre à trois mètres, se développent sur quelques dizaines de mètres suivant la schistosité N 50° 50° W. L'exploitation s'est faite dans deux gros bancs à l'Est de la zone prospectée (fig. 83). Les axes de plis métriques sont dirigés entre N 90° 0° et N 150° 50° W.

Notons encore que les concentrations en magnétite se développent préférentiellement au niveau des charnières de pli (fig. 82 a). A ce sujet, J. L. GARCIAZ étend ce phénomène aux "variations angulaires de la schistosité" (fig. 82 b), ce qui est toujours en accord avec le processus d'accumulation dans les fortes courbures (2.3.3.2).

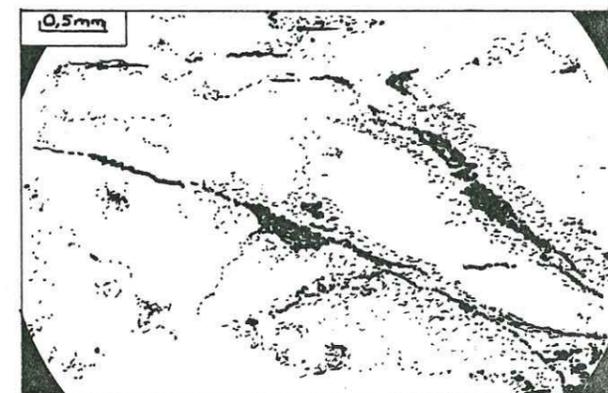
3.2.2.2 Levés magnétiques et interprétation

Compte tenu des dimensions connues du gisement ainsi que de la nature et de la topographie du terrain, les mesures ont été prises à 50 m du sol, le capteur étant maintenu à cette hauteur par un ballon profilé (fig. 83). Trente cinq points répartis sur une zone de 300 m X 200 m (maille carrée de 50 m) ont suffi à préciser l'anomalie du gisement (fig. 84).



LG101

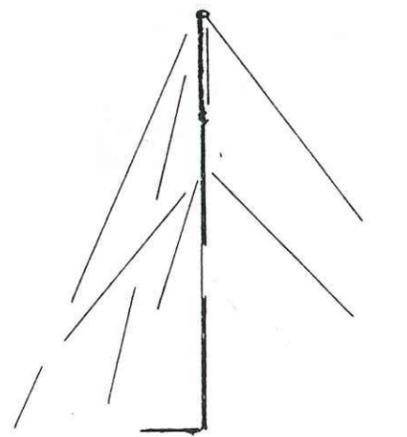
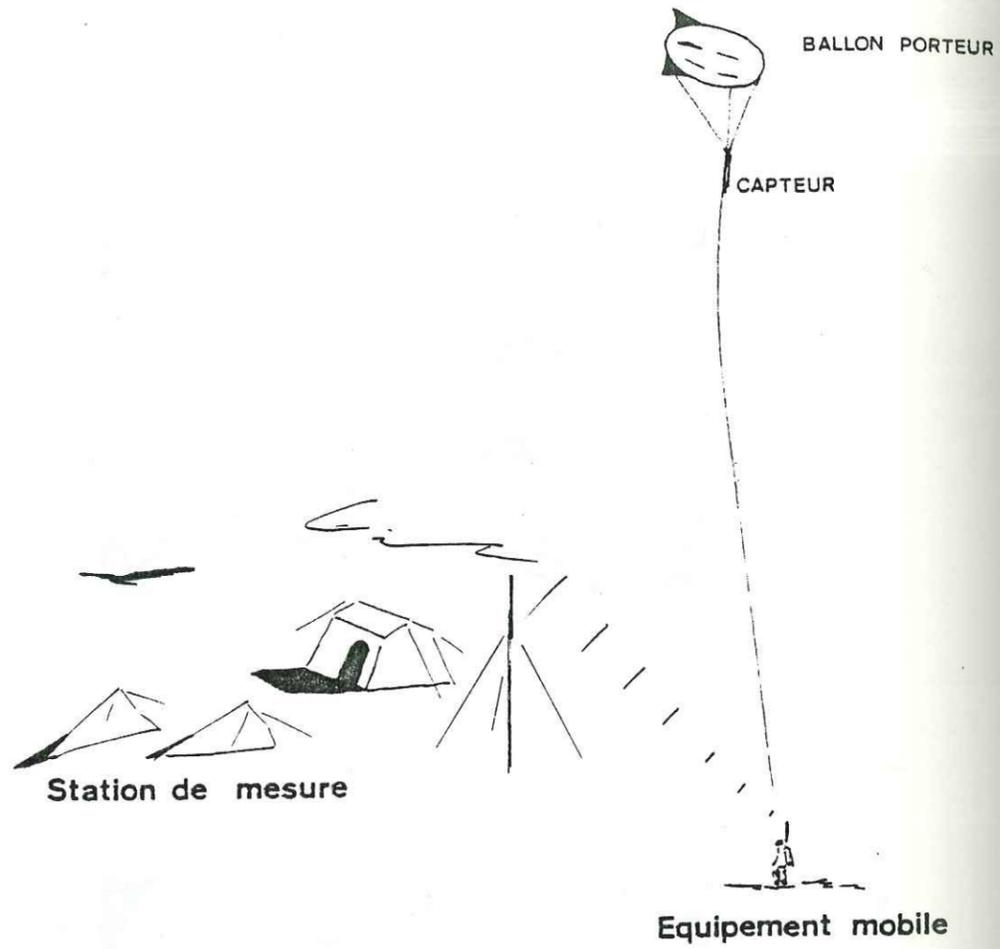
a: Tête de pli



G105

b: Torsion de schistosité

Fig.82: concentration de la magnétite dans les secteurs à forte courbure (GARCIAZ1979)



Station de référence

Fig.83: installation de l'appareillage lors de la campagne de mesures sur le gisement du Lac Gelé

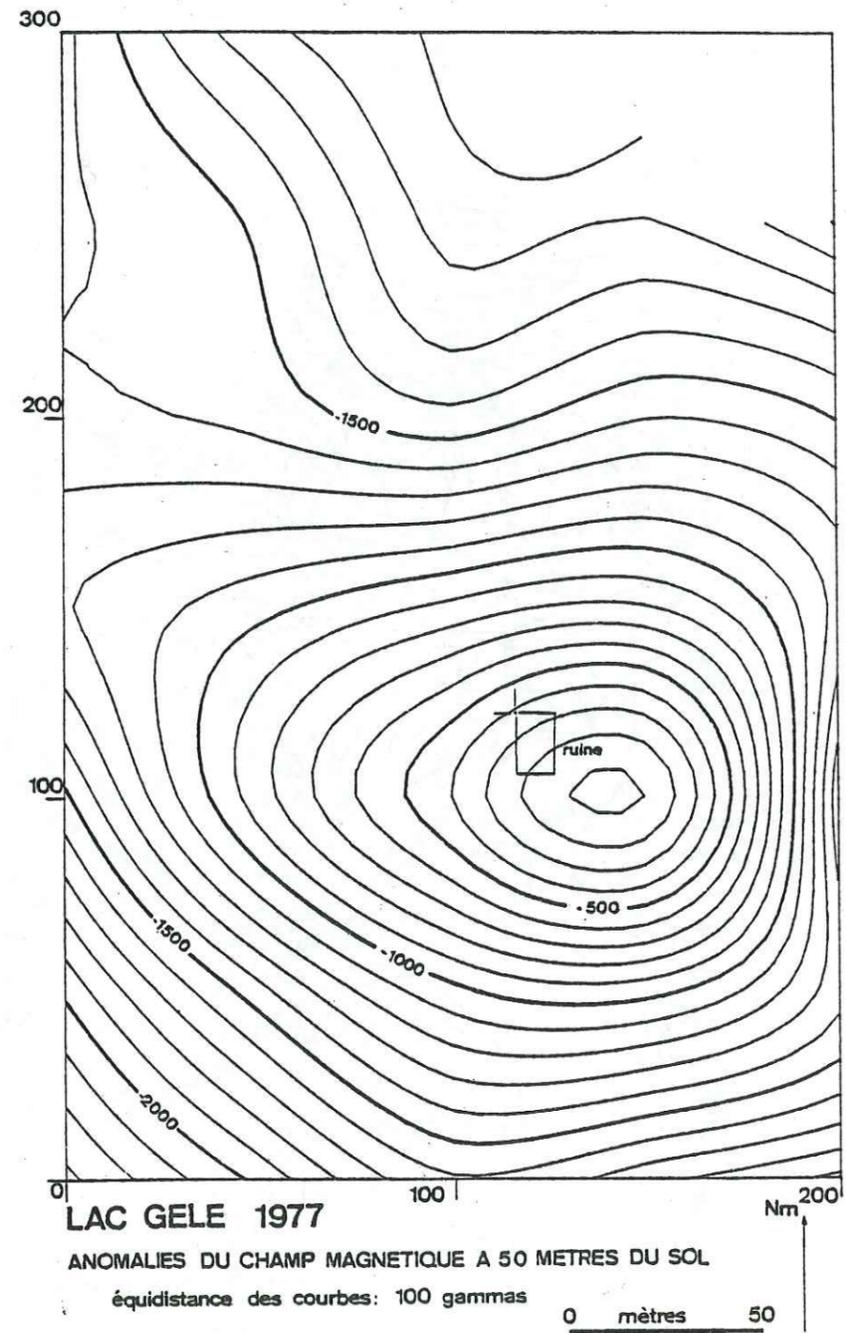
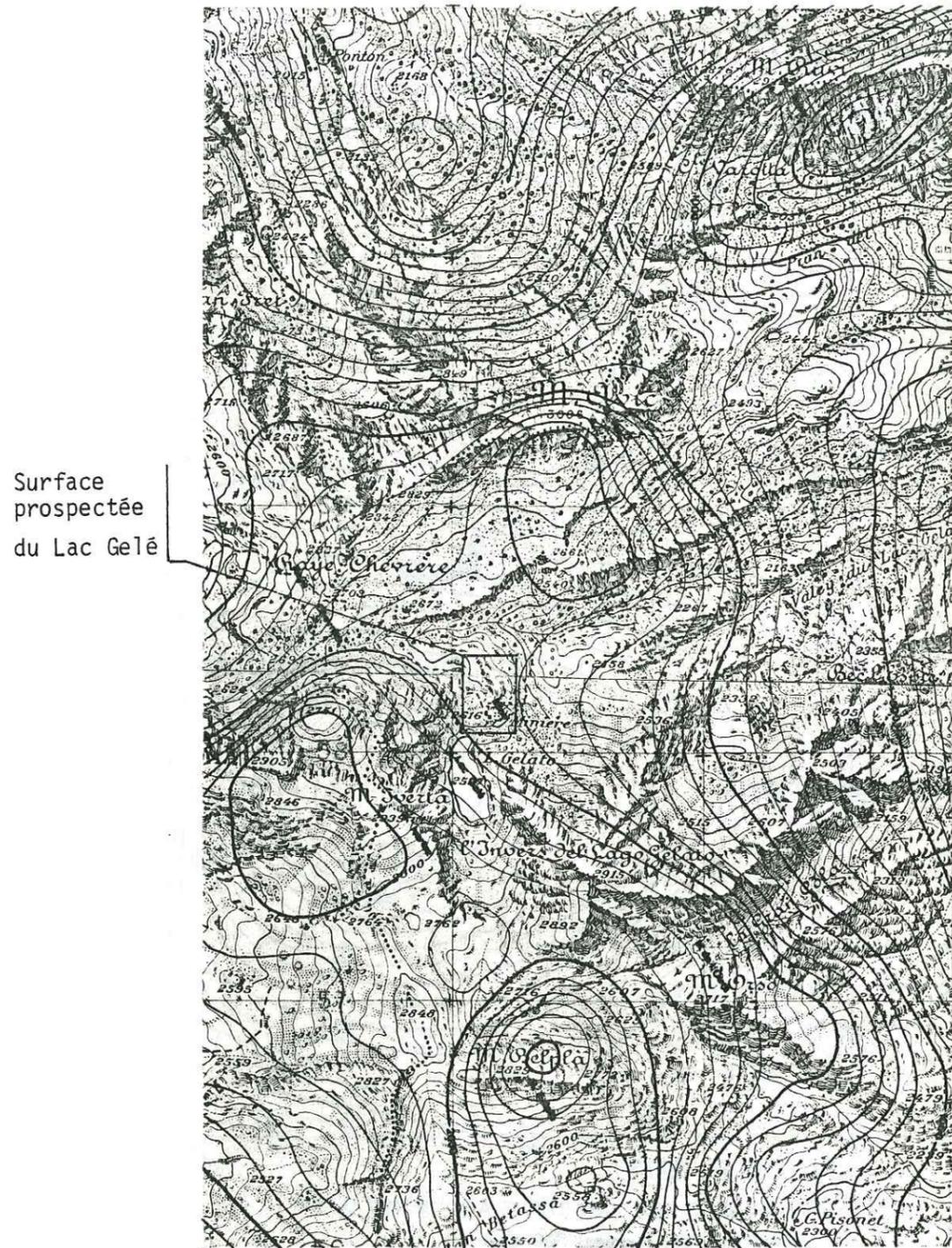


Fig.84



CHAMPORCHER Bec Raty - Mont Barbeston 1977
 ANOMALIES DU CHAMP MAGNETIQUE A 450 METRES DU SOL
 écartement des courbes: 100 gammes

0 1000 mètres

Fig.85a

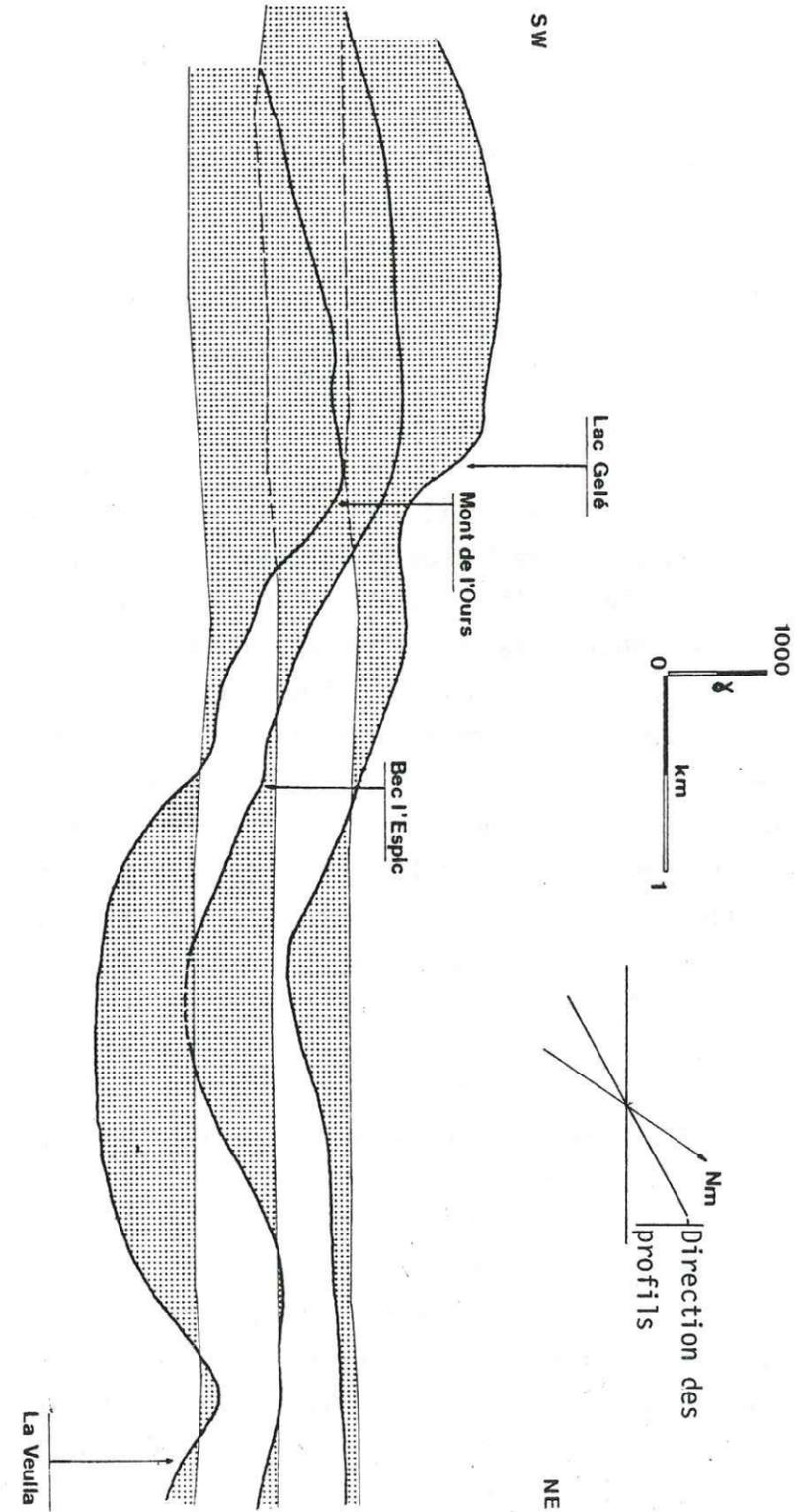


Fig.85b: anomalies magnétiques à 450 m du sol au-dessus de l'écaille de roches ultrabasiques du Mont Avic

3.2.2.2.1 Origine de l'anomalie du Lac Gelé

L'anomalie magnétique à l'aplomb de la mine excède 1,6 A/m (2 000 γ). Il s'agit de discerner de celle-ci, d'une part, la contribution régionale liée au massif ultrabasique, d'autre part l'effet propre au gisement.

Le relevé aéromagnétique, que nous avons effectué durant la même période (POCACHARD 1978) sur l'écaïlle du Mont Avic à 450 m du sol, met en évidence au-dessus de la mine un gradient de champ magnétique inférieur à $3 \cdot 10^{-2}$ A/m (environ 40 γ) pour 100 mètres (fig. 85 a - b). A cet altitude, il s'est avéré que les effets enregistrés ont deux origines :

- L'anomalie impaire (1 bosse + 1 creux) s'étendant sur 7 km au minimum (fig. 85 b) est provoquée par le volume global du massif de serpentinites. Elle varie entre 1 et 2 A/m et est générale sur toute la surface du massif.
- Le deuxième type d'anomalie est lié au relief très abrupt de la région. L'examen rapide d'une représentation partielle du levé aéromagnétique (fig. 85 a) permet de corréler facilement les anomalies et les points culminants du massif.

Ces effets magnétiques sont dus à l'aimantation moyenne élevée (3.3) d'une roche contenant 5 à 10 % de magnétite, ce qui est anormalement élevé par rapport à la teneur moyenne de la serpentinite dans les autres parties du monde (COLEMAN 1971). La projection des anomalies précédentes à 50 m du sol démontre que l'effet magnétique cerné par les mesures en ballon est propre au gisement :

- Le massif ultrabasique a une épaisseur de quelques milliers de mètres. En la supposant égale à 3000 m au niveau du Lac Gelé, l'effet lié au massif s'assimile à celui que produirait une source magnétique située entre 1 000 m et 1 500 m d'altitude. Le prolongement à 50 m du sol de l'anomalie de champ magnétique mise en évidence à 450 m du sol (3 000 m d'altitude à l'aplomb du Lac Gelé), n'entraîne pas une modification sensible du gradient.

- A une faible déclivité du terrain correspond un faible gradient de champ magnétique. Le gradient défini précédemment au-dessus de la mine est dû à la présence d'une masse rocheuse importante à l'Ouest (Mont Ivertaz) et non à la surface peu inclinée du site minier. En conséquence, le prolongement vers le bas de cet effet magnétique, à l'aplomb de la mine, ne doit pas fortement accentuer ce gradient.

Si nous considérons que l'effet mesuré est créé par une sphère, la position de son centre est la suivante :

$x = 115$ m

$y = 100$ m

$z = 2\,550$ m

Il est bien évident que cette estimation ne peut être utilisée qu'en première approximation car les minéralisations en panneaux observées par J. L. GARCIAZ n'ont rien de commun avec une sphère. Nous verrons ultérieurement un deuxième exemple d'utilisation de cette approximation à propos d'une estimation de tonnage fait sur le gisement de Cogne (3.4).

3.2.2.2.2 Structure poreuse

Nous constatons que :

- l'anomalie magnétique s'étend préférentiellement suivant une direction N 100°,
- le barycentre magnétique est situé à l'Ouest des deux panneaux minéralisés.

Le gisement se développe donc à l'Ouest et plus précisément suivant un axe dirigé N 100° et plongeant légèrement vers l'Ouest, direction se corrélant à celle des axes de plis locaux. La magnétite prend place dans des fractures d'extension N 50° se répétant le long de cette structure, mais se refermant rapidement vers de NE.

Comme les observations l'ont montré, le mécanisme de déformation dans l'écaïlle du Mont Avic engendre des accumulations au niveau des fortes courbures. Il est probable que le gisement du

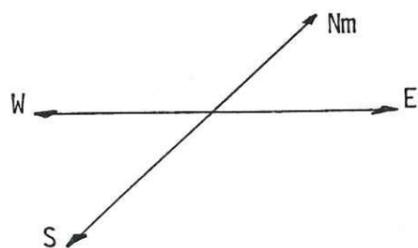
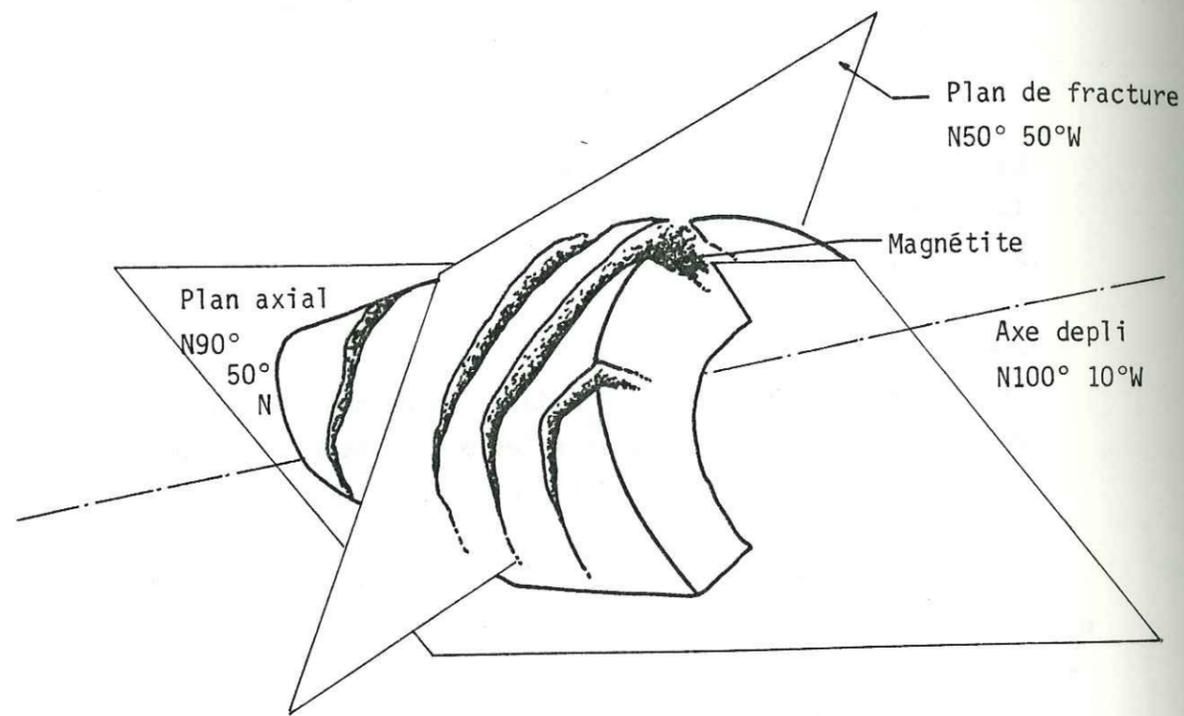


Fig.86: modèle structural du gisement du Lac Gelé

du Lac Gelé correspond à une charnière de pli orientée N 100°, favorisant l'ouverture des fractures N 50°, le passage des solutions fluides, la concentration et la cristallisation de magnétite (fig. 86).

En conclusion, l'anomalie magnétique apparaît comme significative de la structure poreuse du site définie par la succession de fractures parallèles N 50° dont l'extension se restreint à la charnière d'un pli N 100°.

3.3 RELATION TEXTURE-AIMANTATION

Lors de la campagne aéromagnétique effectuée au Sud d'Aoste (Italie) sur les gisements de magnétite, nous avons constaté que le comportement magnétique des roches ultrabasiques serpentinisées était différent suivant qu'il s'agisse de la zone du Combin ou de la zone de Zermatt-Saas-Fee. Il est apparu très rapidement que, si nous faisons abstraction de cette différence, l'analyse de la forme d'un corps minéralisé ainsi que l'évaluation de son volume ne pouvaient se faire sans marge d'erreur considérable.

La nature du marqueur magnétique ne suffit pas à expliquer la différence de ce comportement. Par contre la texture de la roche semble avoir un rôle essentiel.

3.3.1 Porteur du moment magnétique

3.3.1.1 Analyse optique et rayons X

Les serpentinites, qui affleurent au Sud du Val d'Aoste, appartiennent à deux unités différentes (ELTER 1971 ; DAL PIAZ 1974 ; BOCQUET 1974) (fig. 87) :

- la zone du Combin se développe dans la vallée de Cogne, et est caractérisée par un métamorphisme à faciès Schistes verts,
- la zone de Zermatt-Saas-Fee contient l'écaille du Mont Avic et occupe une position structurale plus basse.

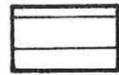
Légende de la figure 87

ZONE PIEMONTAISE:

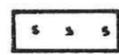
Schistes lustrés ophiolitifères et ophiolites:



Prédominance de calcschistes(zone du COMBIN)

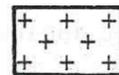


Prédominance de roches vertes(zone de ZERMATT-SAAS FEE)



Serpentinites

Massifs cristallins internes (Massif du Grand Paradis):



Gneiss(gneiss minuti, orthogneiss)

ZONE BRIANÇONNAISE:



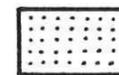
Diorites quartziques



Psammite, gneiss, schistes
(Permo-Carbonifère)

} Zone VANOISE-MONT POURRI
(Massif du Valsavaranche)

ZONE SESIA:

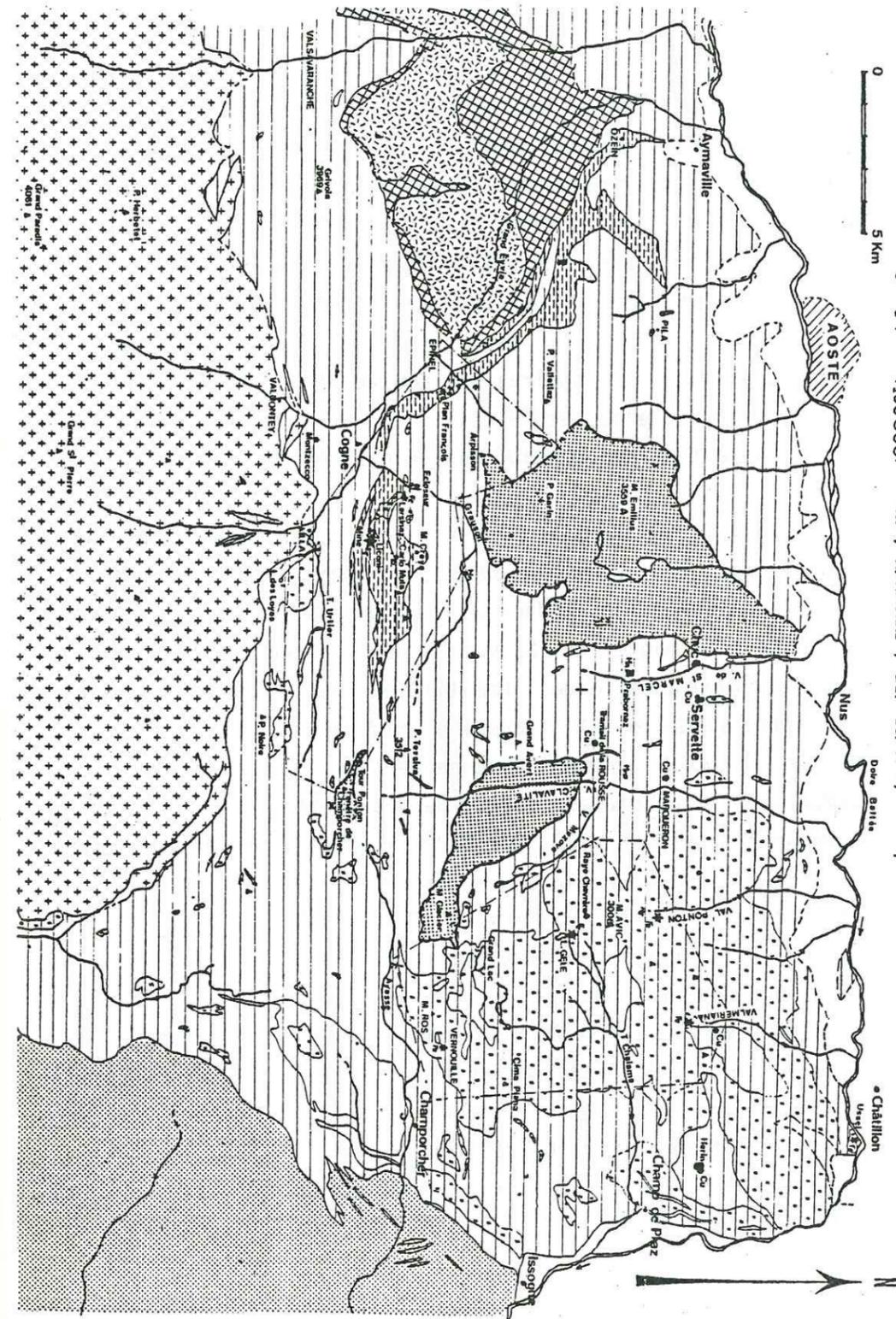


Gneiss(gneiss minuti, gneiss prasinitique), micaschistes



Lambeaux de la nappe de la Dent Blanc s.l.

- ★ • Indices et mines de fer(magnétite)
- ◆ • Indices et mines de cuivre(chalcopryrite)
- • Indices et mines de manganèse



CARTE GEOLOGIQUE SIMPLIFIEE DES REGIONS COMPRISES ENTRE LE VAL D'AOSTE ET LE MASSIF DU GRAND PARADIS
d'après : cartes géologiques 1/100000; G. Eiler ; A. Amstutz ; G.B. Dal Piaz ; J.L. Garciaiaz.

Fig.87

La formation des serpentinites, liée à l'expansion des fonds océaniques, résulte d'une réaction entre l'eau et les minéraux primaires des péridotites (COLEMAN 1977). Dans les deux zones, les serpentinites sont essentiellement composées d'antigorite et de magnétite (GARCIAZ 1979). Les autres minéraux, identifiés au microscope à transmission et susceptible de posséder une aimantation non négligeable, sont en faible proportion. Il semble donc que le comportement magnétique de la roche est dû essentiellement à la présence de la magnétite.

Des analyses supplémentaires ont montré que l'oxyde de fer est sous forme de magnétite essentiellement et que l'aimantation est principalement causée par cet oxyde.

Deux analyses aux rayons X, faites sur une serpentinite de la zone Zermatt-Saas (Lac des Loyes), révèlent la présence prépondérante d'antigorite et dans une moindre proportion de maghémite associée à la magnétite. La maghémite a une composition chimique identique à celle de l'hématite et une structure spinelle comme la magnétite. C'est aussi un minéral fortement magnétique qui se confond facilement avec ce dernier. Il est stable à température ambiante et résulte de l'oxydation de la magnétite à basse température (150° C - 200° C) : les ions Fe^{2+} diffusent à la surface des grains, s'oxydent et forment des ions Fe^{3+} en laissant des sites vacants (STACEY, BANERJEE 1974). Nous ne pouvons attribuer à ces deux analyses qu'un caractère local. Ceci pour deux raisons :

- le prélèvement a été fait dans une partie très tectonisée de la lentille (contact serpentinites - gneiss du Grand Paradis : fig. 87) où la roche, massive par ailleurs, acquiert une forte porosité favorisant l'oxydation,
- deux expériences contradictoires ont porté sur les serpentinites des deux zones.

3.3.1.2 Spectrométrie MÖSSBAUER

Deux échantillons prélevés sur des affleurements frais, un de la mine de Cogne et un du gisement du Lac Gelé, ont été analysés par J. R. REGNARD au Laboratoire d'Interactions Hyperfines (D.R.F., C.E.N. Grenoble), après concentration préalable. Les deux spectres obtenus à 300 K. sont identiques entre eux (fig. 88 a - b) et correspondent au spectre de la magnétite (fig. 89), à l'exception de la raie à 0 mm/s. Cette anomalie ne peut être expliquée sans analyse complémentaire. Cependant il est intéressant de noter l'analogie des deux courbes avec les spectres obtenus par Y. E. KRUPYANSKII et I. P. SUZDALEV (1974) sur des échantillons de grains Fe_3O_4 de plusieurs dimensions (fig. 90). En particulier, nous constatons que la raie à 0 mm/s n'existe pas pour toutes les tailles. Nos deux spectres se rapprochent du spectre obtenu pour une taille moyenne de grain : $\langle d \rangle = 2\ 200 \text{ \AA}$.

Actuellement, cette étude est le seul support permettant d'expliquer l'anomalie à 0 mm/s. Mais, par ailleurs, elle attire la controverse car la détermination de la taille des grains se fait communément par une série de spectres à température variable (NORDEMANN et al. 1979). Quoiqu'il en soit, l'analyse par spectrométrie MÖSSBAUER permet d'arriver aux deux conclusions suivantes :

- l'oxyde est déterminé comme étant de la magnétite,
- il y a similitude presque parfaite entre les deux spectres, chacun étant représentatif d'une zone.

3.3.1.3 Aimantations spécifiques à saturation

Vingt échantillons, équitablement prélevés sur les deux zones, ont fait l'objet de mesures destinées à établir une relation entre la teneur en fer des serpentinites et l'aimantation dans un champ magnétique élevé. L'analyse a été faite au

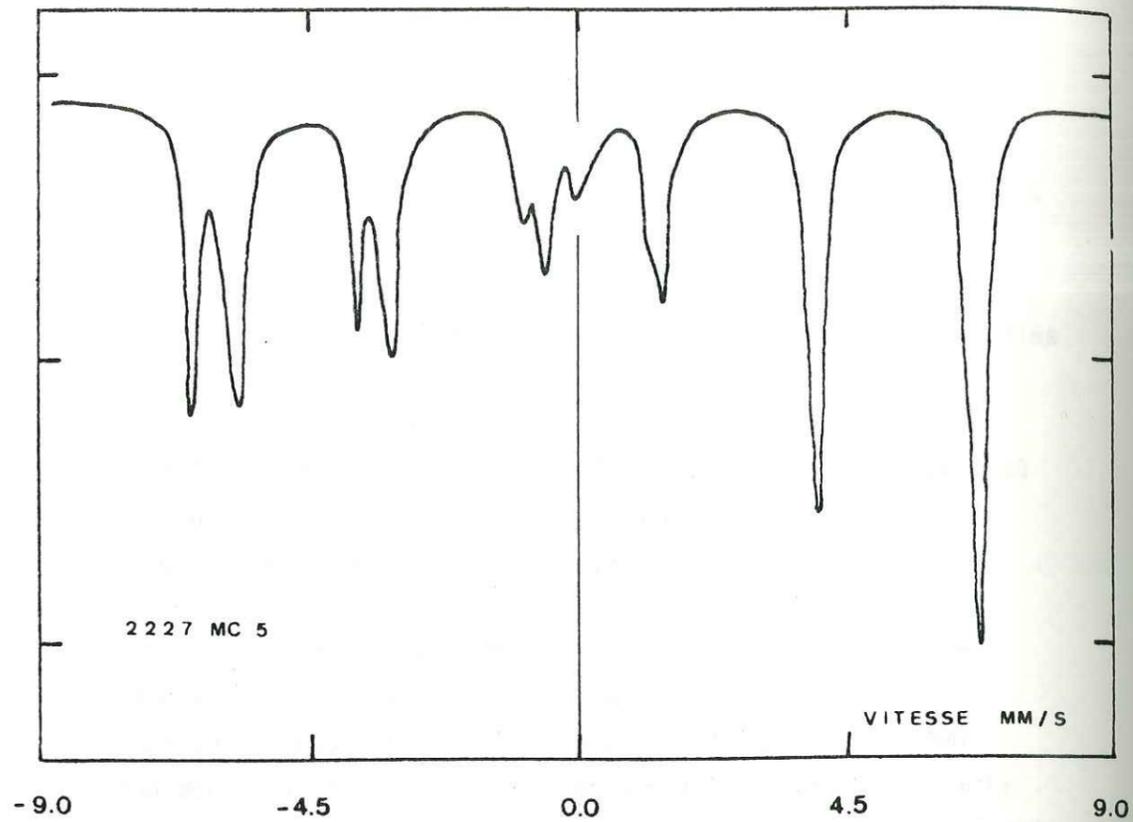


Fig.88a: spectre hyperfin de la magnétite de la zone du Combin

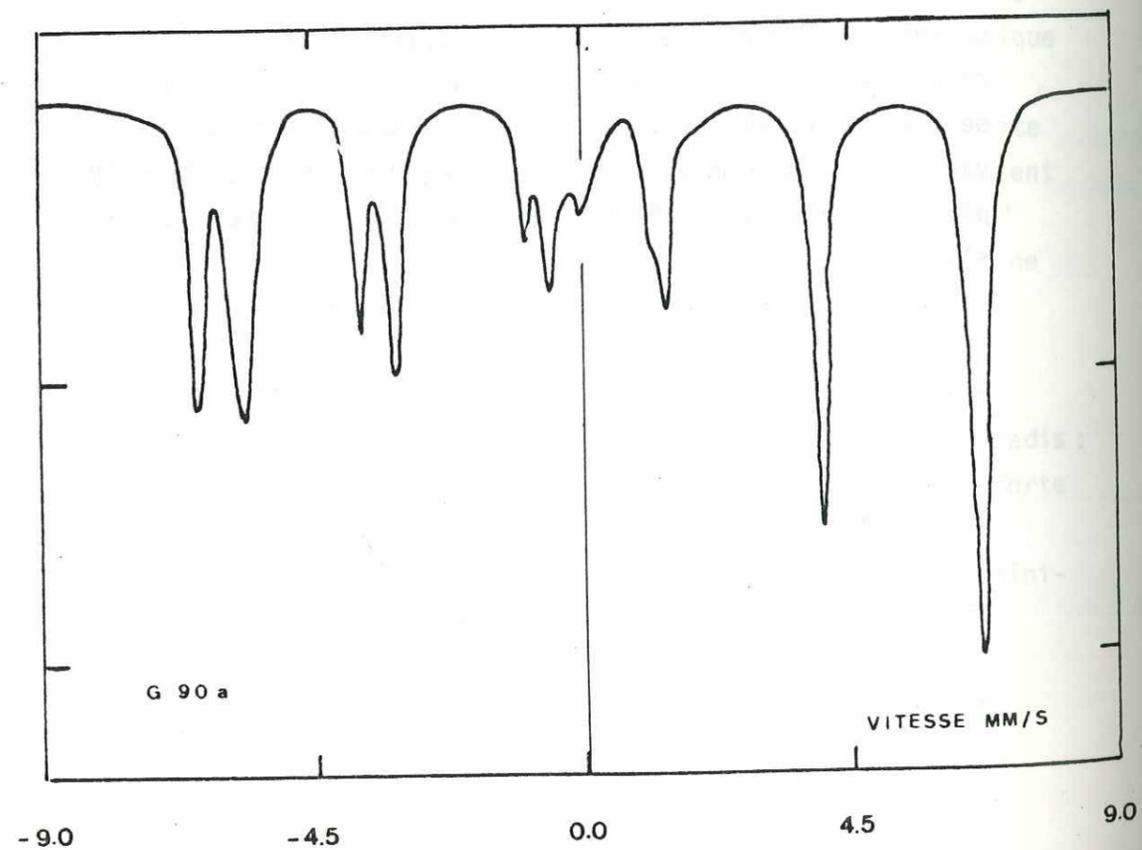


Fig.88b: spectre hyperfin de la magnétite de la zone de Zermatt-Saas

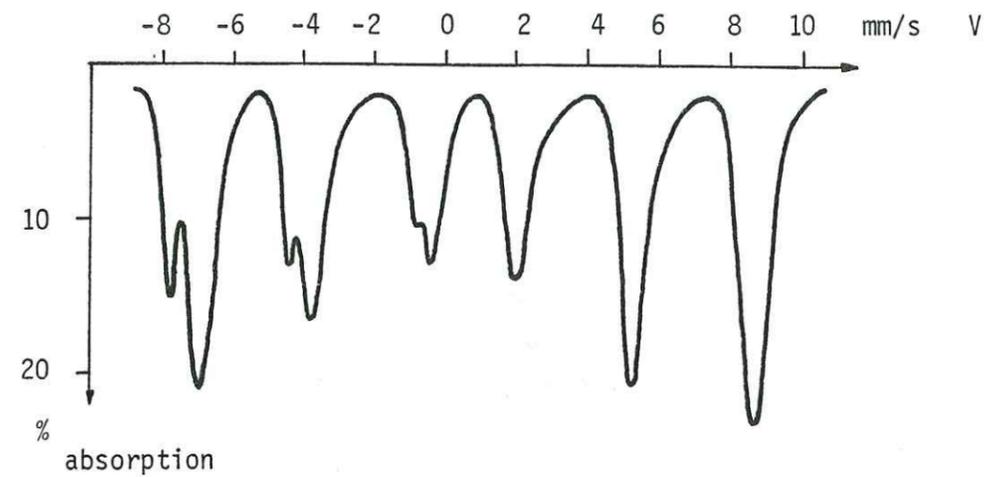


Fig.89: spectre hyperfin du Fe⁵⁷ dans Fe₃O₄, obtenu à 300K (ITO, INO, ISHIKAWA, 1963)

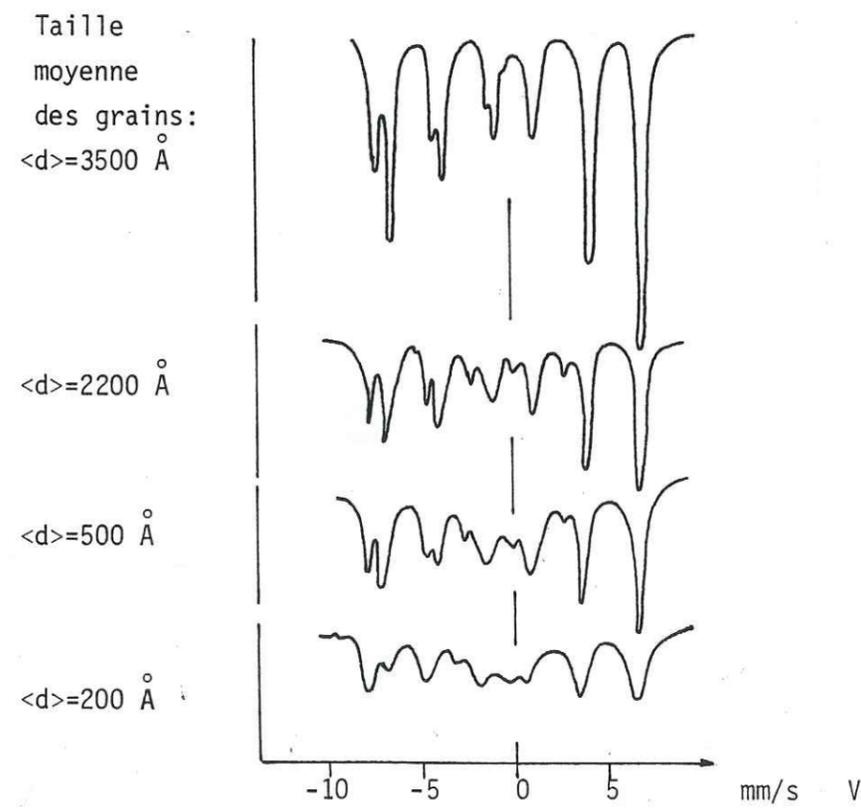


Fig.90: spectres de la magnétite obtenus à 300K pour différentes tailles de grains (KRUYANSKII, SUZDALEV 1974)

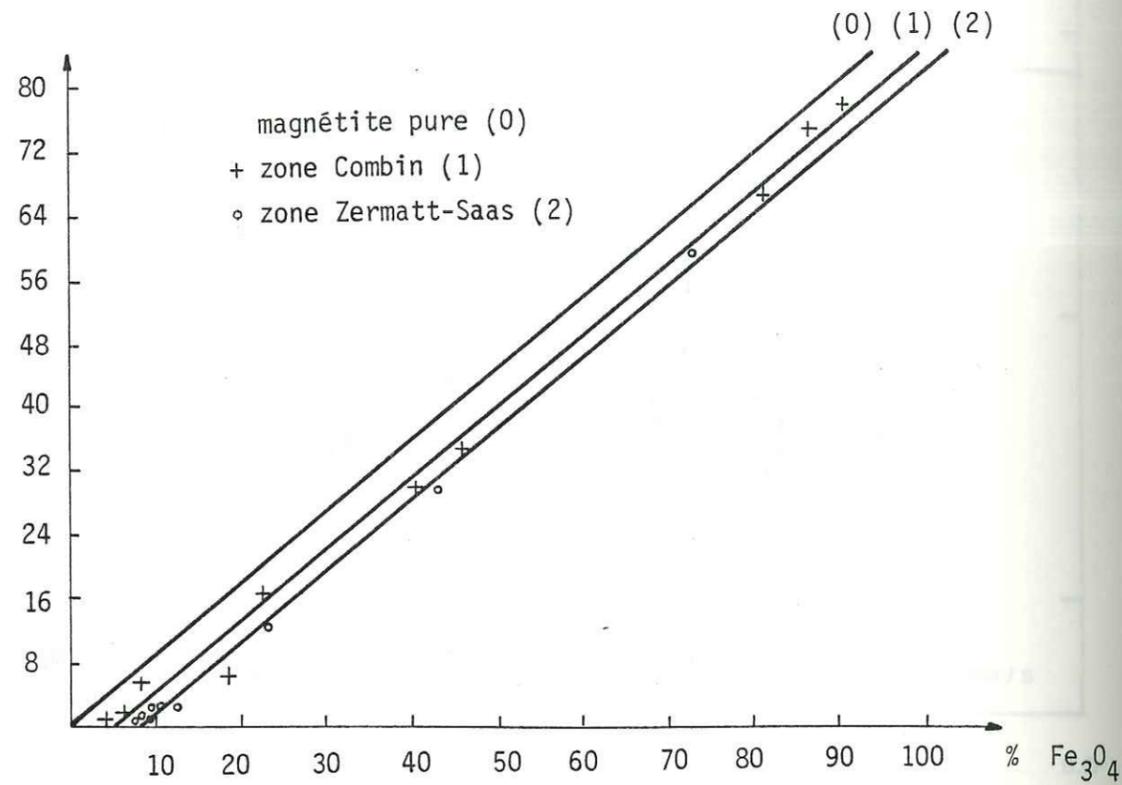


Fig.91: variation de l'aimantation spécifique à saturation en fonction de la teneur en magnétite de la roche

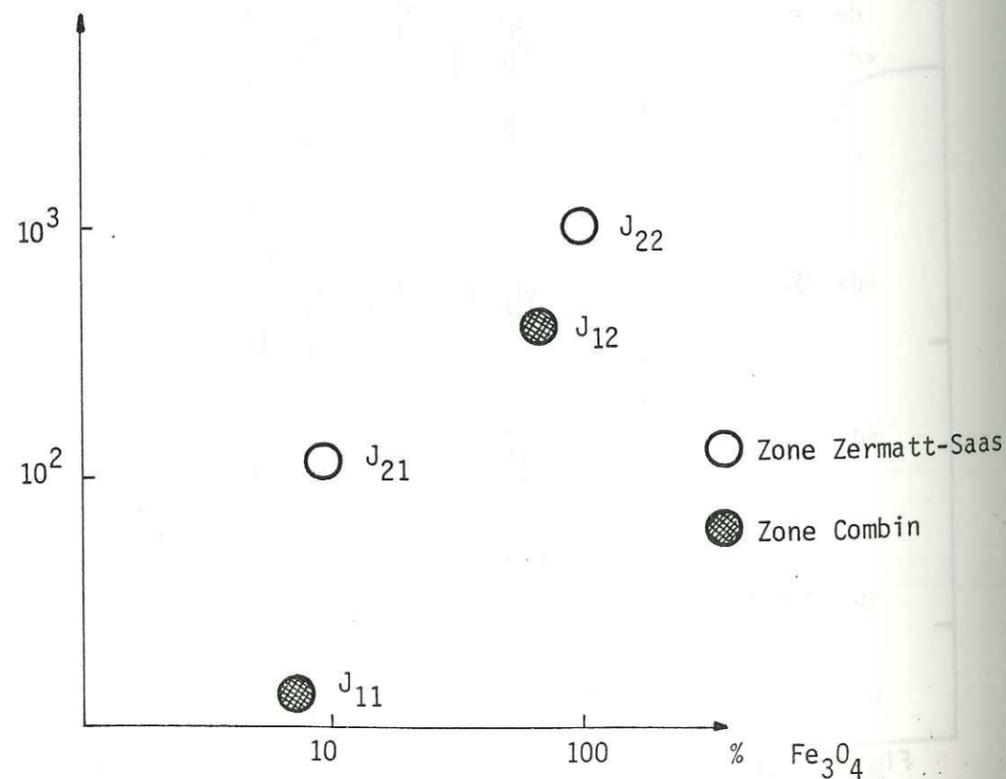


Fig.92: variation de l'aimantation globale dans le champ magnétique terrestre

Laboratoire de Magnétisme Louis NEEL (C.N.R.S. Grenoble) par P. MOLLARD. Elle porte sur des roches dont les teneurs s'échelonnent entre 3,9 % et 87 % de Fe_2O_3 pour la zone du Combin, 7,9 % et 66 % pour la zone Zermatt-Saas.

Afin de s'affranchir de la dimension des grains et de ne restituer qu'une valeur propre à la nature de la roche, l'échantillon est soumis tout d'abord à un champ continu de $1,6 \cdot 10^6 \text{ A/m}$. Il en résulte un blocage des moments magnétiques de tous les grains selon l'orientation du champ magnétique : l'aimantation spécifique $\sigma_s = M_s/m$ (m : masse) mesurée est dite à saturation - notons qu'il existe des cas comme l'hématite par exemple où la saturation ne peut être atteinte qu'avec des champs beaucoup plus intenses-. Par la suite, le champ induit par la bobine décroît progressivement jusqu'à zéro : l'échantillon est alors soumis uniquement au champ terrestre.

De $1,6 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ à $0,2 \cdot 10^6 \text{ A/m}$, les échantillons restent saturés. Le champ de la bobine continuant à diminuer, sur tous les échantillons nous constatons une chute de l'aimantation. La forme de la courbe rappelle celle obtenue sur la magnétite (3.1.6.2). Les aimantations spécifiques à saturation obtenues s'échelonnent entre :

- 0,2 (3,9 %) et 76,3 (87 %) $\text{A} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$ (ou u.é.m C.G.S.) pour la zone du Combin,
- 0,9 (7,9 %) et 56,6 (66 %) $\text{A} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$ pour la zone de Zermatt-Saas.

Les résultats, issus du tracé des deux courbes d'aimantation spécifique en fonction de la teneur en Fe_2O_3 (fig. 91), sont les suivants :

- σ_s est directement proportionnel à la teneur en Fe_2O_3 ,
- les deux courbes ont une pente équivalente à celle obtenue sur des échantillons de magnétite synthétique, ce qui confirme sur un plus grand nombre les résultats acquis par spectro-métrie MÖSSBAUER,

- les deux courbes ne passent pas par l'origine, ce qui peut s'expliquer par l'intervalle d'erreur lié à la mesure, mais aussi par la présence éventuelle d'hydroxydes de fer. Comme précédemment, les résultats acquis sont similaires d'une zone à l'autre, exception faite du dernier point énoncé.

3.3.2 Différenciation des deux unités (zones)

Les résultats acquis précédemment ont permis d'établir que la magnétite était responsable de l'aimantation des serpentinites, sans pour autant discerner des caractères spécifiques à l'une ou à l'autre des deux zones pouvant engendrer des comportements magnétiques différents.

3.3.2.1 Mesures d'aimantation en champ faible

Les résultats, exposés ci-dessous, sont issus de mesures faites dans le champ magnétique terrestre en utilisant soit le magnétomètre à double résonance, soit le magnétomètre à couche mince. En faisant tourner l'échantillon de forme indéfinie sur lui-même et à une distance telle que l'approximation dipolaire (1.1.4) reste valable, nous déterminons la fraction induite et la fraction rémanente de l'aimantation.

Contrairement à l'expérience précédente, la mesure ne détériore pas l'état magnétique de l'échantillon et, par conséquent, est significative non seulement de sa nature, mais aussi de tout autre paramètre ayant une incidence sur celui-ci. L'aimantation globale (2.1.3) a été mesurée sur vingt deux échantillons de la zone du Combin et seize de la zone Zermatt-Saas. Il en résulte quatre pôles moyens différents (fig. 92) représentant les aimantations de serpentinites à 5 - 10 % (J_{11} et J_{21}) et à 30 - 80 % (J_{12} et J_{22}) de magnétite pour chacune des deux zones. Si la relation teneur-aimantation paraît possible à l'intérieur de chaque zone, elle est inexistante quand nous comparons soit J_{11} et J_{21} , soit J_{12} et J_{22} .

Rappelons que les résultats précédents ont permis d'établir pour les deux unités, une similitude du porteur magnétique (nature et taille) et de son comportement en champ élevé. Cela laisse supposer d'une part que l'aimantation a été acquise dans des conditions différentes selon la zone et d'autre part que la répartition des grains ferromagnétiques n'est pas identique.

3.3.2.2 Aspect géochimique

L'étude géochimique (DOUSSET, TOLARDO 1981), menée conjointement à notre étude, révèle pour sa part plusieurs caractères distinguant une unité de l'autre. Le diagramme $MgO/Fe_2O_3-Ni/Cr$ s'est révélé très significatif (fig. 93) et d'autant plus intéressant qu'il permet la distinction des roches pauvres en magnétite (Fe_2O_3 faible) et riche en antigorite (MgO fort) de celles ayant au contraire un rapport MgO/Fe_2O_3 faible.

Les serpentinites peu minéralisées ($1 < MgO/Fe_2O_3 < 10$) des deux zones restent groupées autour d'une valeur du rapport Ni/Cr égale à 0,75. La distinction apparaît pour des roches minéralisées en fer ($0,1 < MgO/Fe_2O_3 < 1$) : pour la zone du Combin, le rapport Ni/Cr vaut en moyenne 0,5 alors qu'il est cinq fois inférieur pour la zone Zermatt-Saas.

L'anomalie se corrèle donc avec la présence de la magnétite, mais non avec sa proportion dans la roche : le rapport Ni/Cr des roches minéralisées de l'unité du Combin est à peu près égal à celui des serpentinites pauvres en magnétite de la même zone, tandis qu'il est sensiblement différent de celui des roches minéralisées de la zone Zermatt-Saas. Comme précédemment, nous concluons au fait qu'il existe des caractères différenciant les deux unités et ayant eu une influence sensible sur la formation et l'évolution de la magnétite.

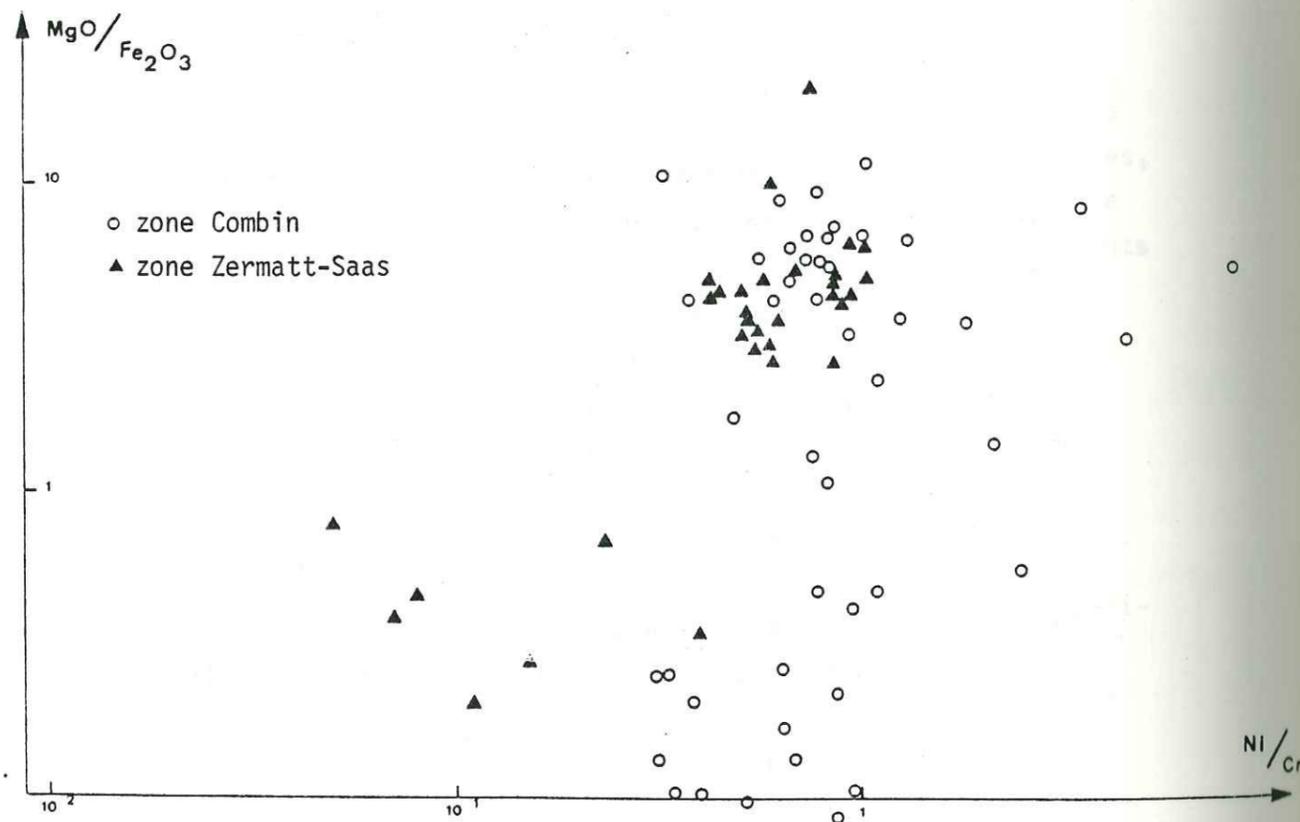


Fig.93: Diagramme ternaire Ni/Cr MgO/Fe₂O₃ (TOLLARDO)

3.3.2.3 Caractères structuraux

Dans les deux unités, la magnétite est associée exclusivement aux minéraux du groupe des serpentinites mais la serpentinisation est beaucoup plus poussée et plus homogène dans la zone de Zermatt-Saas. D'autre part, J.L. GARCIAZ (1979) distingue les deux unités lors de son étude sur l'agencement de la magnétite.

L'anisotropie de distribution des grains de magnétite est moins développée dans la zone du Combin. La répartition, quoique préférentiellement établie suivant la foliation principale, est relativement plus homogène. Dans la zone Zermatt-Saas, la magnétite présente des caractères plus marqués en relation avec la déformation des serpentinites. Le litage dans les plans de schistosité est net et s'exprime bien souvent par des concentrations lenticulaires millimétriques d'oxyde.

Par ailleurs, dans cette même zone, les grains cristallins sont relativement plus aplatis et plus orientés, la magnétite de l'unité du Combin se présentant souvent sous la forme d'éléments anguleux ou arrondis.

Ces deux différences, liées à la texture des ultrabasites, impliquent probablement un degré de déformation plus élevé dans la zone de Zermatt-Saas, entraînant deux types de phénomènes au niveau de la magnétite :

- concentration et cristallisation en amas dans les secteurs à forte courbure (3.2.2),
- aplatissement et étirement des grains ou des amas de grains.

3.3.2.4 Aimantations rémanentes et aimantations induites

Nous pouvons supposer en première approximation que le champ magnétique terrestre a varié de la même façon sur les deux zones.

L'aimantation qui en résulte est nettement inférieure à sa valeur à saturation ($J_s = 5 \cdot 10^5$ A/m). A titre d'exemple, nous avons défini la fraction rémanente J_r et la fraction induite J_i pour deux échantillons de magnétite :

	J_r (A/m)	J_i (A/m)	J_r / J_i
Unité Combin :	2,3	13	0,18
Unité Zermatt-Saas :	19	27	0,70

L'aimantation globale n'atteint pas le dix millième de l'aimantation à saturation, quelle que soit la zone.

Les deux unités se distinguent par deux différences portant d'une part sur l'intensité d'aimantation et d'autre part sur le rapport J_r / J_i . Trente échantillons prélevés dans la zone du Combin et dix sept dans celle de Zermatt-Saas ont servi à établir cette distinction.

Nous constatons tout d'abord que les serpentinites de la zone du Combin sont trois à dix fois moins aimantées, à teneurs égales, que celles de la zone Zermatt-Saas (fig. 92). En considérant successivement la fraction rémanente puis la fraction induite des roches riches en magnétite, nous obtenons un résultat similaire (fig. 94) : J_r et J_i augmentent de façon sensible. Pour les serpentinites plus pauvres en oxyde, la variation de l'A.R.N. est encore plus forte tandis que l'aimantation induite tend à se stabiliser. En résumé :

	Zone Zermatt-Saas	Zone Combin
J_r / J_i	$(J_r / J_i)_{2j}$	$(J_r / J_i)_{1j}$
Aimantation globale :	J_{2j}	J_{1j}

Si nous considérons maintenant à l'intérieur d'une même unité les fractions rémanente et induite en fonction de la teneur,

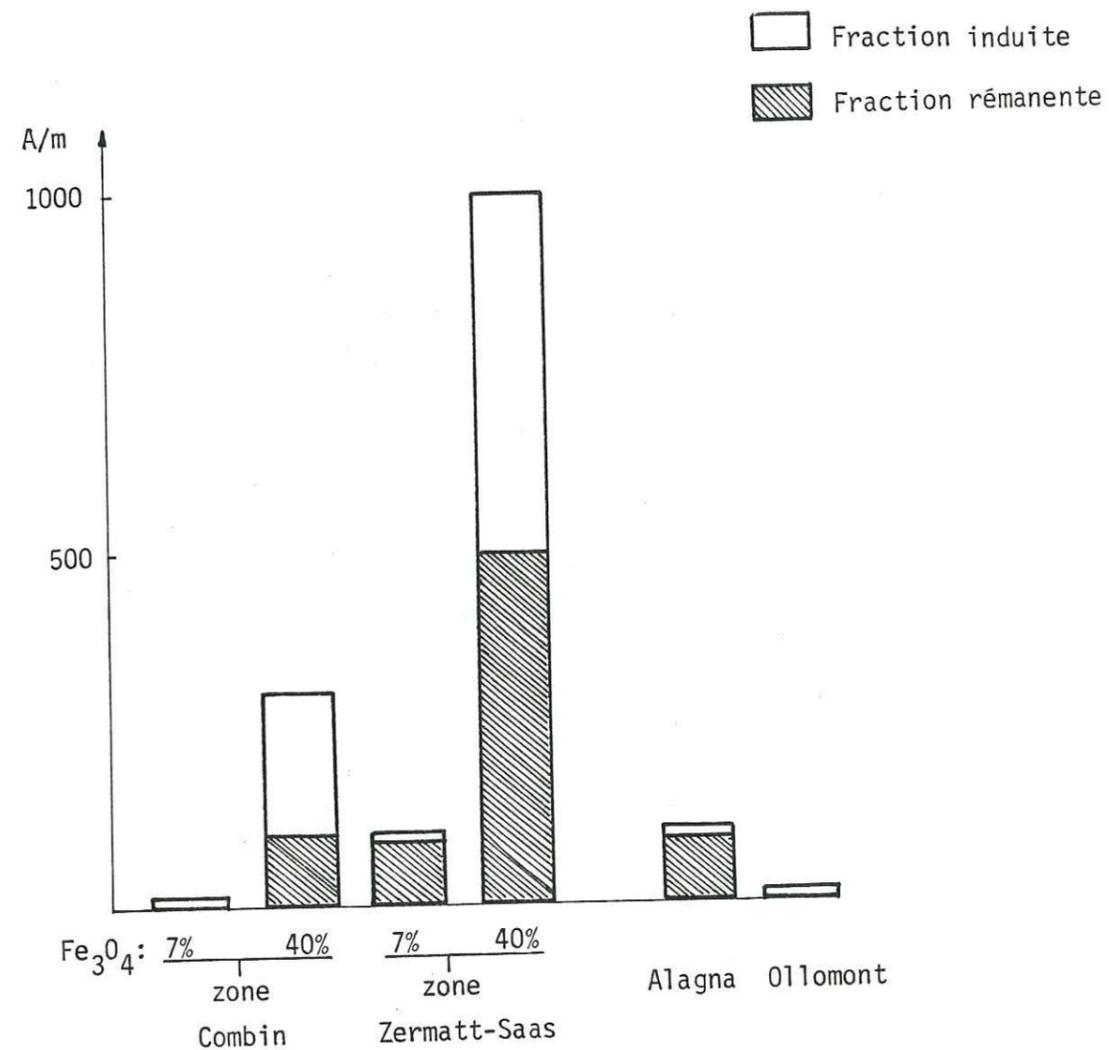


Fig.94: fractions induite et rémanente des roches prélevées dans le domaine des Schistes Lustrés (Val d'Aoste)

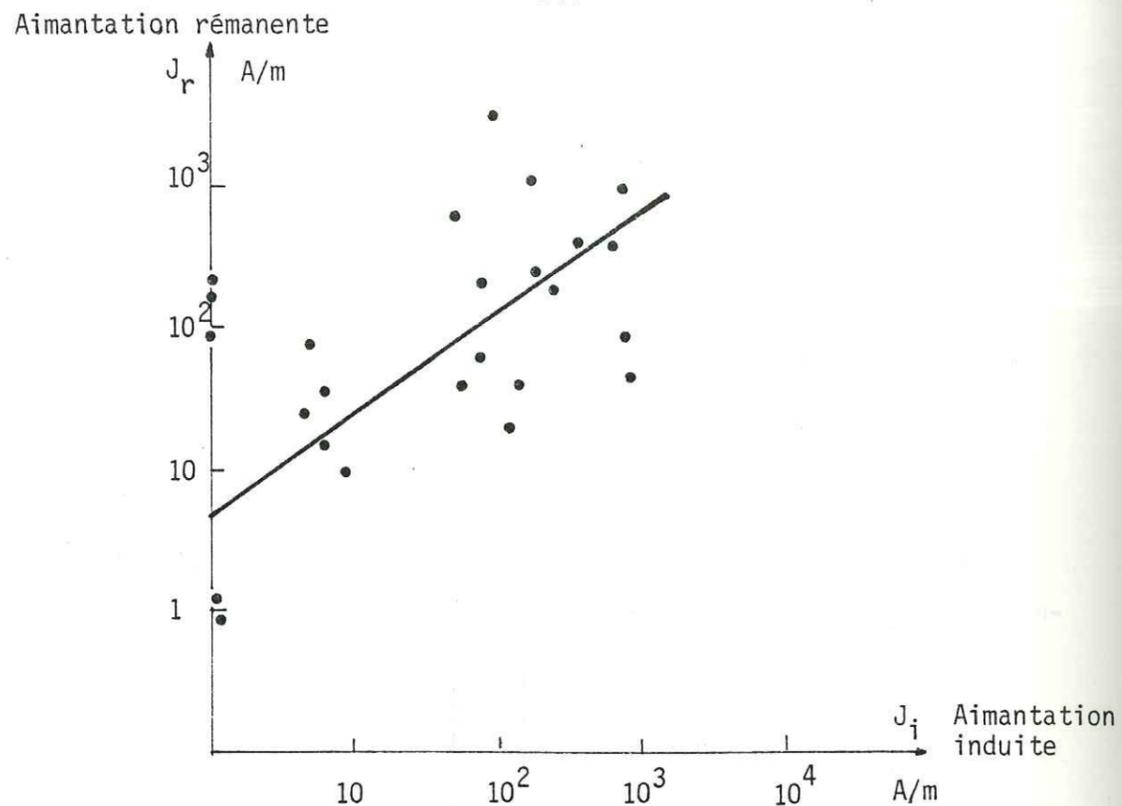


Fig.95a: zone Combin; vallée de Cogne

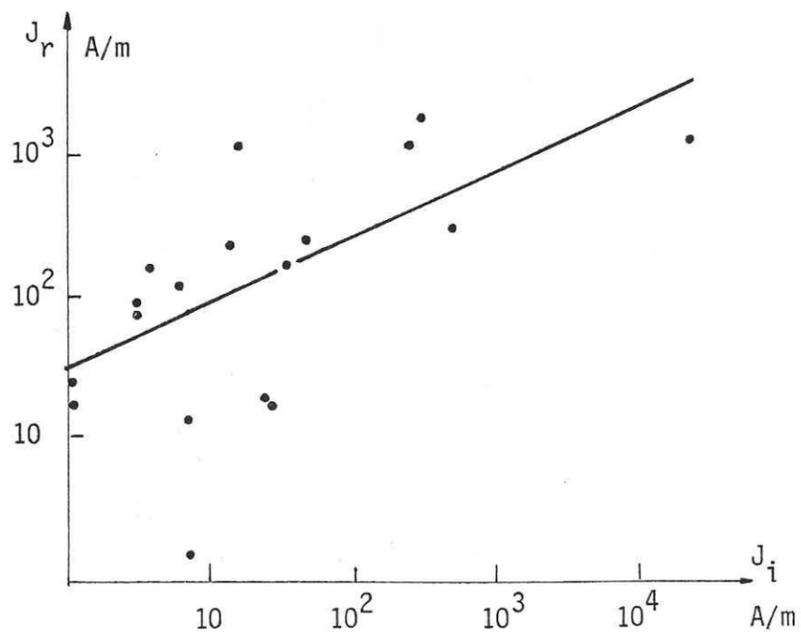


Fig.95b: zone Zermatt-Saas; écaille du Mont Avic

il apparaît que la variation de l'aimantation induite est supérieure à celle de l'A.R.N. :

$$\begin{array}{l}
 \text{Teneur moyenne : } 7 \% \text{ Fe}_3 \text{O}_4 \qquad 40 \% \text{ Fe}_3 \text{O}_4 \\
 J_r / J_i \quad : (J_r / J_i)_{i1} > (J_r / J_i)_{i2} \\
 \text{Aimantation} \quad J_{i1} < J_{i2} \\
 \text{globale} \quad :
 \end{array}$$

3.3.2.5 Déformation et rapport J_r / J_i

Les caractères magnétiques acquis par les serpentinites sont liés à la teneur, à la forme des grains et l'agencement de ceux-ci. La variation d'un de ces paramètres peut être créée uniquement par une modification de l'état de contrainte à l'intérieur de la roche :

- cristallisation dans des secteurs en extension (3.2.2),
- aplatissement et étirement variable des grains (3.3.2.3),
- lits de magnétite parallèles à la foliation principale (3.3.2.3).

Nous avons montré, tout au long de ce mémoire, que la teneur en éléments, résultant d'un processus de circulation et de cristallisation, est étroitement liée à la structure de la roche. Ainsi, une serpentinite pauvre en magnétite a logiquement une aimantation faible par rapport à une serpentinite plus riche en ce minéral (fig. 91). Par ailleurs, à une teneur faible en $\text{Fe}_3 \text{O}_4$ correspond probablement un secteur contracté, donc un endroit où les effets de pression seront plus intenses. Ces effets créent d'une part une forte aimantation piézo-rémanente et d'autre part une direction privilégiée très marquée, renforçant l'A.R.N. Nous pouvons donc penser que l'évaluation du rapport J_r / J_i permet de différencier secteur contracté et secteur dilaté. Cette idée est avancée à partir d'un résultat global (fig. 94) acquis en regroupant les roches de chaque unité (i) sous deux types (j) (7 % et 40 % de $\text{Fe}_3 \text{O}_4$) et en calculant une valeur moyenne pour chacun des quatre groupes (ij).

Après avoir repris les échantillons un à un et en portant pour chacun d'eux J_i en abscisse et J_r en ordonnée, nous établissons pour chaque unité (fig. 95 a - b) une relation entre ces deux paramètres par un ajustement à une fonction puissance :

Unité Combin : $J_r = 0,27 (J_i)^{0,70}$
 Unité Zermatt-Saas : $J_r = 0,81 (J_i)^{0,46}$

En fait, les relations liant J_r à J_i sont floues. Les points sont très dispersés, ce qui implique que les facteurs de corrélation soient inférieurs à 0,4. Les points $(J_r / J_i)_{i1}$ correspondant aux échantillons pauvres en magnétite sont bien localisés dans le domaine de faible aimantation globale (proche de l'origine). Par contre, les points $(J_r / J_i)_{i2}$ ne se rangent pas tous vers la partie haute de chaque courbe. En conséquence, il ne peut être question de confirmer l'éventuelle relation entre le rapport J_r / J_i et une structure déformée au stade où en est l'étude, mais les valeurs moyennes $(J_r / J_i)_{ij}$ restent significatives.

3.3.2.6 Texture et rapport J_r / J_i

Reprenons les résultats précédents en les analysant en parallèle avec la texture de la roche.

A l'intérieur d'une même unité, le rapport J_r / J_i augmente lorsque nous passons d'une structure massive, qui correspond bien souvent à un secteur enrichi en magnétite, à une structure schisteuse, riche en serpentines orientées.

D'une unité à l'autre, ce résultat se confirme. Le litage et l'allongement des grains sont plus intenses dans la zone de Zermatt-Saas que dans la zone de Combin. A cela correspond une augmentation de la fraction rémanente et dans une moindre mesure de la fraction induite.

Toujours dans le domaine des schistes lustrés mais dans un contexte lithologique différent, nous avons effectué quelques mesures d'aimantations rémanente et induite sur des échantillons prélevés à Ollomont (Valpelline, Val d'Aoste) et à Alagna (Val Sesia, Piémont). Il s'agit de deux gisements pyrito-cuprifères (DAL PIAZ, OMENETTO 1966 ; GAMALERO 1969), situés à 50 km l'un de l'autre et pourtant très proche au niveau géologique. Ces gisements sont d'origine hydrothermale et ont été repris pas le métamorphisme alpin. Alors que celui d'Ollomont ne semble pas fortement affecté par le contact proche entre les schistes lustrés et les gneiss du Grand Saint-Bernard, le gîte minier d'Alagna se situe dans la zone de contact tectonique entre les schistes lustrés et les gneiss de Sezia-Lanzo et est fortement remanié.

Les mesures effectuées sur quelques échantillons (trois à Ollomont cinq à Alagna) sont reportées sous forme de valeurs moyennes sur la figure 94. Les résultats sont analogues à ceux obtenus sur les serpentinites pauvres en magnétite : alors que l'aimantation induite n'augmente que très peu en passant de Ollomont à Alagna, l'A.R.N. devient nettement plus forte pour des roches très tectonisées.

En résumé, le rapport J_r / J_i est élevé pour une texture très anisotrope, faible pour une texture plutôt isotrope.

3.3.3 Conclusions

Les serpentinites à magnétite des unités du Combin et de Zermatt-Saas se différencient entre elles par des caractères structuraux et géochimiques, mais aussi par des comportements magnétiques différents.

Les résultats d'analyse ont montré que cette différence n'était due ni à la nature du porteur de l'aimantation, la magnétite en l'occurrence, ni à sa teneur dans la roche : à teneurs égales,

Les serpentinites appartenant à la zone Zermatt-Saas ont des aimantations trois à dix fois plus fortes que celles de la zone du Combin.

Une série de mesures a été faite sur des échantillons ayant subi un minimum de modifications de leur état magnétique (prélèvement + transport). En distinguant la fraction rémanente J_r de la fraction induite J_i , il est mis en évidence que J_r et J_i dans une moindre mesure, augmentent quand nous passons de l'unité du Combin à l'unité de Zermatt-Saas.

Ces variations magnétiques se corrélaient avec une modification de la texture de la roche. Ainsi, à la serpentinite litée et orientée de la zone Zermatt-Saas correspond un rapport J_r / J_i supérieur à l'unité ; à la serpentinite plus isotrope de la zone du Combin correspond un rapport J_r / J_i inférieur à l'unité. Les quelques mesures obtenues sur les gisements d'Alagna et d'Ollomont ne font que confirmer ce résultat.

3.4 LOCALISATION D'UN CORPS MAGNETIQUE ET EVALUATION DE SES PARAMETRES GEOMETRIQUES.

La localisation d'un corps minéralisé et l'évaluation de ses paramètres géométriques s'effectuent couramment à partir de mesures magnétiques. L'opération consiste dans un premier temps à mesurer les variations spatiales du champ magnétique dans le secteur considéré. Il s'agit par la suite d'isoler l'effet lié à un corps magnétique de tout autre effet (l'anomalie régionale par exemple). Enfin, les calculs de la position moyenne du corps magnétique, de sa forme et de son volume font appel à des programmes d'optimisation basés sur la relation établie entre le comportement magnétique d'un matériau et son état.

Il paraît bien évident que ces programmes ne peuvent tenir compte que d'un nombre limité de paramètres variables définissant l'état magnétique de la roche. A titre d'exemple, nous relatons ci-dessous l'étude faite sur le gisement de magnétite de Cogne et ses environs (POCACHARD 1978). Un des buts de cette étude était d'évaluer le tonnage restant dans le gisement.

3.4.1 Présentation générale du gisement de Cogne

Nous reprenons ici la description faite par J. L. GARCIAZ (1979). Les gisements de magnétite sont situés au sud de la Vallée d'Aoste (fig. 87). Ils se développent dans les serpentinites des zones du Combin et de Zermatt-Saas.

Ces serpentinites présentent des teneurs moyennes en magnétite supérieures à 5 %. Localement des concentrations en oxyde de fer ont fait l'objet d'exploitation minière, mais l'importance de ces gisements est trop faible pour pouvoir justifier une exploitation dans le contexte actuel. Seul le gisement de Cogne dont le tonnage de magnétite est de l'ordre de plusieurs dizaines de millions de tonnes a été exploité jusqu'à nos jours pour être finalement abandonné au printemps 1979.

Ce dernier fait partie d'une écaille de serpentinites qui affleurent entre 2 000 m et 2 700 m d'altitude (fig. 96), au NE de Cogne. Le gisement fut exploité tout d'abord à Liconi, au SE de la lentille et à 2 500 m d'altitude, puis progressivement les travaux s'étendirent en profondeur pour atteindre en fin d'exploitation la cote 2 250 m.

L'amas principal mesure 600 m de long, 50 m à 70 m de puissance et se pince progressivement pour disparaître à la cote 2 072 m (fig. 97).



- | | |
|--|----------------------------|
| Moraines et éboulis indifférenciés | *Affleurement de magnétite |
| Eroulements, paquets tassés | Mine |
| Serpentinites | Foliation principale |
| Prasinites s.l. | Ligne de crête |
| "Schistes lustrés" (calcischistes, micaschistes) | Torrent |
| Calcaires dolomitiques, cagneules triasiques | |
| Quartzites triasiques | |

Fig.96: carte géologique de la région de Cognac (1/50000^{ème}) (AMSTUTZ1962)

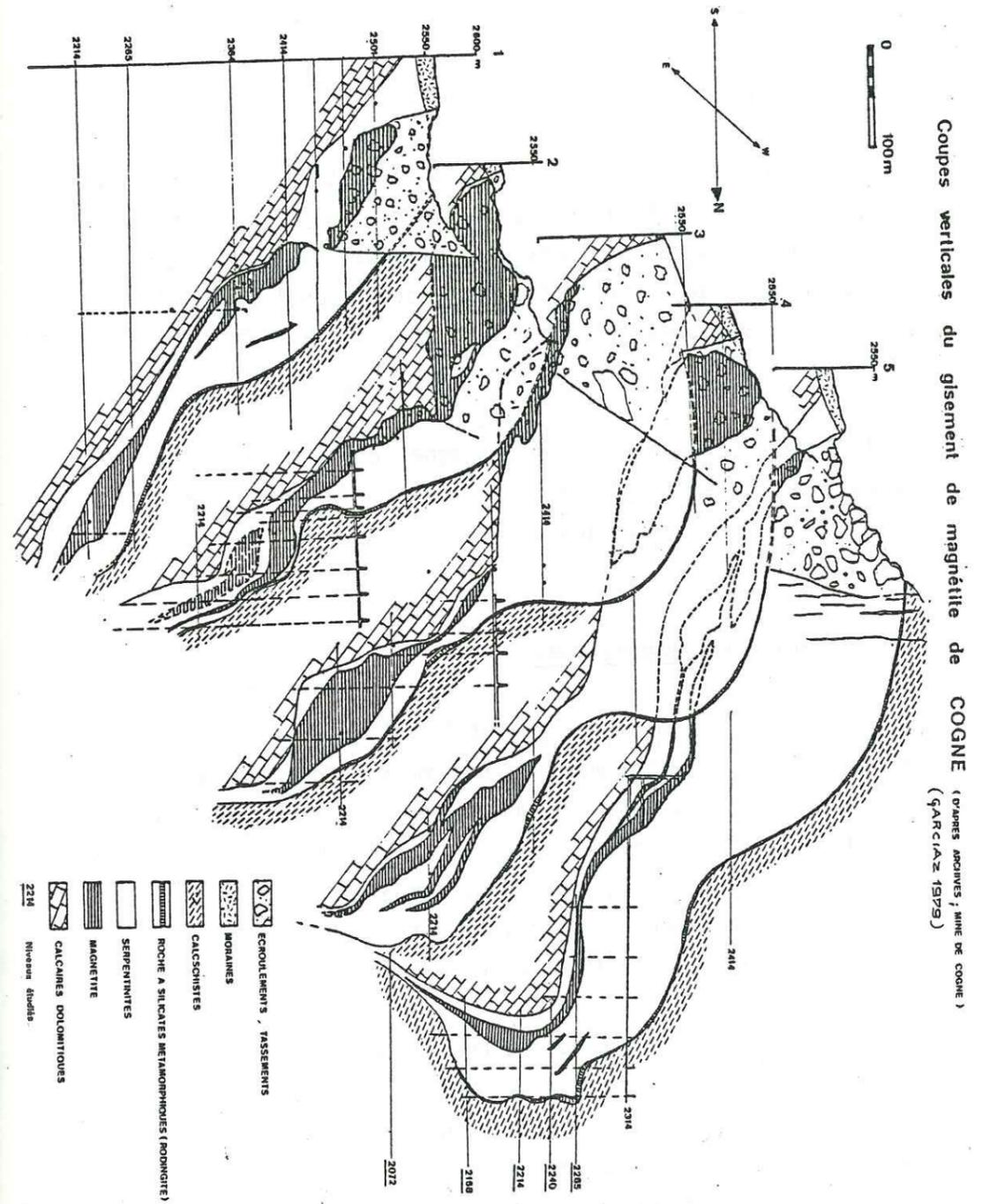


Fig.97

3.4.2 Caractères structuraux

Le gisement de Cogne est fortement affecté par des plis E-W subhorizontaux et dans une moindre mesure par des plis N-S plongeant vers le Nord(3.1.8). Sa forme en cuillère résulte de l'interférence de ces deux phases de plissement, la fracturation ayant joué un rôle très mineur.

Les plus importantes concentrations se situent dans deux renflements de la lentille de serpentinites, aux cotes moyennes de 2 400 m et 2 200 m. A ces deux niveaux, la roche est massive et homogène. Par contre, dans les secteurs où la lentille a une faible épaisseur (2 300 m et 2 100 m), la roche est très tectonisée.

Notons enfin que le gisement de Cogne, comme la plus grande partie des gisements de la région, qu'ils soient de magnétite ou autres, a une direction semblable à celle de la schistosité principale.

3.4.3 Paramètres magnétiques

A partir de 50 mesures sur échantillons, nous donnons un ordre de grandeur de l'effet magnétique propre à chaque formation affleurante, en distinguant le minerai de fer (> 25 % de magnétite) de la roche stérile (< 25 %). La serpentinite stérile est quinze à vingt cinq fois moins aimantée que le minerai, les prasinites cinquante fois moins, tandis que calcaires et quartzites ont des aimantations négligeables.

La partie stérile du gisement a une aimantation faible par rapport à celle de la partie enrichie. Par contre son volume est nettement supérieur à celui du gisement. Une estimation de volume portant sur le secteur Est de la lentille, où se situe le gisement, donne les résultats suivants :

serpentinites < 25 % : $V = 60 \cdot 10^6 \text{ m}^3$
serpentinites > 25 % (état initial) : $V = 8 \cdot 10^6 \text{ m}^3$

En conséquence, le moment magnétique de la partie stérile est trois fois moins important que celui de la partie enrichie.

La fraction rémanente ne dépasse pas 30 % de l'aimantation totale pour l'ensemble des serpentinites (fig. 94) et la direction de l'A.R.N. n'est pas constante. Lors de l'analyse de la structure plissée de Monzalet (3.1.8), nous avons vu que la direction moyenne de l'A.R.N. était proche de l'horizontale, avec une aimantation vers l'Ouest. Il en résulte que l'orientation du moment magnétique de la lentille de serpentinites diffère quelque peu de celle du champ terrestre : en première approximation, il est dévié de quelques vingt degrés vers l'Ouest et a une inclinaison sensiblement identique à celle du champ terrestre (60°). Enfin, nous en déduisons les intensités d'aimantation suivantes :

- serpentinites < 25 % Fe₃ O₄ : 20 A/m
- serpentinites > 25 % Fe₃ O₄ : 280 A/m

3.4.4 Levés aéromagnétiques

3.4.4.1 Acquisition des mesures

L'installation de l'appareillage est schématiquement représentée sur la figure 98. Elle nécessite l'emploi de deux magnétomètres à double résonance (COLLIN 1973, POCACHARD 1977) et se répartit comme suit :

- une station de référence : enregistrement des variations temporelles du champ magnétique (H_T),
- un équipement mobile : enregistrement des variations spacio-temporelles du même champ (H_{S+T}).

C'est au premier stade du dépouillement automatique que la mesure différentielle H_S est restituée.

Le gisement de Cogne a fait l'objet de trois couvertures aéromagnétiques par : un vol à 200 m du sol, un vol à 450 m du sol et un vol à 3 500 m d'altitude. Cette superposition permet d'accroître sensiblement le degré d'investigation en profondeur.



équipement mobile

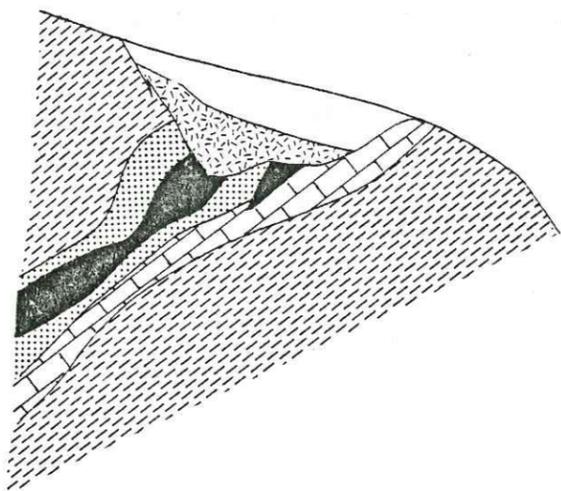
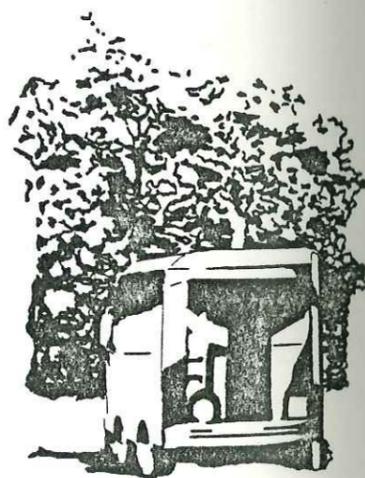
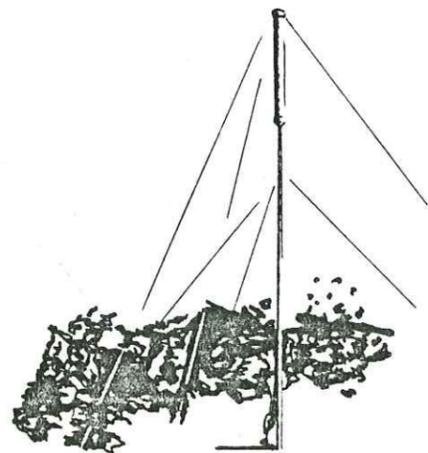
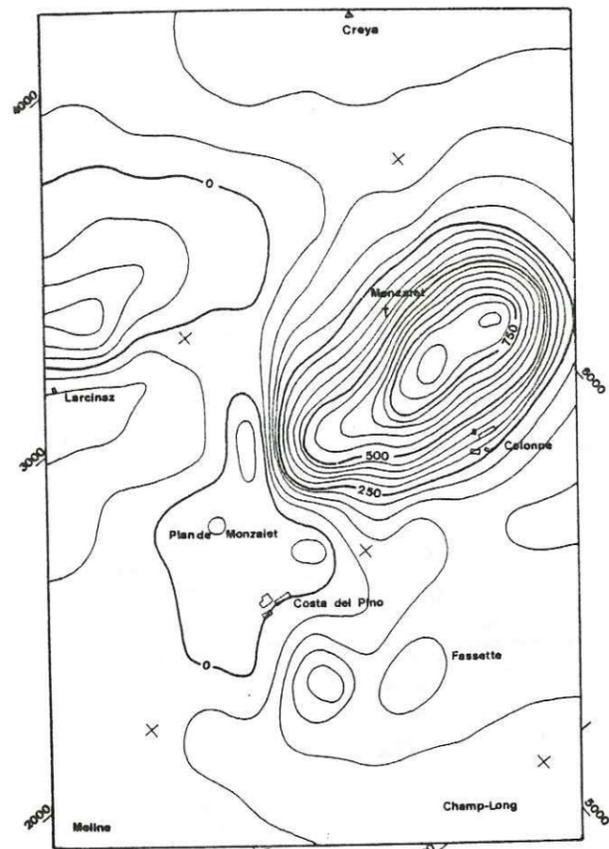


Fig.98: installation de l'appareillage lors de la campagne de mesures sur le gisement de Cognac

station de référence



véhicule laboratoire

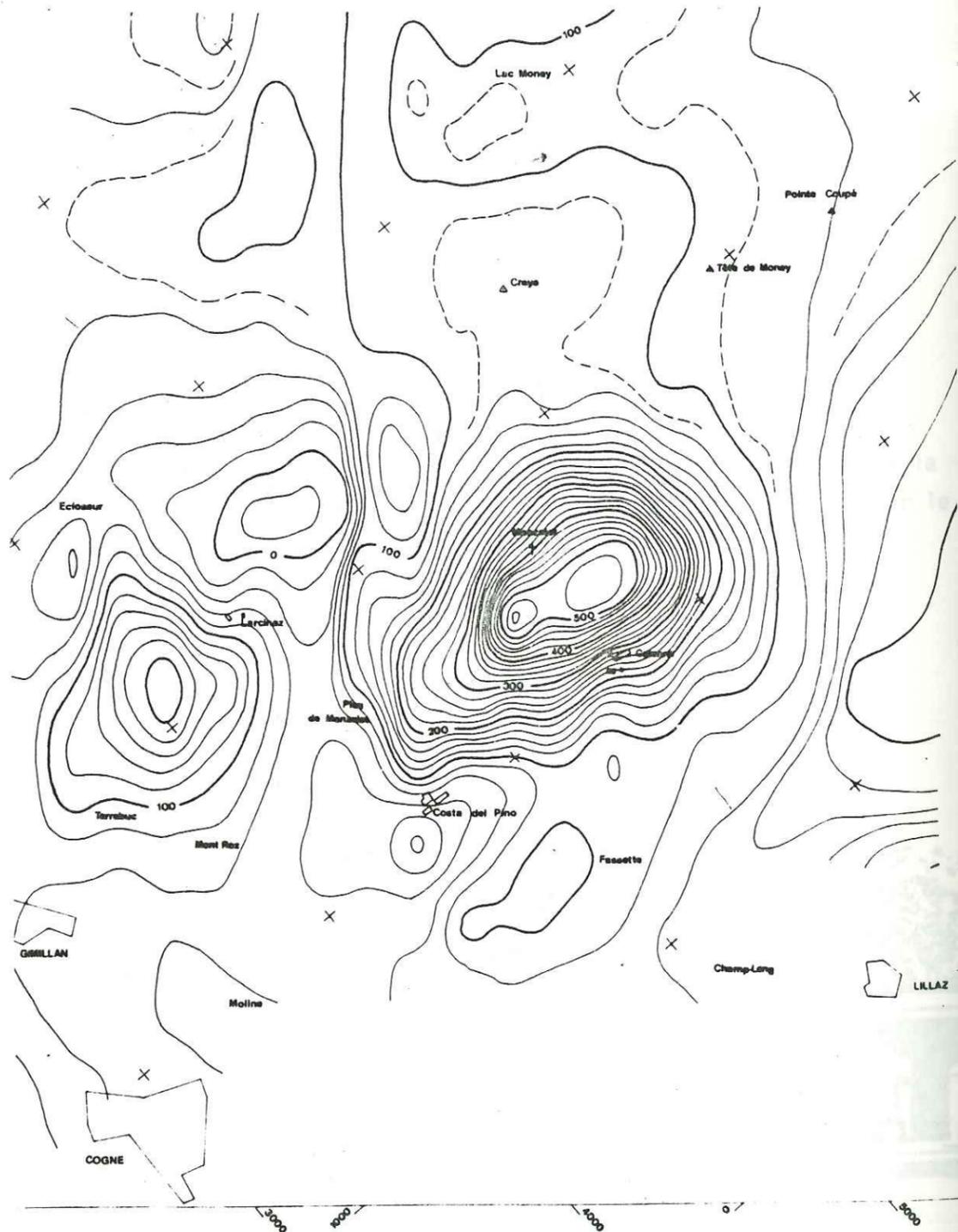


COGNAC Monzalet 1977

ANOMALIES DU CHAMP MAGNETIQUE A 200 METRES DU SOL

équidistance des courbes: 50 gammas 0 mètres 500

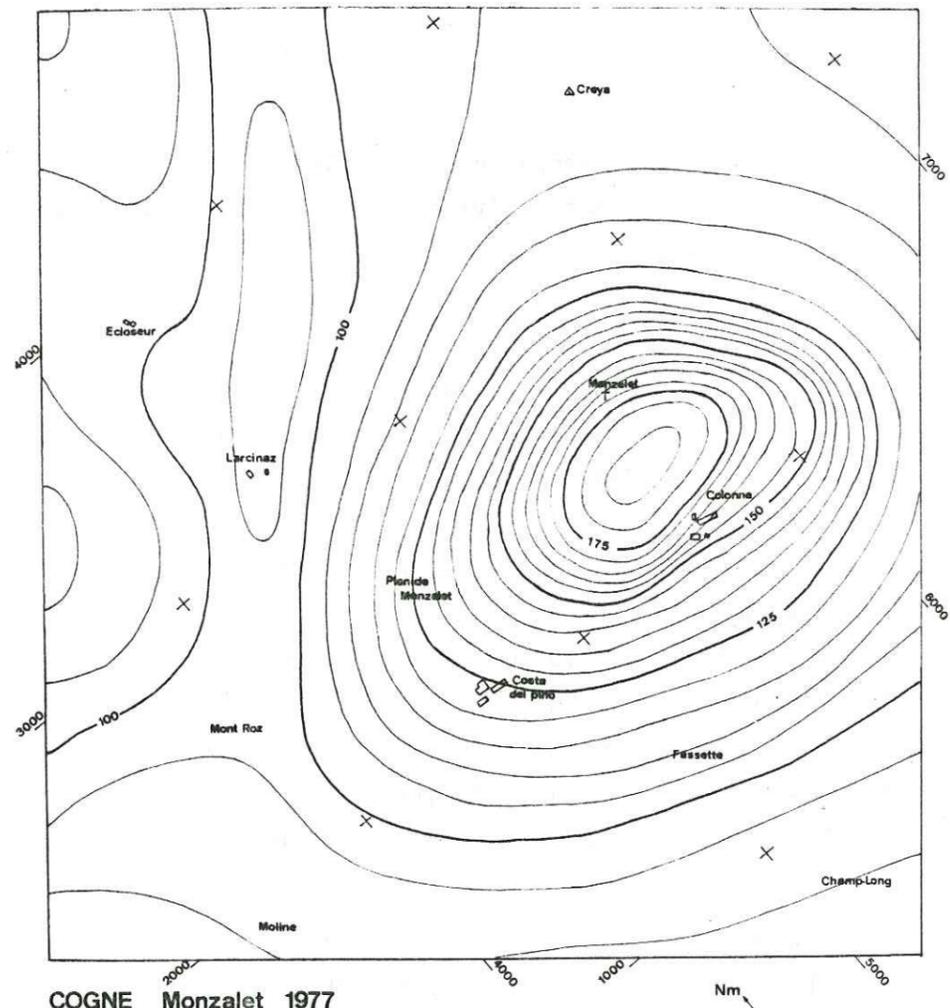
Fig.99



COGNE Epinel-Lac Ponton 1977
 ANOMALIES DU CHAMP MAGNETIQUE A 450 METRES DU SOL
 équidistance des courbes 20 gammas (10 gammas pour les courbes discontinues)

0 mètres 1000

Fig.100



COGNE Monzalet 1977
 ANOMALIES DU CHAMP MAGNETIQUE A 3500 METRES D' ALTITUDE
 équidistance des courbes : 5 gammas 0 mètres 500

Fig.101

3.4.4.2 Cartes d'anomalies du champ magnétique

L'élaboration des cartes magnétiques a nécessité la mise au point d'une chaîne de programmes, permettant de calculer, aux points d'intersection d'un réseau à maille régulière, les valeurs H_s correspondantes à partir des mesures échantillonnées le long des lignes de vol.

Les trois cartes sont représentées par les figures 99, 100 et 101. Chaque carte met en évidence une anomalie située à l'aplomb du gisement.

- gisement principal : les trois anomalies sont limitées à la partie haute de Monzalet. Elles s'étendent sur le Plan de Monzalet, tandis que dans les autres directions les limites sont nettes. L'orientation générale est identique pour les trois vols : Nord 90-95°.

La corrélation avec l'étude géologique permet d'avancer les arguments suivants :

- la taille et la position de l'anomalie sont compatibles avec les éléments correspondants du gisement connu,
- la forme, abstraction faite de l'étalement sur le Plan de Monzalet, rappelle la forme du gisement,
- l'orientation correspond à la direction moyenne du gisement.

L'effet magnétique lié au relief est négligeable dans cette zone. Il reste que les variations magnétiques sont dues aux structures géologiques et plus particulièrement aux lentilles de serpentinites. Cette remarque ne vient que confirmer les arguments précédents, à savoir que l'anomalie magnétique se corrèle relativement bien, à une exception près, au gisement connu et en grande partie exploité.

- plan de Monzalet : la partie connue du gisement ne passe guère à l'Ouest de la ligne Monzalet-Colonne, tandis que les anomalies passent largement au-delà de cette limite.

A la surface du sol, les serpentinites continuent à affleurer en direction du plan de Monzalet (AMSTUTZ 1962). Ces roches peuvent être la cause d'une telle extension de l'anomalie vers l'Ouest. Vu la faible importance des effets magnétiques à cet endroit, nous ne pouvons les attribuer d'ores et déjà à la présence d'un amas de magnétite semblable au gisement connu. L'examen géologique permet plutôt de penser à des petites lentilles de magnétite dispersées.

- Larcinaz - Crétetaz : nous ne reprendrons pas le raisonnement développé dans le rapport technique de 1978, permettant d'expliquer le désaccord apparent entre les données géologiques (fig. 96) et magnétiques. Nous ne mentionnons ici-même que l'interprétation qui nous semble la plus proche de la réalité. Le petit gisement de Larcinaz est situé à l'extrémité occidentale de la lentille de serpentinites. La partie centrale de cette lentille a été emportée dans sa plus grande proportion lors d'un écroulement tardif dont la butte de Crétetaz reste le témoin actuel. L'anomalie magnétique, absente entre Larcinaz et Monzalet, se retrouve sur ce bombement chaotique.

3.4.5 Recherche du dipôle magnétique équivalent

La recherche du dipôle magnétique équivalent consiste à lier l'anomalie magnétique à un dipôle fictif dont nous proposons de rechercher la position exacte et le moment magnétique. L'image que nous pouvons donner de ce dipôle est qu'il représente le barycentre magnétique du gisement.

Il s'agit avant toute autre opération de distinguer l'anomalie due aux roches sous-jacentes de l'anomalie régionale. A l'aplomb de la mine, cette dernière s'assimile à une droite dont les gradients respectifs relatifs aux trois vols sont déterminés

à partir des profils bruts. Les variations magnétiques ramenées à une ligne horizontale, il reste à déterminer son ordonnée à l'origine pour chacun des vols.

L'étude se fait vol par vol. En faisant varier la ligne de base entre ses bornes, il en résulte une certaine dispersion dans l'espace (fig. 102). Cette technique d'interprétation assimile le gisement de Cogné à un dipôle. Cette simplification est d'autant plus correcte que le rapport distance source-captteur sur dimensions de la source est grand, donc que la prise de mesures est éloignée du sol. Le vol à 200 m (points 21→25) n'est donc pas très fiable. Seuls les vols à 3 500 m (points 31→34) et à 450 m (points 11→13) sont pris en considération.

La position optimale est la suivante :

$$X = 5\ 650\ \text{m}$$

$$Y = 2\ 720\ \text{m}$$

$$Z = 2\ 300\ \text{m}$$

Ce point est situé sur le bord occidental du gisement connu. Il confirme l'étude qualitative des cartes, à savoir que l'anomalie est liée à la partie haute de Monzalet et qu'il y a de la magnétite endirection du plan de Monzalet au niveau du gisement exploité.

A la position optimale correspond le moment magnétique moyen :

$$MX = 1 \cdot 10^8 \text{ A.m}^2$$

$$MY = 4 \cdot 10^8 \text{ A.m}^2$$

$$MZ = 7 \cdot 10^8 \text{ A.m}^2$$

d'où un moment résultant simplifié d'intensité $M = 8 \cdot 10^8 \text{ A.m}^2$ et dont l'orientation est identique à celle déterminée à partir des mesures sur échantillons (3.4.3). Connaissant les aimantations des serpentinites pauvres en magnétite et du minéral, nous obtenons :

$$\text{- serpentinites } < 25\ \% \text{ Fe}_3\text{O}_4 : 30 \cdot 10^6 \text{ m}^3 < V < 80 \cdot 10^6 \text{ m}^3$$

$$\text{- serpentinites } > 25\ \% \text{ Fe}_3\text{O}_4 : 4 \cdot 10^6 \text{ t} < m < 10 \cdot 10^6 \text{ t}$$

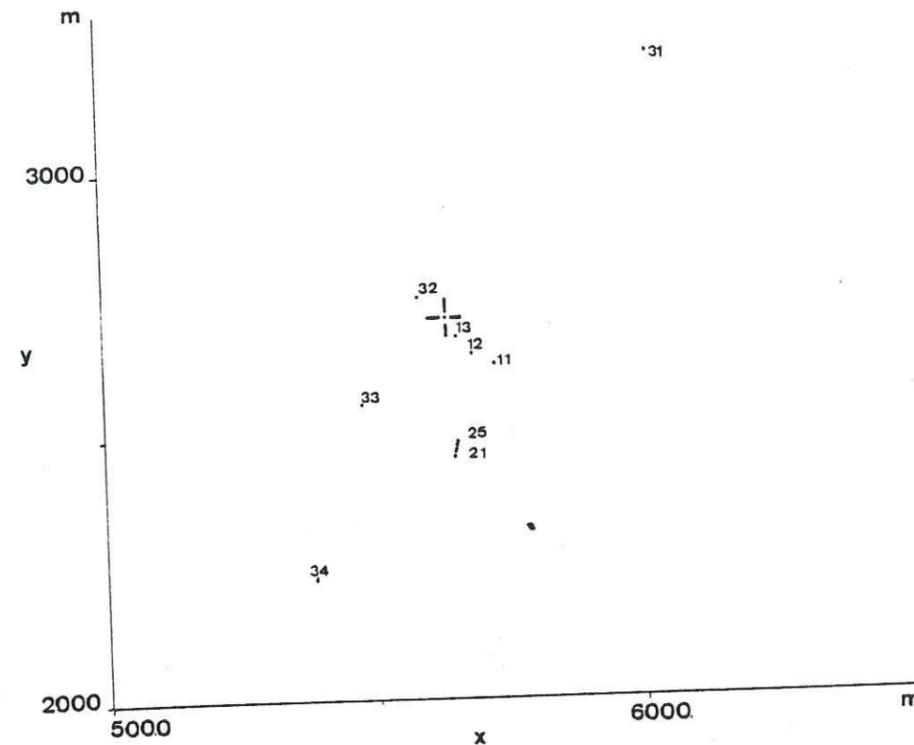
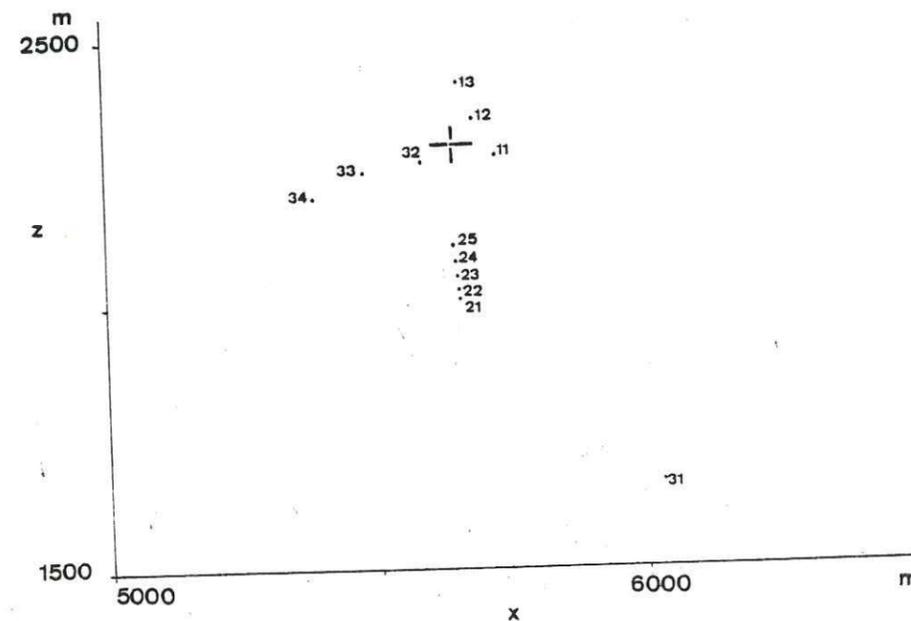


Fig.102: ANOMALIE MAGNETIQUE DE MONZALET: POSITION DU DIPOLE EQUIVALENT



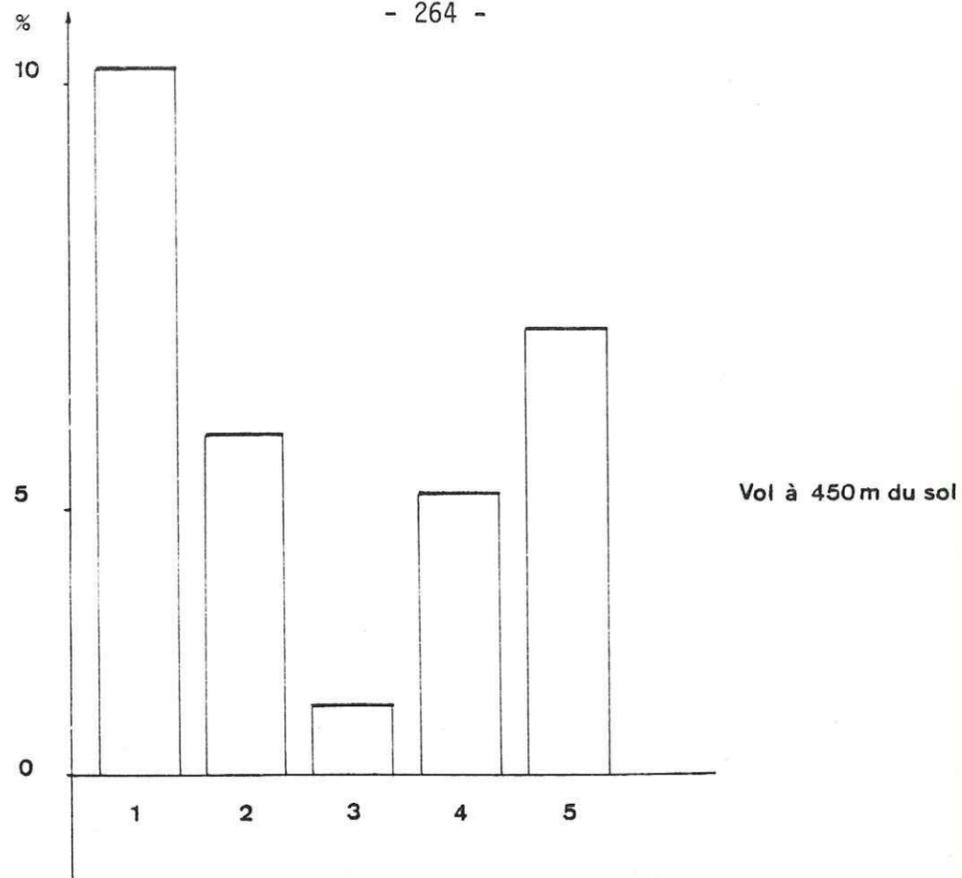
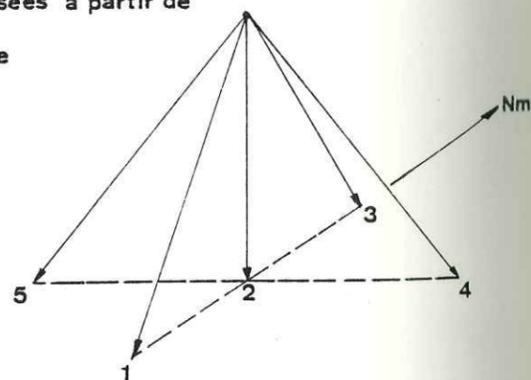


Fig.103:PROLONGEMENT VERS LE BAS

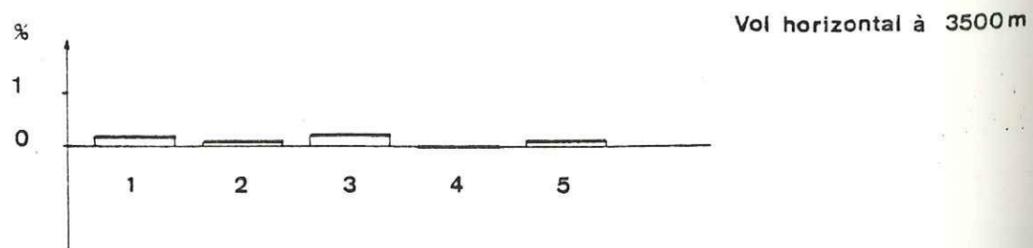
Directions proposées à partir de la mine de Cogne



DP: variation des performances engendrée par le prolongement

DP < 0 amélioration du modèle

DP > 0 détérioration " "



3.4.6 Interprétation par modèles

L'interprétation par modèles a pour but de préciser les paramètres géométriques (forme, dimensions, orientation) du volume magnétique causant l'anomalie. Comme pour la recherche du dipôle équivalent, l'étude se fait vol par vol et avec les mêmes données magnétiques. Le modèle schématique est défini par une série de coupes horizontales. C'est une méthode d'optimisation qui donne, pour chaque modèle, l'écart entre l'effet magnétique calculé et l'effet mesuré sur le terrain. Ainsi le modèle évolue de façon à obtenir pour cet écart une valeur minimale tout en restant conforme aux données topographiques et géologiques sûres.

Les résultats acquis par cette méthode d'optimisation confortent ceux issus de l'analyse visuelle des courbes. Par ailleurs, cette méthode nous a permis d'envisager l'éventualité d'un prolongement vers le bas.

Nous avons envisagé le prolongement dans cinq directions différentes (fig. 103) entre 2 200 m et 1 500 m d'altitude, à l'aide de modèles simples.

Les résultats montrent que si le prolongement de la lentille de serpentinites reste possible, la présence d'un amas minéralisé en magnétite à des teneurs exploitables et dans un volume conséquent est à exclure. Pour le vol à 450 m du sol, l'écart entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées se détériore très nettement lorsque nous ajoutons un prolongement vers le bas. Le pourcentage d'erreurs relativement bon, obtenu avec un prolongement Nord, s'explique par le réajustement de l'anomalie causée par les masses magnétiques au-dessus de 2 500 m.

Le vol à 3 500 m ne montre ni une détérioration des écarts, ni une amélioration. Il n'est pas possible d'avancer une réponse sûre quant à un éventuel prolongement vers le bas,

mais nous proposons une explication à ces résultats. Le gisement de Cogne fait partie d'une série ophiolitique relativement pauvre en serpentinites, comparée à l'autre série ophiolitique qu'elle chevauche (AMSTUTZ 1962). En suivant cette hypothèse, cette dernière série est présente sous la mine de Cogne, beaucoup plus bas que les prolongements envisagés, et peut parasiter légèrement les effets magnétiques du gisement.

3.4.7 Conclusions

L'anomalie magnétique de Monzalet est due à une structure située principalement entre 2 200 m et 2 500 m, c'est-à-dire dans les limites du gisement connu. Cette structure magnétique est composée de deux roches : la serpentinite stérile et le minerai de magnétite.

La partie stérile s'étend d'Est en Ouest entre Liconi et le Plan de Monzalet. Le minerai se répartit entre le gisement exploité et quelques amas relativement superficiels, de dimensions réduites dans la partie occidentale de la lentille.

Si le doute persiste sur le prolongement éventuel de la lentille de serpentinites vers le bas, la présence d'un amas de magnétite économiquement intéressant est à exclure.

Exceptées les réserves reconnues antérieurement par sondages et galeries et dans les conditions d'exploitation actuelles, nos résultats montrent qu'il n'existe pas d'autres amas importants dans les environs immédiats de la mine. Seule une étude approfondie vers le Plan de Monzalet peut être envisagée.

3.5 CONCLUSIONS

La magnétométrie s'avère être un moyen d'analyse efficace, de la texture d'une roche à la mégastucture. Les travaux menés sur le terrain nous ont permis d'établir quelques relations entre les paramètres structuraux et magnétiques.

Les conclusions sur chacune de celles-ci ne sont pas définitives, car il s'agit d'études préliminaires qui ont pour but d'engager les personnes concernées par ce genre d'investigation à les poursuivre.

- Relation pli-rotation de l'A.R.N. : par l'analyse de l'A.R.N. primaire, faite à partir de méthodes paléomagnétiques, nous obtenons la direction de l'axe d'enroulement de la couche ainsi que sa position relative au niveau de chaque prélèvement. Une aimantation ultérieure au plissement a une incidence variable sur ce type de détermination, suivant ses caractéristiques.

A Saint-Georges d'Hurtières, la courbure de la minéralisation de Sainte-Barbe mise en évidence par rotation de l'A.R.N. n'est pas celle observée et mesurée à la boussole. Par contre, elle s'intègre parfaitement aux mégastuctures plissées de la série satinée.

Sur la structure plissée de Monzalet, la rotation de l'A.R.N. rend compte de deux axes de pli en dépit des problèmes liés au métamorphisme et au prélèvement.

Sur ces sites comme sur d'autres, nous avons toujours observé une rotation du vecteur rémanent. Sa relation avec la forme du pli n'est pas toujours vérifiée simplement. Il s'agit alors de compléter l'étude par celle du mode de déformation.

- Relation structure poreuse - anomalie magnétique :

Les anomalies spatiales du champ terrestre sont créées par des corps magnétiques sous-jacents. Nous remarquons dans plusieurs cas que les minéraux, responsables de l'aimantation, ont cristallisé dans des espaces libres de la roche. L'anomalie rend compte de la structure poreuse et non du contexte structural général.

A Brusson, la carte d'anomalies met en évidence deux directions se rapportant à celles des panneaux aurifères. L'anomalie du Lac Gelé est significative d'une minéralisation en magnétite se développant au niveau de la charnière d'un pli.

- Relation texture - aimantation : Les serpentinites des unités du Combin et de Zermatt-Saas ont des comportements magnétiques différents dans le champ terrestre. Après avoir éliminé comme cause la nature du porteur d'aimantation, nous avons tenté d'établir une relation entre la déformation et certaines caractéristiques magnétiques de la roche. La démarche trop rapide et basée sur trop peu d'analyses n'a pas abouti. Par contre, la relation entre la texture et l'aimantation existe : à un rapport fraction rémanente / fraction induite élevée correspond une texture fortement anisotrope et inversement.

- Localisation et géométrie d'un corps magnétique : La prospection aéromagnétique menée au Sud de la Vallée d'Aoste a eu comme but partiel de préciser le tonnage restant à exploiter d'un gisement de magnétite situé au NE de Cogne. Malgré les difficultés liées au relief abrupt et aux dénivelés importants, nous avons établi trois couvertures aéromagnétiques superposées à l'aplomb de la mine.

A l'issue d'une analyse de cartes et des études faites à l'aide de programmes d'optimisation, il résulte que l'extension du gisement est limitée principalement aux parties reconnues par sondages et galeries et que son prolongement vers le bas est à exclure.

C H A P I T R E IV

DÉVELOPPEMENT D'INSTRUMENTS UTILES À L'ETUDE MAGNÉTIQUE DES ROCHES

Le Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique a développé dans ses laboratoires trois capteurs magnétiques entraînant la conception des trois magnétomètres suivants :

- magnétomètre différentiel à double résonance,
- magnétomètre à couche mince ferromagnétique,
- magnétomètre à effet JOSEPHSON.

Le magnétomètre à double résonance (SALVI 1961) est actuellement utilisé par le groupe GAMCIS (L.E.T.I.) dans des domaines très divers. L'appareillage utilisé au sol (COLLIN et al. 1973) a fait l'objet d'applications sur divers sites miniers alpins (POCACHARD 1977, GIOAN 1978). Nous l'avons employé, durant ces quatre années, sur le site de Brusson (3.2.1) et lors de la prospection aéromagnétique effectuée sur les gisements de magnétite au Sud d'Aoste (Italie) (POCACHARD 1978). Nous ne reviendrons pas sur la description de ce magnétomètre.

Le magnétomètre à couche mince ferromagnétique, de conception plus récente (CHIRON, DEDREUIL - MONNET 1972), fournit une mesure directive. Ses caractéristiques ont permis le développement d'un appareil de terrain baptisé rémanomètre (CHIRON et al. 1981).

Une réalisation française du magnétomètre à effet JOSEPHSON a justifié une étude au L.E.T.I. (DURET et al. 1975). L'utilisation de ce capteur à très haute sensibilité à la détermination de l'A.R.N. sur des échantillons de roche nécessite un soin particulier : la solution généralement adoptée consiste à placer l'échantillon à l'intérieur d'un écran supraconducteur, ce qui implique la présence d'un doigt chaud. A ce dispositif onéreux, nous avons préféré l'emploi d'un blindage magnétique optimisé, l'échantillon étant à l'extérieur du cryostat.

4.1 LE REMANOMETRE

Il est d'un grand intérêt de pouvoir déterminer in situ l'aimantation rémanente naturelle d'une roche lors d'une campagne d'échantillonnage. Ces mesures permettent d'une part d'effectuer une sélection des sites, d'autre part de s'affranchir d'un échantillonnage supplémentaire entraînant un retour dans la région prospectée.

A ce propos, plusieurs instruments ont été développés, mais paradoxalement n'ont eu qu'une utilisation très limitée.

Deux raisons principales en sont la cause :

- manque de sensibilité (0,1 A/m) pour des instruments commercialisés,
- appareils de sensibilité suffisante (10^{-4} A/m) mais n'ayant guère dépassé le stade expérimental (HELSEY 1967).

Le rémanomètre, appareil de terrain, a été développé dans le but de procurer à son utilisateur la détermination précise de l'A.R.N. pour des intensités d'aimantation pouvant être faibles.

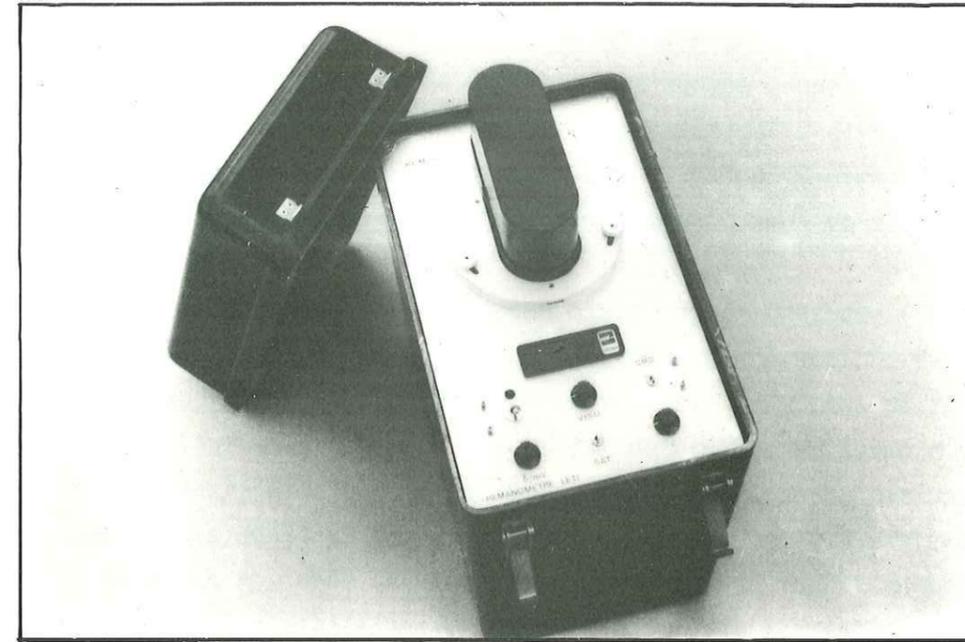


Fig. 104a : vue générale du rémanomètre

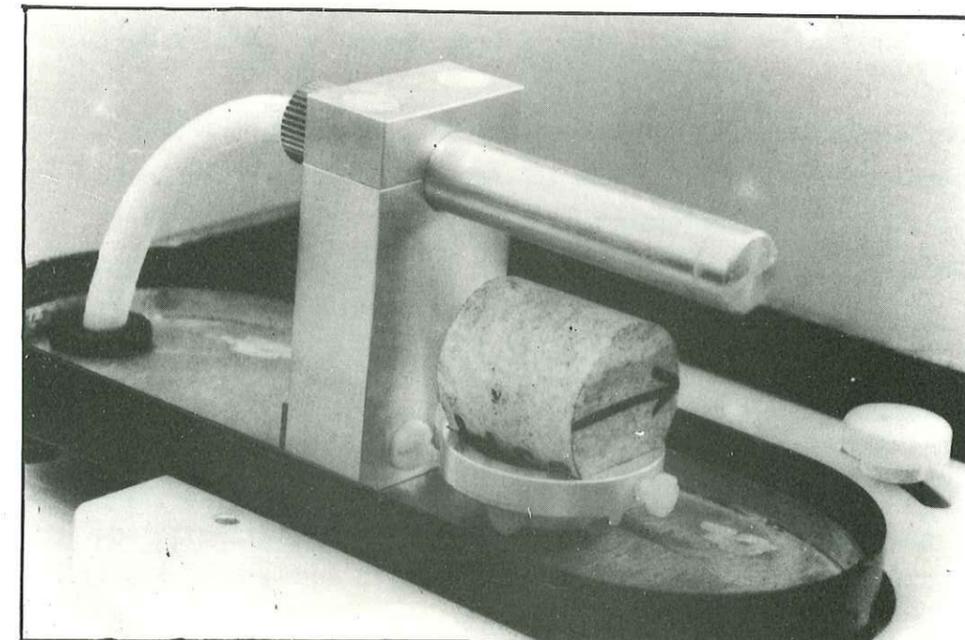


Fig. 104b : vue détaillée du porte-échantillon et du capteur magnétique

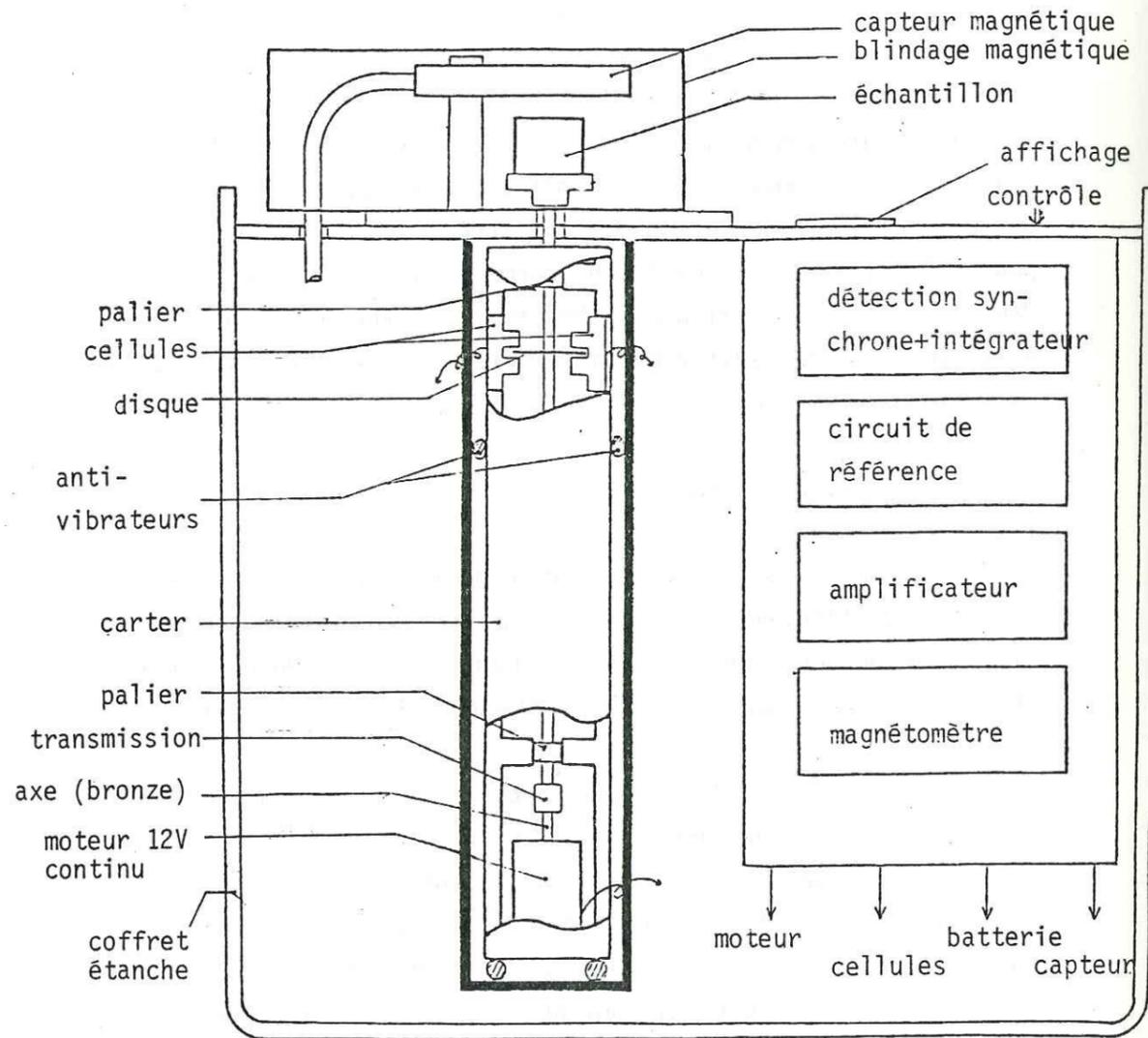
Sa conception résulte d'un travail d'équipe auquel ont participé G. CHIRON, J. C. BARRERE et moi-même de la division Magnéto-métrie du L.E.T.I. ainsi que C. LAJ du Centre des Faibles Radioactivités à Gif sur Yvette (CHIRON et al. 1981).

Il utilise un capteur à couche mince ferromagnétique (CHIRON, DELAPIERRE 1979), suivi d'une détection synchrone. Après avoir mis en rotation l'échantillon suivant six positions différentes, l'orientation de l'A.R.N. est déterminée à l'aide d'une calculatrice de poche. Le rémanomètre est alimenté par une batterie de 12 V. Son autonomie est supérieure à dix jours pour 5,5 Ah, dans des conditions normales de fonctionnement. Dans le cas d'utilisation en laboratoire, l'alimentation par batterie permet d'éviter des interférences possibles avec les harmoniques du secteur.

4.1.1 Description générale

La figure 104 a est une vue générale de l'appareil. Une vue détaillée de l'ensemble échantillon + porte-échantillon et du capteur magnétique sans le blindage magnétique est donnée sur la figure 104b. Le schéma général fait l'objet de la figure 105.

L'échantillon est un cylindre de 2,5 cm X 2,5 cm, dimension standard en paléomagnétisme. Il est placé dans un porte-échantillon en alliage d'aluminium et tourne autour d'un axe vertical en bronze. Cet axe est guidé par deux bagues autolubrifiantes et est lié au moteur par une transmission souple. Le moteur, alimenté en courant continu de 12 V, consomme 130 mA à 3 000 tours/minute. Un disque en alliage d'aluminium, comportant 4 + 1 ouvertures, est fixé perpendiculairement à l'axe. A partir d'un système de diodes électroluminescentes et de phototransistors placés autour du disque, la rotation de l'axe génère deux signaux de référence à 90° comme le montre la figure 106.



0 10 cm

Fig.105:schéma du rémanomètre

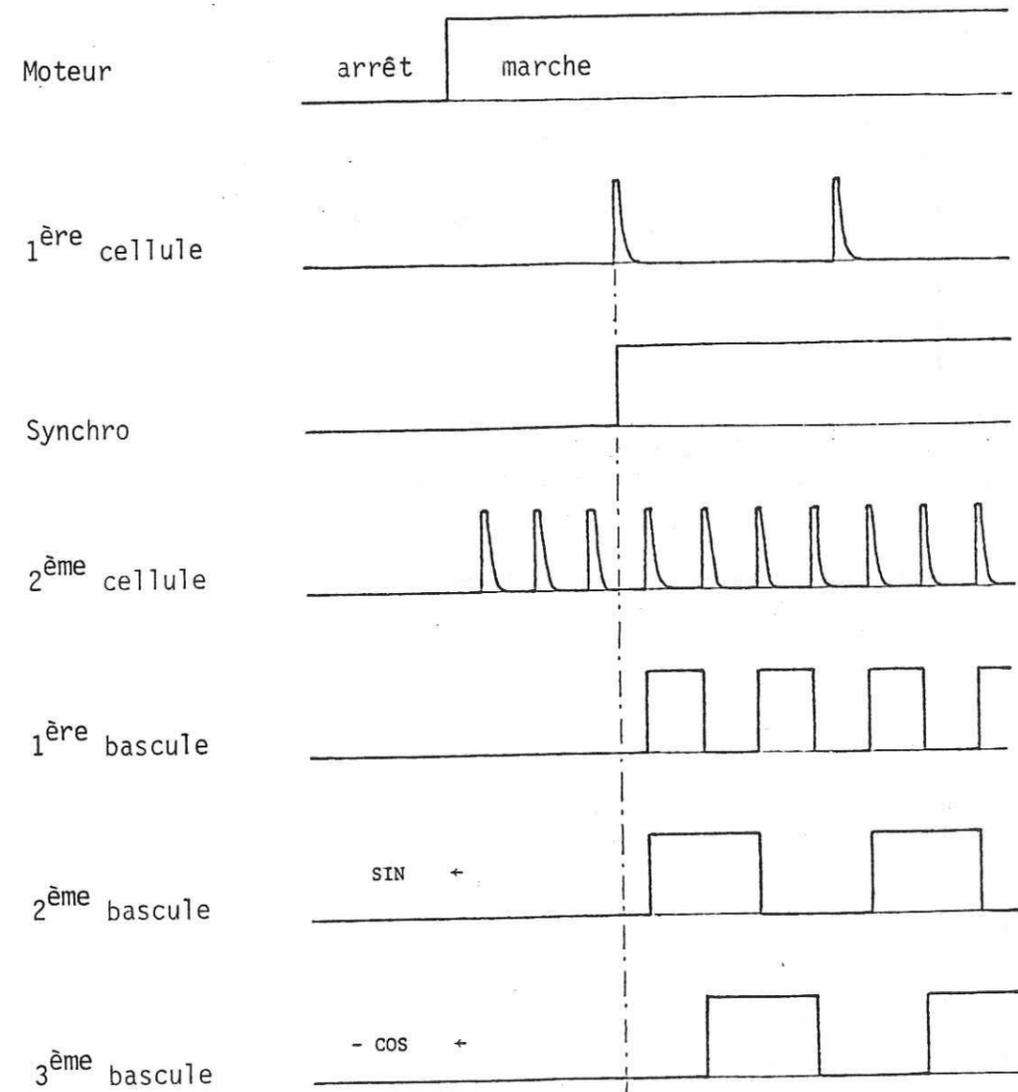


Fig.106: diagramme des temps des signaux de référence

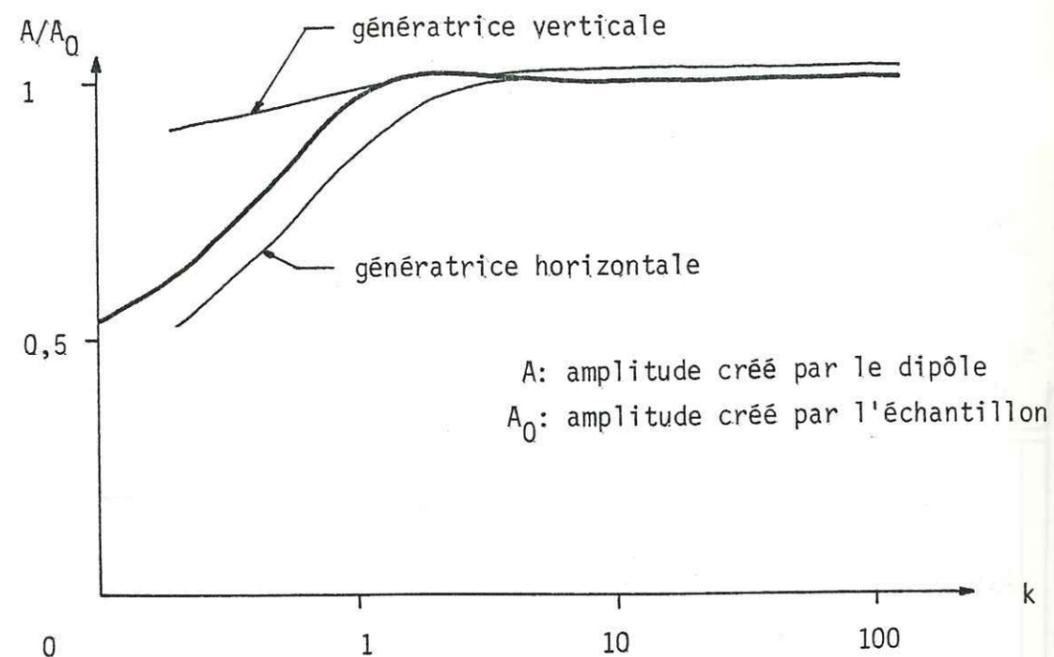


Fig.107a: erreur sur l'amplitude (A/A₀)

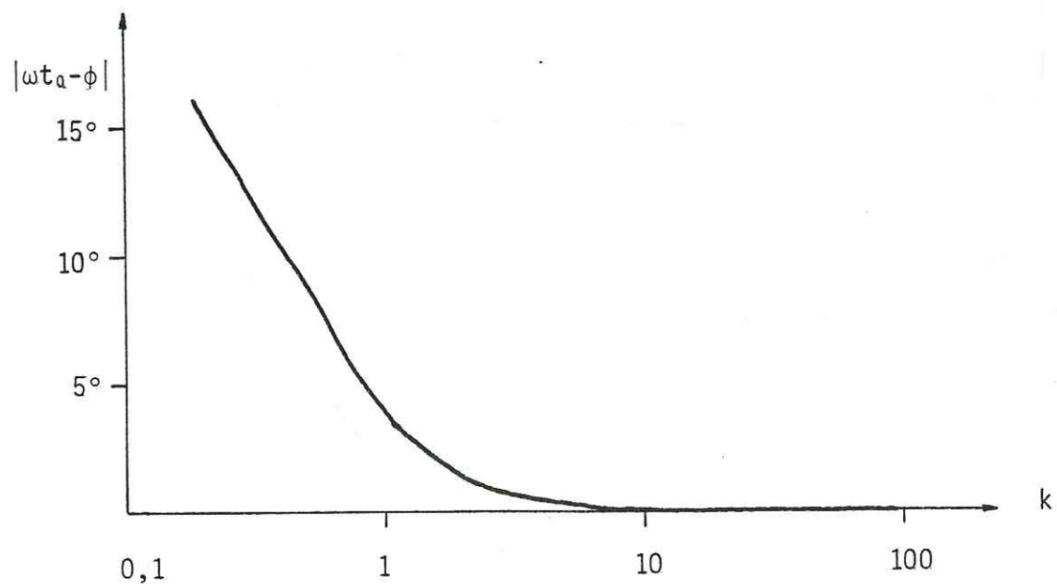


Fig.107b: erreur angulaire |ωt₀ - φ|

Le capteur magnétique est placé à l'aplomb de l'axe de rotation à une distance d optimisée de l'échantillon. Pour cela, il faut considérer que la détermination de l'A.R.N. nécessite d'assimiler l'échantillon à un dipôle placé en son centre (1.1.4). Il en résulte une erreur fonction du rapport $k = d/r$, r étant le rayon de l'échantillon. Dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire lorsque l'échantillon est placé horizontalement, les erreurs sur l'amplitude (fig. 107 a) et la phase (fig. 107 b) deviennent tolérables à partir d'un rapport $k = 1$.

Lorsque l'échantillon tourne, seule la modulation de la composante horizontale du champ magnétique créée par son aimantation est détectée ; la composante verticale génère un signal continu, qui n'est pas détecté et les variations du champ magnétique ambiant sont fortement atténuées par le blindage, composé d'une couche externe en fer doux et d'une couche interne en mumétal. Un amplificateur alternatif ajustable ($10 \cdot \pi$ à $10^4 \cdot \pi$) est placé entre le magnétomètre et la double détection synchrone contrôlée par les signaux de référence décrits ci-dessus. Une partie de la détection synchrone mesure la projection H_x de la composante horizontale suivant la direction du capteur tandis que l'autre partie mesure la projection H_y, perpendiculaire à H_x.

La fonction de transfert globale de la chaîne de mesure est ajustable de 10^2 à 10^5 mV/Am⁻¹. La sortie est visualisée sur un millovoltmètre numérique, après intégration pendant un intervalle de temps variant entre 1 et 30 secondes. A l'aide d'un commutateur de fonction, le même appareil est utilisé pour le contrôle de la tension de la batterie et du niveau de sortie du magnétomètre.

4.1.2 Principe de l'opération

L'échantillon est mis en rotation successivement suivant six positions définies par la figure 108. La différence entre les deux mesures effectuées pour une rotation autour d'un même axe élimine l'éventuelle aimantation du porte-échantillon.

Si J_x et J_y sont les projections de la composante horizontale de l'aimantation, respectivement suivant la direction du capteur et suivant une direction perpendiculaire (fig. 109), nous avons :

$$H_x = \frac{J_x \cdot V}{4\pi \cdot r^3}, \quad H_y = \frac{J_y \cdot V}{4\pi \cdot r^3},$$

où r est la distance entre le centre de l'échantillon et le capteur. Après avoir effectué les six positions, nous obtenons les trois composantes de \vec{J} dans le trièdre (Ox, Oy, Oz) de référence de l'échantillon :

$$J_x = \frac{J_x^{1a} - J_x^{1b}}{2} = \frac{J_y^{3a} - J_y^{3b}}{2}$$

$$J_y = \frac{J_y^{1a} - J_y^{1b}}{2} = \frac{J_x^{2a} - J_x^{2b}}{2}$$

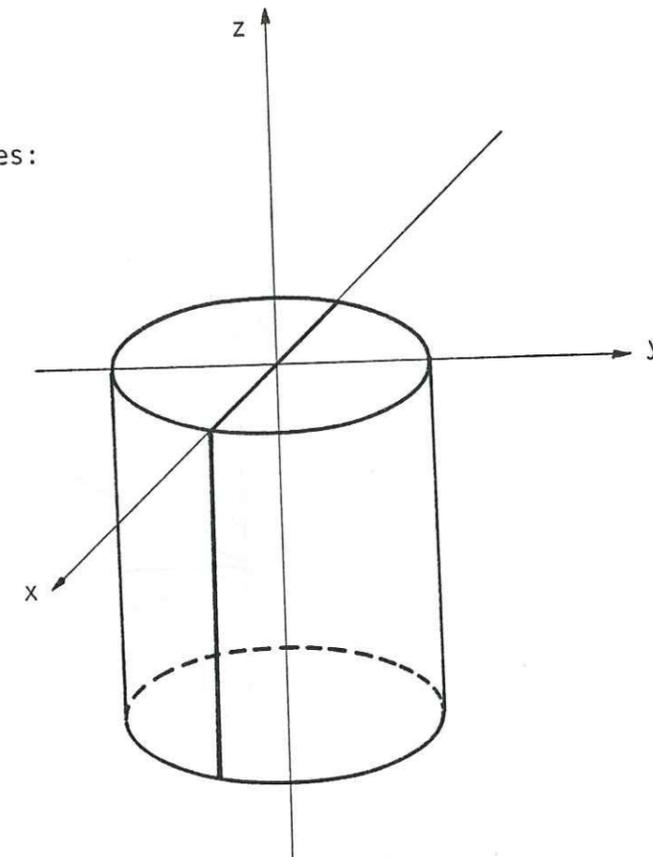
$$J_z = \frac{J_y^{2a} - J_y^{2b}}{2} = \frac{J_x^{3a} - J_x^{3b}}{2}$$

Le grand nombre de mesures permet le contrôle de leur qualité et éventuellement, la détection d'une erreur. Un programme simple sur calculatrice de poche restitue les coordonnées polaires de \vec{J} .

4.1.3 Calibration

Nous avons calibré le rémanomètre en le comparant avec un instrument similaire, commercialisé par "DIGICO" (Grande-Bretagne) et utilisé dans de nombreux laboratoires de paléomagnétisme.

Repères :



Positions de mesure:

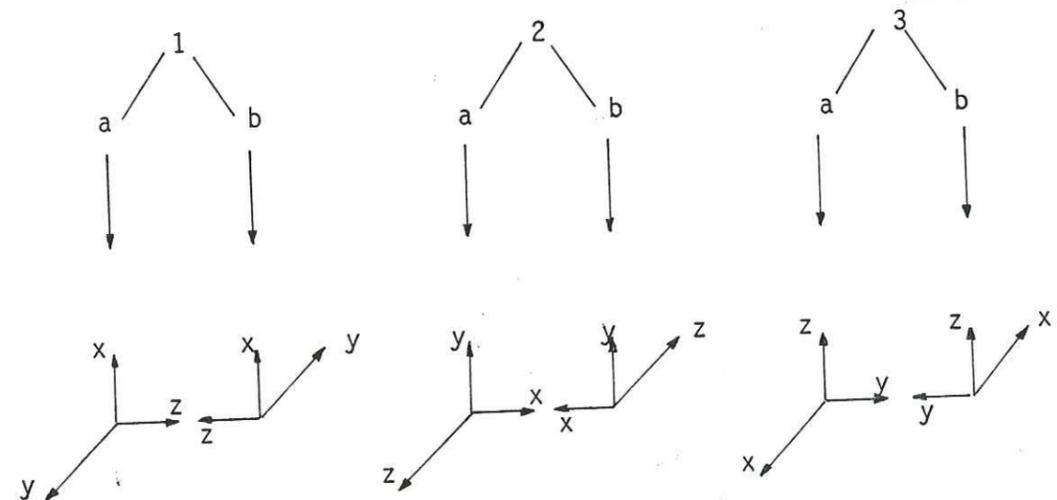


Fig.108: échantillon standard (repères et positions)

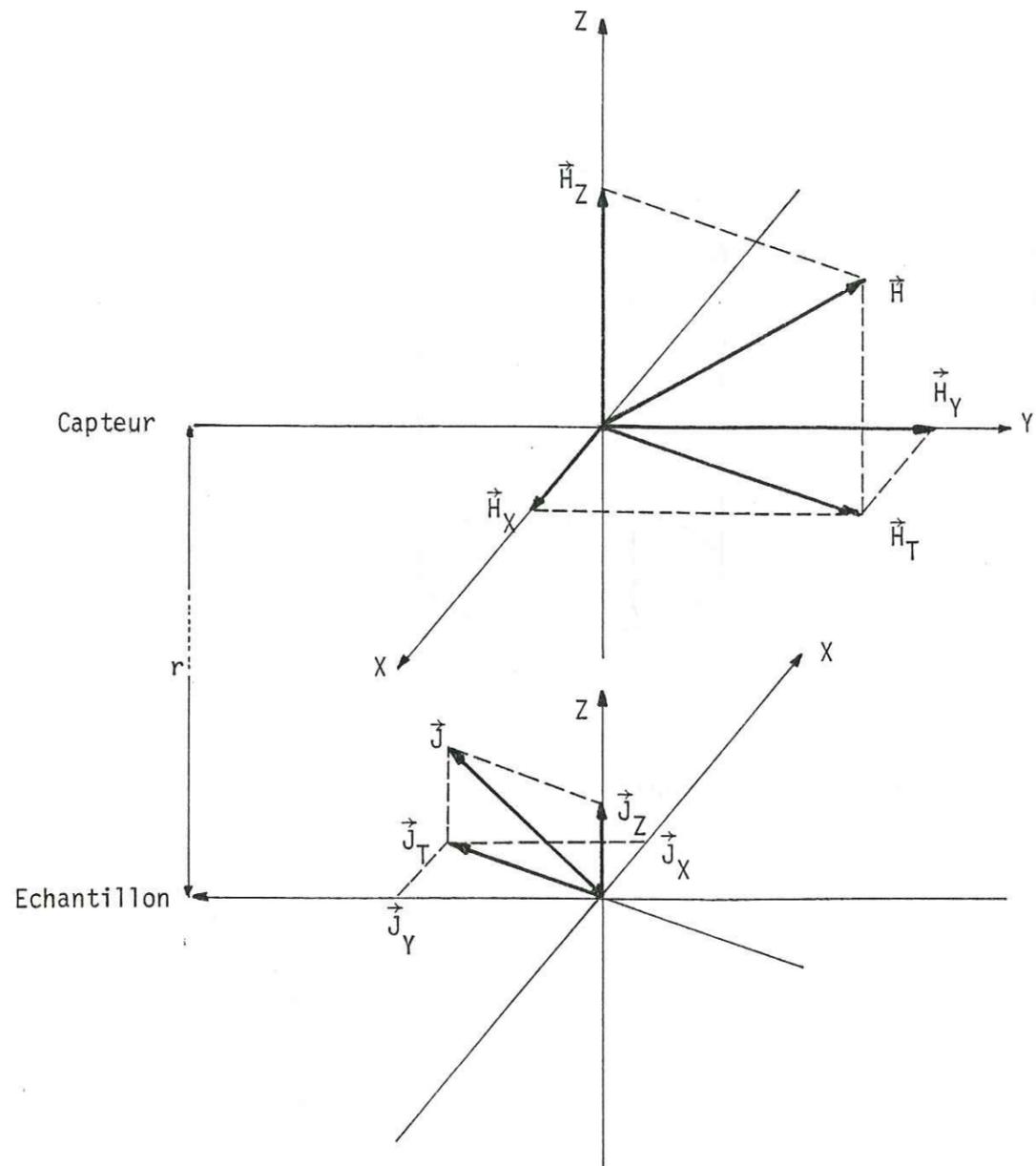


Fig.109

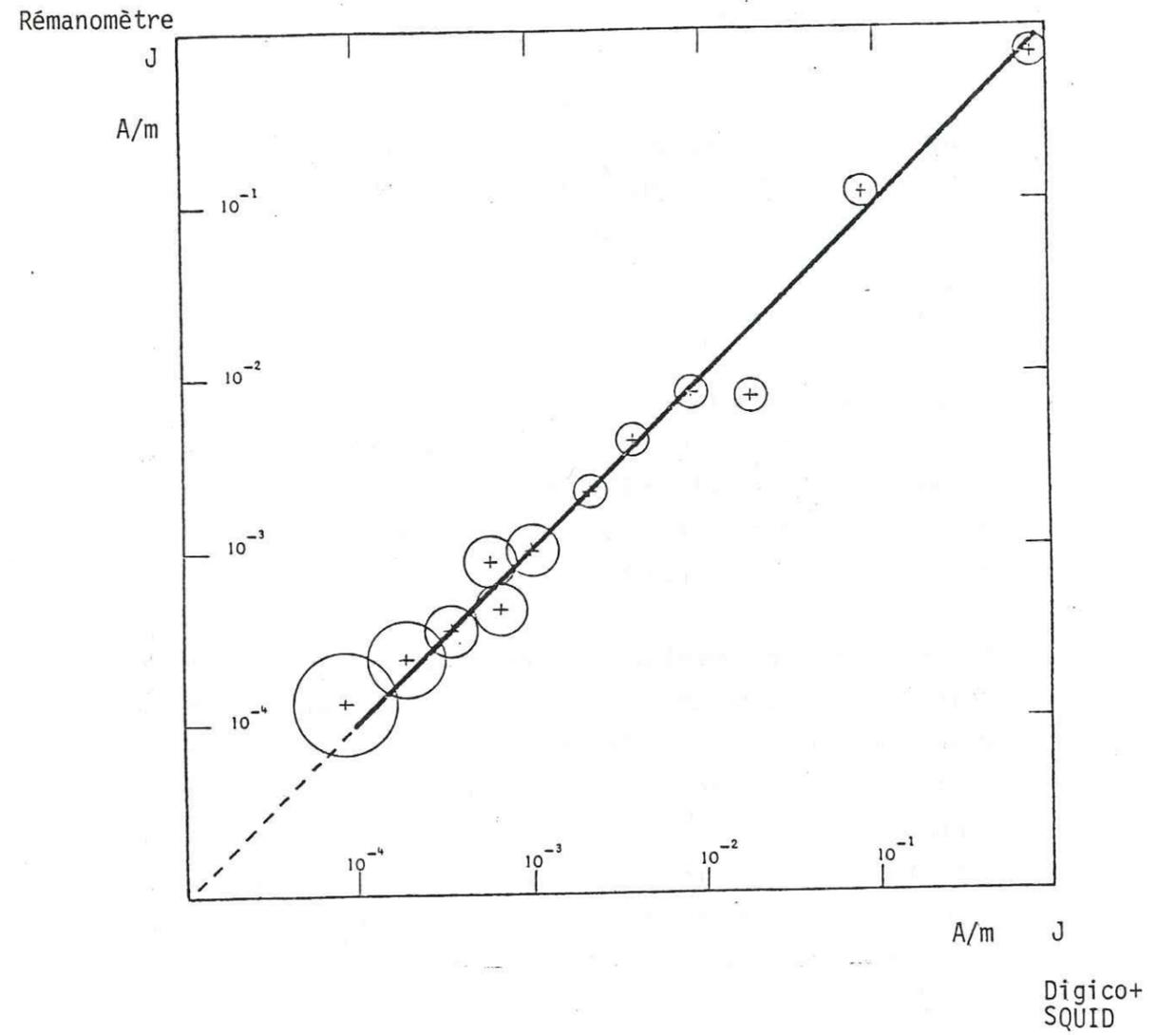


Fig.110: calibration

Digico+
SQUID

Par précaution, quelques mesures ont été effectuées avec un magnétomètre à effet JOSEPHSON. La courbe de la fig. 110 illustre les résultats. Les échantillons qui ont été utilisés pour cette comparaison ont des intensités d'aimantation variant entre 1 et 10^{-4} A/m.

Le facteur d'échelle ainsi que la linéarité étant vérifiés, nous pouvons annoncer une sensibilité d'environ 10^{-5} A/m (10^{-8} u.é.m. CGS). En outre, la précision sur l'évaluation de la phase est de $\pm 3^\circ$ pour une intensité de 10^{-2} A/m.

4.1.4 Conclusions

Le rémanomètre est un appareil de terrain possédant des caractéristiques comparables à celles des instruments de laboratoire (magnétomètre à effet JOSEPHSON exclus), ceci s'accompagnant d'une grande simplicité d'utilisation, d'un encombrement réduit et d'un faible poids (10 kg).

Par ailleurs, une version améliorée de cet appareil permet de tenir compte des hétérogénéités de l'échantillon. Dans le cas d'une répartition inhomogène des particules ferromagnétiques, l'approximation de son volume à un dipôle fictif placé en son centre entraîne des erreurs pouvant être significatives sur les coordonnées polaires de l'aimantation. Cette répartition a pour conséquence de générer un signal de sortie comportant des harmoniques, ce qui revient au niveau du calcul à considérer un dipôle excentré dont la position n'est pas connue a priori. Celle-ci peut néanmoins être déterminée, d'une part en plaçant le capteur non plus à l'aplomb de l'axe de rotation mais sur le côté, d'autre part en utilisant un filtre en peigne (GIGNOUX 1979).

4.2 UTILISATION DU MAGNETOMETRE A EFFET JOSEPHSON

L'utilisation des SQUID en magnéto-métrie remonte à une dizaine d'années environ (GOODMAN et al. 1973 ; ZIMMERMAN, CAMPBELL 1975 ; FALCO, SCHULLER 1980 ; CAMPBELL, ZIMMERMAN 1980 ; GOUBAU 1980). Les laboratoires de paléomagnétisme s'équipent progressivement de magnéto-mètres à effet JOSEPHSON, car ceux-ci permettent l'ouverture au domaine d'investigation très vaste des roches peu aimantées. Constatant ce phénomène, il nous est apparu que l'emploi des appareils actuellement disponibles sur le marché ne se justifie pas, quant à leur coût par exemple, dans le cas de la mesure des aimantations rémanentes. En l'occurrence, nous remettons en question l'utilisation d'un doigt chaud pour un tel type de mesure, en proposant l'étude d'un dispositif plus simple et tout aussi sensible. Cette étude a été menée par D. DURET et C. CHAPPERT du L.E.T.I./N.C.E. et par G. CHIRON et moi-même de la division Magnéto-métrie.

4.2.1 Description générale du montage préliminaire

La figure 111 est une représentation schématique du dispositif utilisé lors de l'étude préliminaire. Un bâti supporte le cryostat dans lequel est placée la sonde de mesure. La queue du cryostat est logée à l'intérieur d'un blindage magnétique. L'échantillon est ainsi amené par le bas, près de la sonde, dans un champ magnétique atténué.

Le capteur utilisé est réalisé à partir d'un SQUID RF à couche mince fabriqué au L.E.T.I. dans le groupe magnéto-métrie JOSEPHSON (D. DURET). Dans le cas présent, le dispositif mesure les variations de flux magnétique proportionnelles au champ magnétique axial créé au niveau du SQUID par l'échantillon. Il s'agit d'une mesure statique.

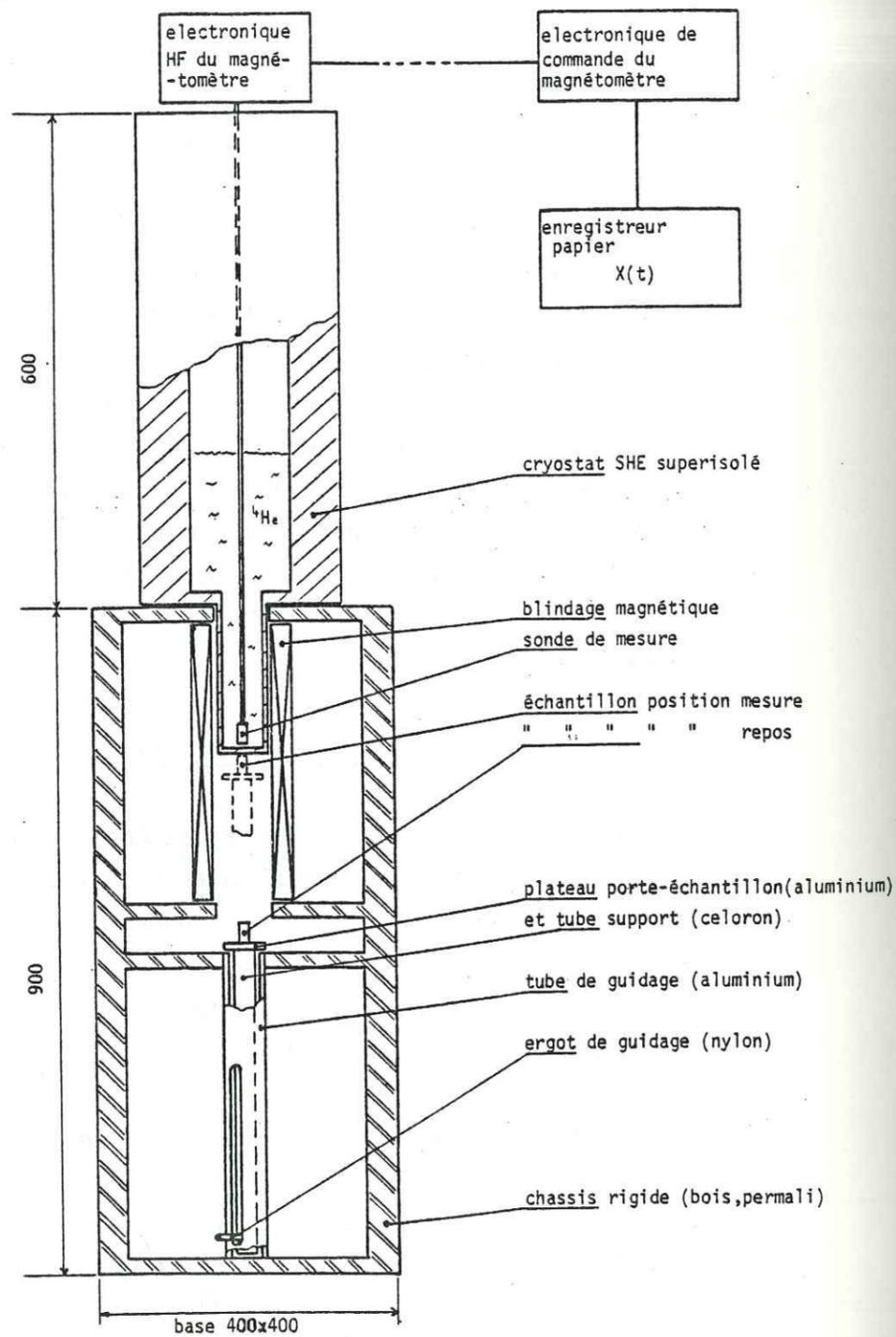


Fig.111: montage de l'expérience

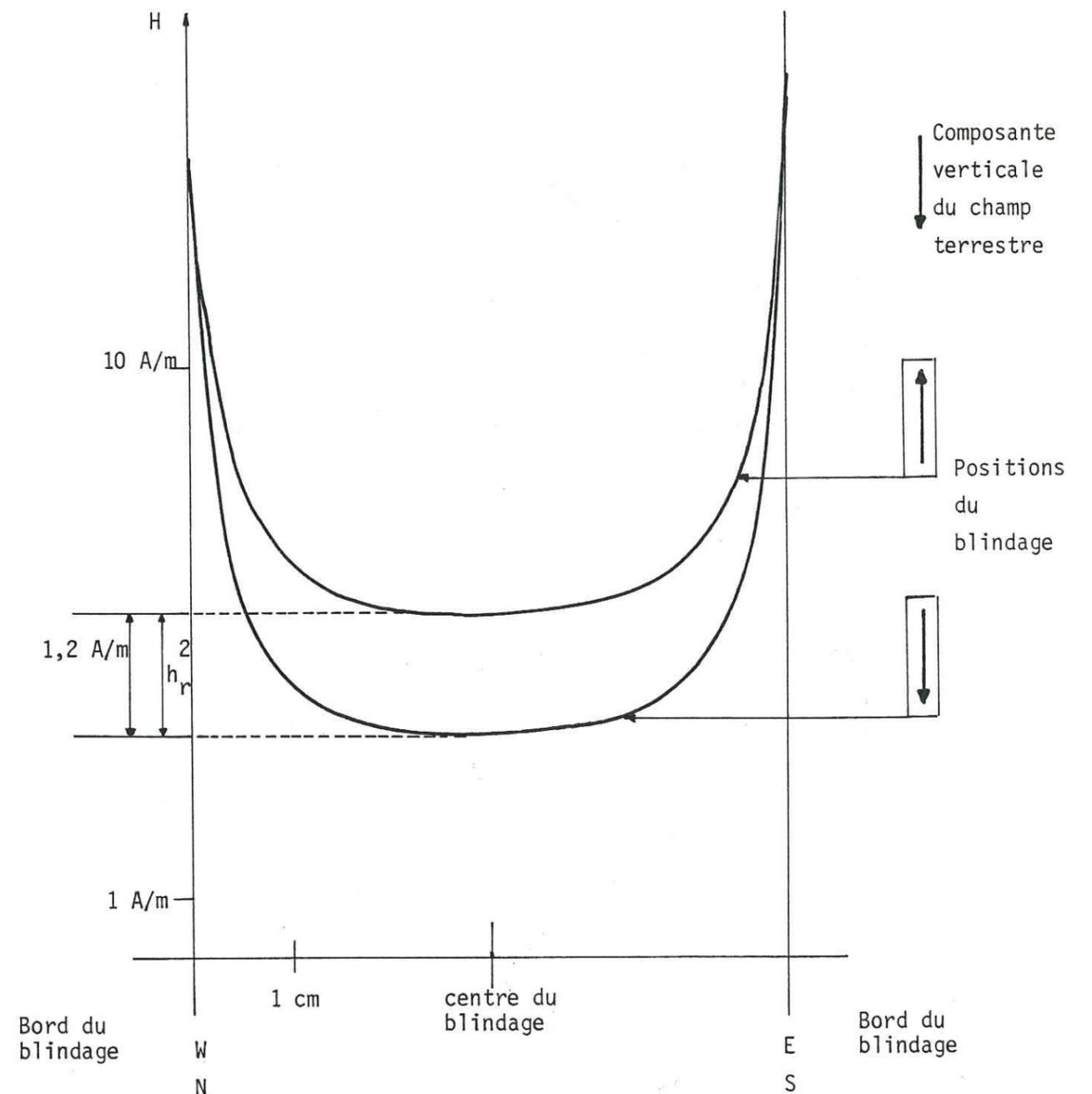


Fig.112: atténuation du champ magnétique terrestre
à l'intérieur d'un blindage magnétique
(fer doux + mumétal)

Le blindage magnétique est constitué de trois cylindres coaxiaux (1 fer doux + 2 mumetal) de 0,8 mm d'épaisseur, de 40 cm de longueur et de diamètres respectifs 8 cm, 7 cm et 6 cm. Un tel blindage a pour effet d'atténuer le champ magnétique terrestre, mais il crée aussi à l'intérieur un champ rémanent. Si A est le facteur d'atténuation, H_e la composante verticale du champ terrestre, H_i et h_r les composantes verticales, au centre du blindage, respectivement du champ global et du champ rémanent, H_i est de la forme :

$$H_i = A^{-1} \cdot H_e + h_r$$

La détermination des paramètres A, H_e et h_r a été faite en introduisant un capteur à couche mince ferromagnétique à l'intérieur du blindage et en le déplaçant de façon méthodique sur toute sa section. Les résultats sont les suivants (fig.112) :

$$A = 170$$

$$H_e = 25 \text{ A/m}$$

$$h_r = 0,6 \text{ A/m}$$

La composante verticale H_i est donc égale à 0,8 A/m.

Enfin la partie mobile (support de l'échantillon) est faite en alliage d'aluminium et en résine époxy.

4.2.2 Critiques du montage préliminaire et modifications

Le dispositif précédemment décrit a fait l'objet de mesures sur des échantillons de roche (3.1.3.1). L'expérience est globalement positive : les mesures se sont avérées significatives jusqu'à 10^{-3} A/m mais il s'avère que les améliorations que nous apportons repousseront nettement ce seuil de sensibilité. Celles-ci se font sur l'ensemble mobile, le blindage magnétique et le capteur.

Les modifications du capteur portent moins sur sa sensibilité propre que sur la configuration du dispositif au moment de la mesure. Outre un gain en sensibilité, l'utilisation d'un "transformateur de flux" permet d'approcher au plus près l'échantillon de la sonde. Le résultat à ce niveau est de ramener la sensibilité du dispositif à celle du capteur ($2 \cdot 10^{-14} \text{ T} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$), mais celle-ci ne pourra être effective qu'après l'amélioration du blindage et de l'ensemble mobile.

Le blindage magnétique possède un champ rémanent élevé, suite à un traitement déficient à la fabrication et à une mauvaise manipulation (chocs) lors du transport et pendant les essais. Hormis les précautions d'usage à prendre, la disposition à demeure de bobinages conducteurs autour de chaque couche devrait permettre de minimiser l'effet du champ rémanent en démagnétisant les couches avant chaque expérience.

Par ailleurs, nous pensons qu'il est tout à fait possible de réaliser un meilleur blindage statique que celui avec lequel nous avons travaillé. La difficulté provient du fait qu'il faut éliminer la composante verticale du champ magnétique, tout en laissant aux deux extrémités du blindage un passage pour la queue du cryostat et un autre pour le porte-échantillon. Dans le cas d'un blindage cylindrique monocouche, d'épaisseur d, de diamètre D, de longueur L et de perméabilité relative μ_r , en présence d'un champ longitudinal H_0 , le champ longitudinal H_i au centre est donné approximativement par :

$$H_i = \frac{H_0}{1 + 4 \cdot N \cdot \mu_r \cdot \frac{D}{d}}$$

où N est le facteur démagnétisant d'un ellipsoïde de révolution d'ellipticité égale à L/D. En gardant le rapport d/D constant, on diminue H_i en diminuant L/D.

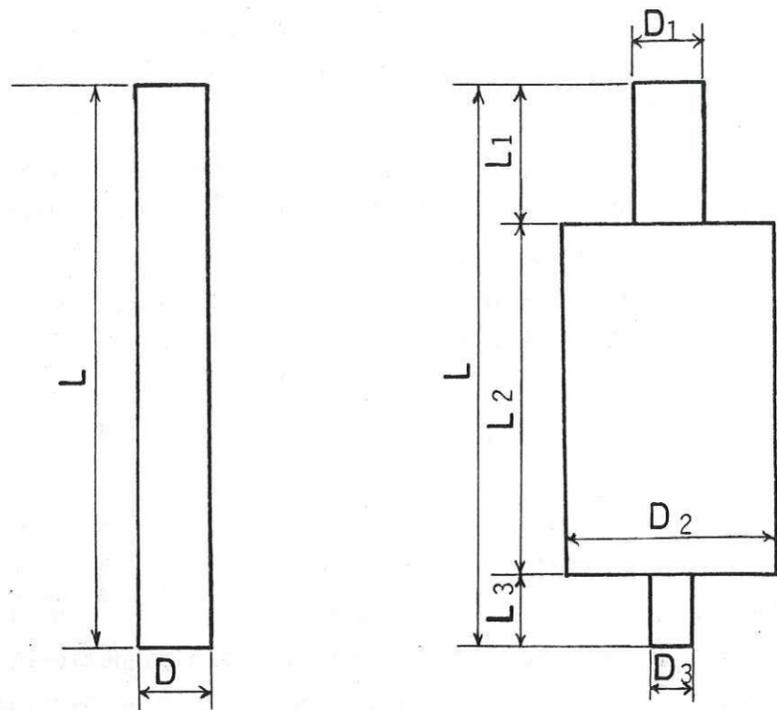


Fig.113a:blindage du montage préliminaire

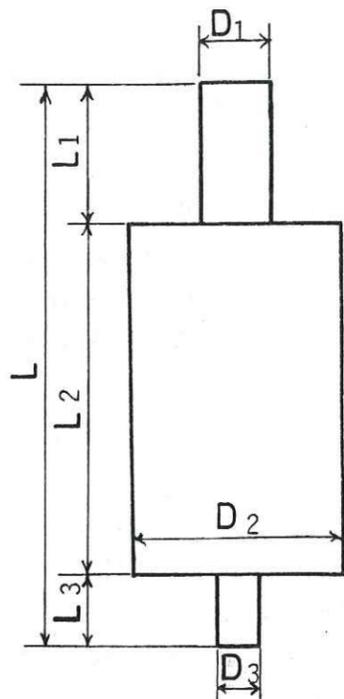


Fig.113b:blindage projeté

A ce champ H_i , il convient d'ajouter le champ pénétrant par les ouvertures, donné par :

$$H_i' \approx 2,6 \sqrt{\frac{L}{D}} \exp \left[2,4 \left(\frac{L}{D} \right) \right]$$

En conséquence H_i' augmente très vite quand L/D diminue.

L'adjonction de plusieurs écrans permet aussi d'améliorer le facteur d'atténuation longitudinal A_L ($A_L = H_o / H_i$) :

$$A_L = 1 + A_{L1} + A_{L2} + A_{L3} + A_{L1} \cdot A_{L2} \cdot A_{L3} \left(1 - \left(\frac{D_1}{D_2} \right)^2 \right) \left(1 - \left(\frac{D_2}{D_3} \right)^2 \right)$$

A_{Li} et D_i ($i = 1, 2, 3$) sont respectivement les facteurs d'atténuation et les diamètres de chaque écran cylindrique. On note immédiatement l'importance du facteur :

$$\left(1 - \left(\frac{D_1}{D_2} \right)^2 \right) \left(1 - \left(\frac{D_2}{D_3} \right)^2 \right) :$$

s'il est très faible (écrans de diamètres voisins), le facteur d'atténuation total est égal à la somme des facteurs individuels ; s'il est voisin de 1, c'est le produit qui l'emporte. Il faut donc augmenter l'intervalle entre les couches, mais, comme précédemment, nous sommes limités par l'effet des ouvertures.

Compte tenu des caractéristiques du premier blindage (fig.113a) qui se sont avérées bonnes, une solution astucieuse consiste à adopter la forme représentée sur la figure 113b. Le corps central (L_2/D_2) jouerait principalement sur le facteur d'atténuation, tandis que la présence des tubes ($L_1/D_1, L_3/D_3$) de faibles diamètres devrait permettre de rendre négligeable l'effet des ouvertures. Nous espérons ainsi gagner un facteur 100 sur A_L , entraînant une meilleure exploitation de la sensibilité du dispositif de mesure.

Une précaution supplémentaire, consistant à effectuer une mesure différentielle dans le blindage, permettra d'annuler l'effet du champ restant et de restituer uniquement une valeur propre à l'échantillon.

4.3. CONCLUSIONS

Nous avons fait l'étude complète d'un instrument de mesure : le rémanomètre, jusqu'à un stade de présérie industrielle. Ses performances en font un appareil de terrain, propice à l'organisation sur le site d'une campagne d'échantillonnage, en permettant la détermination d'aimantation rémanente avec une sensibilité de 10^{-5} A/m.

L'utilisation spécifique d'un magnétomètre à SQUID, à la mesure de l'aimantation rémanente, a fait l'objet d'une étude préliminaire menée jusqu'à la définition d'un projet. Le dispositif n'emploie pas de doigt chaud : la mesure se fait à l'intérieur d'un blindage magnétique optimisé et restitue une valeur propre à l'échantillon avec une sensibilité proche de celle du capteur.

CONCLUSIONS GÉNÉRALES

L'identification d'une structure géologique par magnéto-métrie est basée sur le comportement magnétique de la roche. Depuis les travaux de L. NEEL, le magnétisme des roches a connu un essor sans précédent dû pour une part essentielle à la reconnaissance de l'expansion des fonds océaniques et du mouvement des plaques lithosphériques. Cet essor se poursuit actuellement par des recherches plus approfondies ou totalement nouvelles et nécessite une connaissance en conséquence du milieu matériel considéré : la roche. C'est un appel au géologue et plus particulièrement au géologue de terrain qui a suivi peut être d'un peu trop loin le développement des méthodes magnétiques.

Nous nous sommes attachés, dans ce mémoire, à mettre en évidence par de multiples façons le contrôle de la structure sur le comportement magnétique de la roche. Suivant un schéma évolutif de la formation d'une roche sédimentaire, nous avons discuté de l'acquisition des paramètres magnétiques (aimantation rémanente naturelle, susceptibilité magnétique et anisotropie associée, aimantation

globale) lors des différents stades de cette formation, en considérant dès le début que le milieu sédimentaire est constitué d'une fraction solide et d'un espace interstitiel.

Il ressort de cette discussion que les paramètres magnétiques peuvent varier de façon plus ou moins complexe suivant les conditions de dépôt et l'importance des facteurs externes tels que la pression par exemple. Cette complexité n'est pas inextricable si nous savons utiliser les méthodes d'analyse appropriées. Plus particulièrement, montrant la nécessité de prendre en considération la structure poreuse de la roche, nous présentons l'étude récente de J. SILVY portant sur les milieux fibreux et menant à une géométrisation de cette structure. Cet outil apporte un élément essentiel car il fait le lien entre celle-ci et les conditions d'écoulement d'un fluide dans le réseau interstitiel de la roche.

Les premiers résultats issus de cette étude du milieu poreux portent premièrement sur les phénomènes de concentration et de cristallisation dans les secteurs à forte courbure. Prenant le cas d'un pli, nous montrons que l'accumulation éventuelle de minéraux magnétiques dans une charnière peut entraîner une oblitération des effets dus au comportement de l'aimantation rémanente naturelle, ceux-ci résultant d'un simple mécanisme de rotation de la couche. Deuxièmement, les phénomènes d'accumulation à partir de la circulation d'un fluide étant intimement liés aux conditions thermodynamiques d'une part et à la structure de l'espace interstitiel d'autre part, nous mettons en évidence le rapprochement qu'il y a lieu de faire entre la structure poreuse et la forme du corps minéralisé créé.

Toutes ces investigations s'avèreraient inutiles si nous ne pouvions accéder à la quantification des différents paramètres par des méthodes de mesure. Or, il n'en est rien ; nous démontrons leur bien-fondé en mettant en évidence différentes relations entre la structure géologique et les paramètres magnétiques accessibles à la mesure. La magnétométrie s'avère être un moyen d'analyse efficace.

A partir de données acquises sur différents sites prospectés dans les Alpes, nous obtenons des résultats significatifs sur les relations suivantes :

- pli-rotation de l'aimantation rémanente,
- structure poreuse - anomalie magnétique,
- texture - aimantation.

La rotation de l'aimantation rémanente permet de retrouver l'axe d'enroulement de la couche où a été fait l'échantillonnage. Les meilleurs résultats ont été enregistrés sur des roches très métamorphisées. Cet état de fait, paradoxal aux conclusions apportées par d'autres auteurs, est probablement la conséquence du choix des secteurs prélevés et de la connaissance du contexte structural.

A propos de la deuxième relation, nous montrons à l'aide de deux exemples que l'anomalie de champ magnétique rend compte de la structure poreuse d'un site et non de son contexte structural général.

L'étude des unités ophiolitifères du Combin et de Zermatt-Saas, et plus particulièrement l'analyse des caractéristiques magnétiques des roches serpentinisées à magnétite de chacune de ces unités, met en évidence le rôle essentiel de la texture. Nous démontrons localement qu'à un rapport fraction rémanente/fraction induite élevé correspond une texture fortement anisotrope et inversement.

Par ailleurs, nous avons mis à profit la méthode aéromagnétique dans une zone où les difficultés, liées au relief abrupt et aux dénivelés importants, sont constantes. Ainsi, il a été possible de préciser le volume restant à exploiter du gisement de magnétite de Cogne, ainsi que sa localisation.

Le dernier propos de ce mémoire concerne le développement des instruments de mesure. A ce sujet, l'étude a porté principalement sur la réalisation du "rémanomètre" : appareil de terrain comportant un magnétomètre à couche mince et susceptible de déterminer

avec une haute précision l'aimantation rémanente naturelle sur des échantillons. L'étude d'un dispositif de mesure à partir d'un magnétomètre à SQUID n'est que préliminaire mais, il nous a permis de définir un projet concernant la mesure de l'A.R.N. à très haute sensibilité.

Enfin, ce travail pourrait être, sur les plans fondamental et instrumental, un départ d'activités nouvelles déjà ébauchées avec le concours de différents organismes et promises à un essor réel.

ANNEXE I

DETERMINATION D'UN AXE DE PLI ET DE L'ANGLE DE ROTATION D'UNE COUCHE

METHODE GRAPHIQUE ET ANALYTIQUE

Considérons la figure 114. OM et ON représentent deux vecteurs rémanents mesurés sur les échantillons O_1 et O_2 et ramenés à l'unité.

B_1 et B_2 sont respectivement les première et deuxième bissectrices de l'angle β entre $\vec{1}$ et $\vec{2}$. ($0 \leq \beta \leq 180^\circ$)

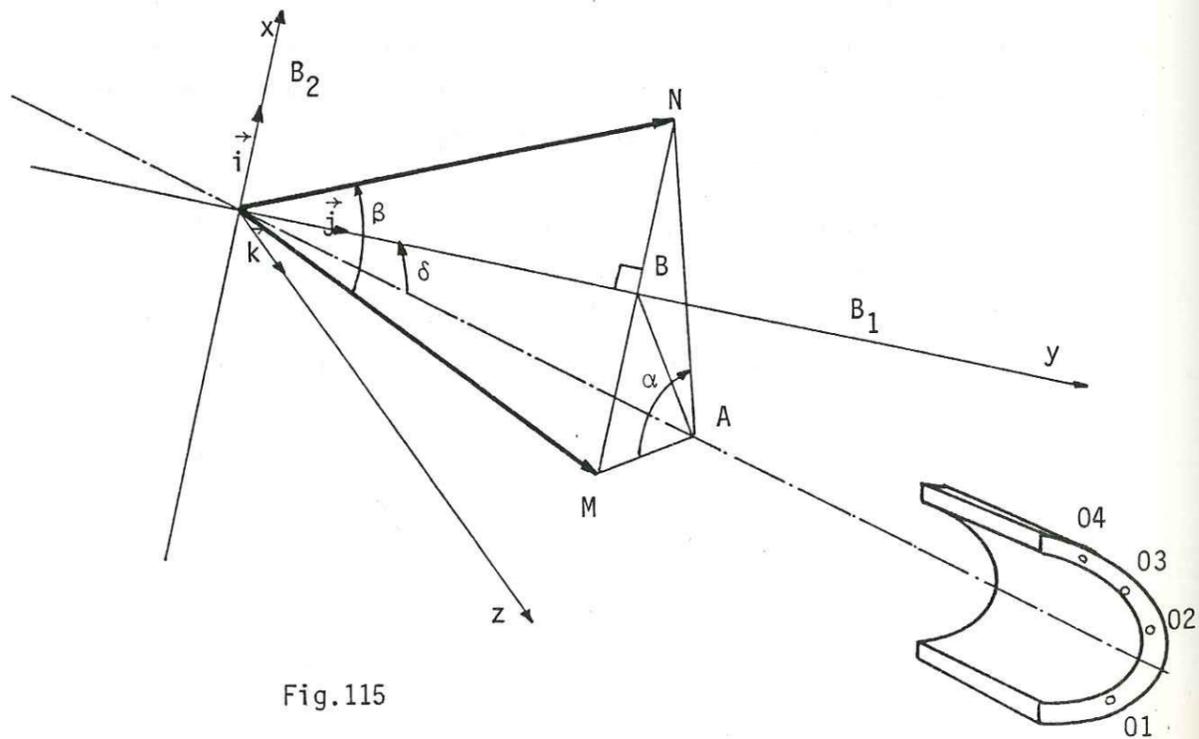
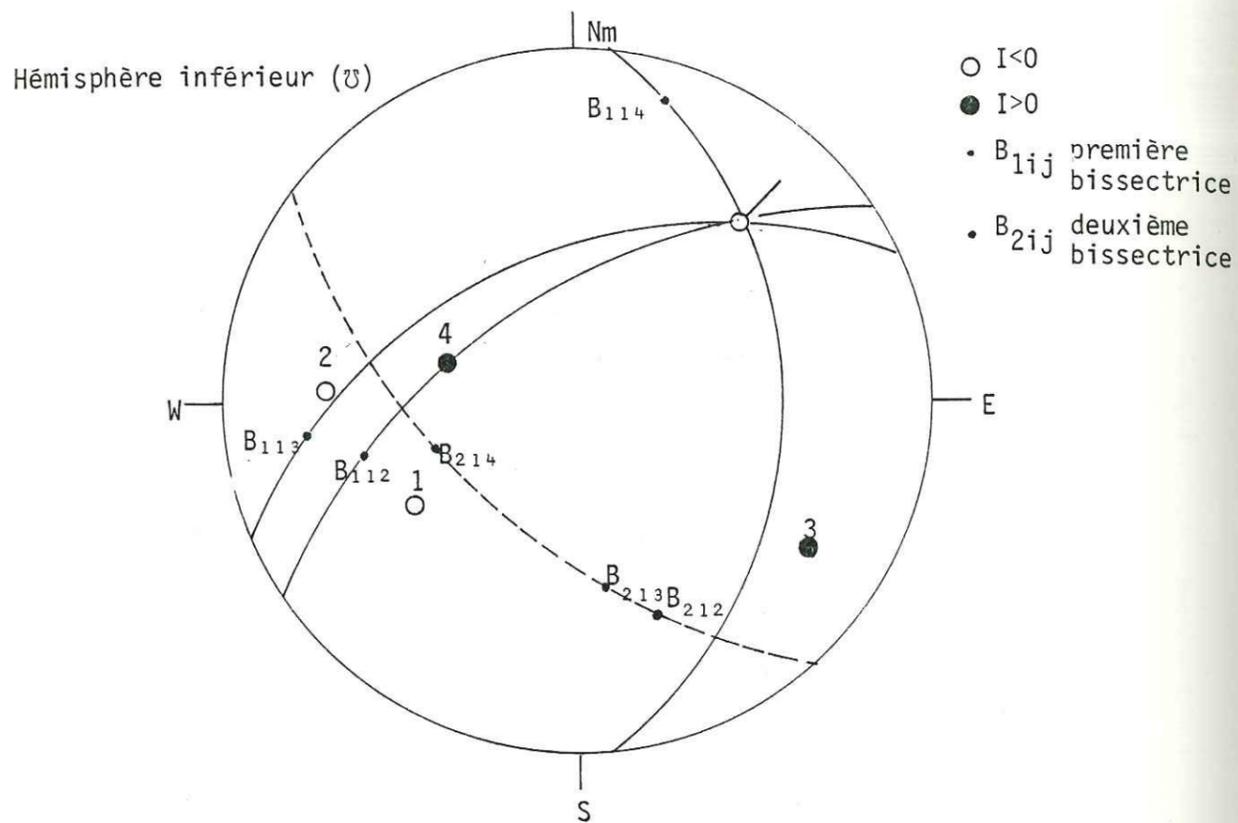
OA est l'axe de rotation des vecteurs rémanents ainsi que l'axe d'enroulement de la couche.

L'angle de rotation de la couche α est compris entre \vec{AM} et \vec{AN} . Nous utilisons un canevas de Wülf méridien (fig. 115) avec une projection de l'hémisphère inférieur (VIALON et al. 1976). La projection d'un vecteur rémanent revient à la projection d'une ligne complétée d'un signe distinctif suivant que l'inclinaison est positive (\bullet) ou négative (o).

Nous projetons successivement les bissectrices B_1 et B_2 de chaque angle β en ayant au préalable choisi un vecteur rémanent comme référence. Soit $\vec{1}$ ce vecteur, nous obtenons trois couples $(\vec{1}, \vec{j})$ et les bissectrices B_{11j} et B_{21j} associées.

L'axe d'enroulement des vecteurs rémanents est perpendiculaire au plan contenant les bissectrices B_{21j} . En conséquence, il s'identifie au pôle de ce plan.

Nous déterminons ensuite, pour chaque couple, l'angle β entre le vecteur $\vec{1}$ et le vecteur \vec{j} et l'angle θ entre B_{11j} et l'axe.



Dans un trièdre de référence (o, x, y, z) orthonormé et direct, Ox et Oy étant respectivement colinéaires à B_1 et B_2 :

$$OA = OB \cdot \cos \vartheta = -\cos(\beta/2) \cdot \cos \vartheta$$

$$AB = BM/2 \cdot \operatorname{tg}(\alpha/2) = \sin(\beta/2) / \operatorname{tg}(\alpha/2)$$

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{AB}{OA} = \frac{-\sin(\beta/2)}{\operatorname{tg}(\alpha/2) \cdot \cos(\beta/2) \cdot \cos \vartheta}$$

$$\sin \vartheta = -\operatorname{tg}(\beta/2) / \operatorname{tg}(\alpha/2)$$

$$\alpha = 2 \operatorname{artg} \left(\frac{-\operatorname{tg}(\beta/2)}{\sin \delta} \right)$$

La méthode employée ne tient pas compte du signe de α obtenu par cette relation. Nous le déterminons par contre à partir du canevas de Wülf.

ANNEXE II

DETERMINATION D'UN AXE DE PLI ET DE LA POSITION DU VECTEUR
REMANENT AVANT PLISSEMENT
METHODE ANALYTIQUE

Axe de pli :

Dans le repère $(0, x, y, z)$ orthonormé direct (fig. 116), les coordonnées cartésiennes d'un vecteur rémanent unité sont :

$$\begin{aligned} x &= \cos I \cdot \cos D \\ y &= \cos I \cdot \sin D & 0^\circ \leq D \leq 180^\circ \\ z &= \sin I & -90^\circ \leq I \leq 90^\circ \end{aligned}$$

Soit trois vecteurs rémanents $\vec{1}, \vec{2}, \vec{3}$ ramenés à l'unité, chacun étant issu de la mesure d'un échantillon. S'il existe un axe de rotation, les vecteurs $\vec{1}, \vec{2},$ et $\vec{3}$ définissent un cône dont l'axe de symétrie est l'axe de rotation cherché.

Soit \vec{OA} le vecteur axe de rotation, de module 1. \vec{OA} est perpendiculaire à la base du cône, laquelle peut-être définie par les vecteurs $(\vec{1} - \vec{2})$ et $(\vec{1} - \vec{3})$.

Si x, y, z sont les composantes de \vec{OA} , nous avons :

$$\begin{aligned} \vec{OA} \cdot (\vec{1} - \vec{2}) &= 0 \\ \vec{OA} \cdot (\vec{1} - \vec{3}) &= 0 \\ |\vec{OA}| &= 1 \end{aligned}$$

ce qui est équivalent à :

$$\begin{aligned} x(x_1 - x_2) + y(y_1 - y_2) + z(z_1 - z_2) &= 0 \\ x(x_1 - x_3) + y(y_1 - y_3) + z(z_1 - z_3) &= 0 \\ x^2 + y^2 + z^2 &= 1 \end{aligned}$$

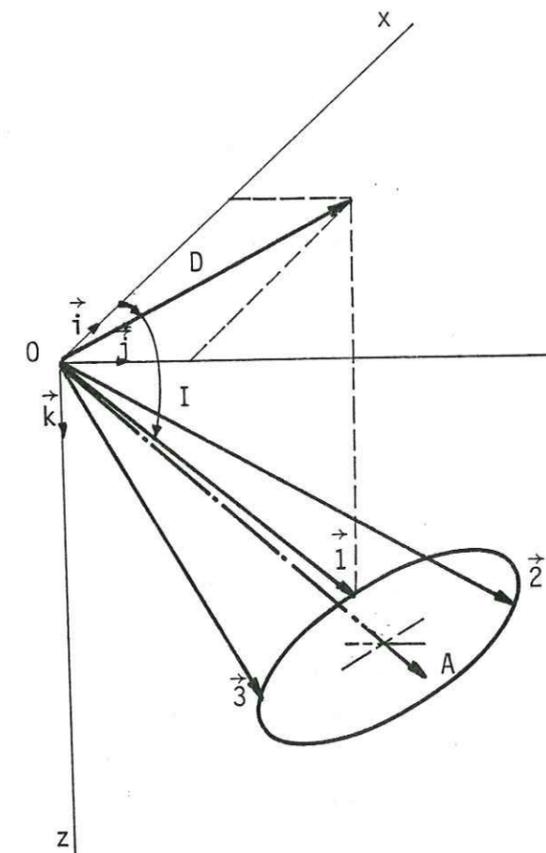


Fig.116

de ce système nous obtenons les rapports :

$$a = \frac{x}{y} = \frac{(y_1 - y_3)(z_1 - z_2) - (y_1 - y_2)(z_1 - z_3)}{(x_1 - x_2)(z_1 - z_3) - (x_1 - x_3)(z_1 - z_2)}$$

$$b = \frac{z}{y} = \frac{(y_1 - y_2)(x_1 - x_3) - (y_1 - y_3)(x_1 - x_2)}{(x_1 - x_2)(z_1 - z_3) - (x_1 - x_3)(z_1 - z_2)}$$

$$c = \frac{x}{z} = \frac{(z_1 - z_3)(y_1 - y_2) - (z_1 - z_2)(y_1 - y_3)}{(x_1 - x_2)(y_1 - y_3) - (x_1 - x_3)(y_1 - y_2)}$$

Si D_A et I_A sont respectivement la déclinaison et l'inclinaison de l'axe nous avons :

$$D_A = \arctg 1/a$$

$$I_A = \arcsin \left((c^2 + \frac{1}{b^2} + 1)^{-\frac{1}{2}} \cdot \text{signe}(b) \right)$$

Position du vecteur rémanent avant plissement

Nous connaissons l'orientation actuel du vecteur rémanent, la direction de l'axe de pli déterminée précédemment, la position de la surface plissée au niveau du prélèvement. Dans le même repère (0, x, y, z), nous avons (fig. 117) :

Axe de pli :	Direction de S_0 :
$\overrightarrow{AXE} \begin{cases} x_A = \cos I_A \cdot \cos D_A \\ y_A = \cos I_A \cdot \sin D_A \\ z_A = \sin I_A \end{cases}$	$\vec{\delta} \begin{cases} x_\delta = \cos \delta \\ y_\delta = \sin \delta \\ z_\delta = 0 \end{cases}$

Vecteur rémanent mesuré :	Pendage de S_0 :
$\vec{V}_R \begin{cases} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{cases}$	$\vec{p} \begin{cases} x_p = -\cos p \cdot \sin \delta \\ y_p = \cos p \cdot \cos \delta \\ z_p = \sin p \end{cases}$

$$0 \leq \delta \leq 180^\circ \quad ; \quad -90^\circ \leq p \leq 90^\circ$$

$$\vec{Z} = \vec{p} \wedge \vec{\delta}$$

$$\vec{Z} \begin{cases} x_Z = -\sin \delta \cdot \sin p \\ y_Z = \cos \delta \cdot \sin p \\ z_Z = -\cos p \end{cases}$$

Par définition nous posons :

$$\overrightarrow{PAXE} = \overrightarrow{AXE} \wedge \vec{Z}$$

$$\overrightarrow{PAXE} \begin{cases} x_{PA} = -\cos I_A \cdot \sin D_A \cdot \cos p - \sin I_A \cdot \cos \delta \cdot \sin p \\ y_{PA} = -\sin I_A \cdot \sin \delta \cdot \sin p + \cos I_A \cdot \cos D_A \cdot \cos p \\ z_{PA} = \cos I_A \cdot \sin D_A \cdot \cos \delta \cdot \sin p + \cos I_A \cdot \sin D_A \cdot \sin \delta \cdot \sin p \end{cases}$$

$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ étant les vecteurs unitaires des axes O_x, O_y, O_z , nous avons :

$$\begin{pmatrix} \overrightarrow{AXE} \\ \overrightarrow{PAXE} \\ \vec{Z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_A & y_A & z_A \\ x_{PA} & y_{PA} & z_{PA} \\ x_Z & y_Z & z_Z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{i} \\ \vec{j} \\ \vec{k} \end{pmatrix}$$

Les composantes de $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ dans le repère ($\overrightarrow{AXE}, \overrightarrow{PAXE}, \vec{Z}$) sont les suivantes :

$$\vec{i} \begin{cases} x_i = y_{PA} \cdot z_Z - y_Z \cdot z_{PA} \\ y_i = x_Z \cdot z_A - x_A \cdot z_Z \\ z_i = x_A \cdot z_{PA} - x_{PA} \cdot z_A \end{cases}$$

$$\vec{j} \begin{cases} x_j = x_{PA} \cdot z_Z - x_Z \cdot z_{PA} \\ y_j = x_Z \cdot z_A - x_A \cdot z_Z \\ z_j = x_A \cdot z_{PA} - x_{PA} \cdot z_A \end{cases}$$

$$\vec{k} \begin{cases} x_k = x_{PA} \cdot y_Z - x_Z \cdot y_{PA} \\ y_k = x_Z \cdot y_A - x_A \cdot y_Z \\ z_k = x_A \cdot y_{PA} - x_{PA} \cdot y_A \end{cases}$$

Donc \vec{V}_R a pour composantes dans $(\vec{AXE}, \vec{PAXE}, \vec{Z}_{\delta_p})$

$$x_0 x_i + y_0 x_j + z_0 x_k = x_1$$

$$x_0 y_i + y_0 y_j + z_0 y_k = y_1$$

$$x_0 z_i + y_0 z_j + z_0 z_k = z_1$$

Au moment où la roche a acquis son aimantation rémanente, le vecteur \vec{Z} est supposé vertical. Il nous reste donc à corriger le plongement de l'axe. Nous supposons connue la position du plan axial. Il est repéré par sa direction D_{PA} et son pendage IP_A .

L'axe est remis à l'horizontale dans le plan axial. Il est alors confondu avec l'intersection du plan axial et du plan horizontal.

\vec{DP} est horizontal et appartient au plan axial

$$\vec{DP} \begin{vmatrix} \cos D_{PA} \\ \sin D_{PA} \\ 0 \end{vmatrix}$$

Le vecteur \vec{AXE} a pour nouvelles composantes $x_{AC}, y_{AC}, 0$:

$$\begin{pmatrix} x_{AC} \\ y_{AC} \\ z_{AC} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos D_{PA} \\ \sin D_{PA} \\ 0 \end{pmatrix} \times \text{signe}(\vec{AXE} \cdot \vec{DP})$$

d'où :

$$\vec{PAXE} \begin{vmatrix} y_{AC} \\ -x_{AC} \\ 0 \end{vmatrix}$$

L'aimantation rémanente initiale a pour composantes :

\vec{V}_{RI}	$x_2 = -x_1 \cdot x_{AC} + y_1 \cdot y_{AC}$
	$y_2 = +x_1 \cdot y_{AC} - y_1 \cdot x_{AC}$
	$z_2 = +z_1$

BIBLIOGRAPHIE

K.N. ABDULLABEDKOV, LS. BEZUGLAYA, V.P. GOLOBKOV, Y.P. SKOVORODKIN :
On the possibility of using magnetic methods to study tectonic processes.
Tectonophysics, 14 (3/4), p 257, 1972.

A. AMSTUTZ : Notice pour une carte géologique de la vallée de Cogne et de quelques autres espaces au Sud d'Aoste. Archives Sc. Genève, 15, p 1 - 104, 1962.

Archives de la mine de Cogne : inédites et consultées à Cogne, Val d'Aoste, Italie.

K. BADER : The magnetization of the magnetite orebody near Cortegana, Spain. Geophysical Prosp., 28, p 701, 1970.

F. BERTAUT : Contribution à l'étude des structures lacunaires : la pyrrhotine. Acta Cryst., 6, p 553, 1953.

D. BIQUAND : L'aimantation rémanente naturelle des roches sédimentaires Thèse Etat, Paris, 1974.

R. BLANPAIN, G. CHIRON : Note technique LETI/MA n° 1378, 1980.

J. BOCQUET : Etudes minéralogiques et pétrologiques sur le métamorphisme d'âge alpin dans les Alpes Françaises. Thèse Etat, Grenoble, 1974.

E. BONATTI : Metallogenesis at oceanic spreading centers. Ann. Rev. Earth Planet. Sci., 3, p 401, 1975.

A. BOSSERT : Etude paléomagnétique des formations crétacées de l'Atlas de Béni-Mellal (Maroc). Dipl. Ing. Géophys., Strasbourg, 1973.

G. BRONNER : Plissement, cisaillement, boudinage et laminage : mécanismes essentiels de la formation de la brèche d'Ijil (Précambrien de la dorsale Réguibat, Fort Gouraud, Mauritanie). Bull. Serv. Carte Géol. Als. Lorr, 23, 2, p 51, Strasbourg, 1970.

G. BRONNER : Tectonique et reconcentrations : exemple des quartzites ferrugineux précambriens de Mauritanie. Application à l'analyse structurale. Mem. h. Sér. Soc. Géol. France, 7, p 167, 1976.

- W.F. BROWN; Irreversible magnetic effects of stress. *Phy. Rev.* 75, 1, p 147 1949.
- G. BRUHAT, G. GOUDET : *Electricité*. Masson, 911 p, Paris, 1967.
- W.H. CAMPBELL, J. E. ZIMMERMAN : Induced electric currents in the Alaska oil pipeline measured by gradient fluxgate and SQUID magnetometers. *IEEE Trans. on Geosc. and remote sensing*, GE 18, 3, 1980.
- P.C. CARMAN : L'écoulement des gaz à travers les milieux poreux. Presses Universitaires de France, Paris, 1961.
- G. CHIRON, L. DEDREUIL-MONNET : Procédé de mesure de champs magnétiques et magnétomètre de mise en oeuvre. Brevet français EN 72 31 277, 1972.
- G. CHIRON, G. DELAPIERRE : Description of a thin film directional magnetometer. *IEEE Trans. on Mag.*, 15, 6, 1979.
- G. CHIRON, C. LAJ, J. POCACHARD : A high sensitivity portable spinner magnetometer. *J. of Physics E : Sci. Instrum.*, 1981, à paraître.
- J. A. CLEGG, M. ALMOND, P.H. STUBBS : The remanent magnetism of some sedimentary rocks in Britain. *Phil. Mag.*, 45, p 583, 1954.
- R.G. COLEMAN : Petrology and geophysical nature of serpentine. *Geol. Soc. Am. Bull*, 82, p 897, 1971.
- R.G. COLEMAN : Ophiolites. *Mineral and Rocks*, 12, ed Berlin Springer, 229 p, 1977.
- C.R. COLLIN, A. SALVI, D. LEMERCIER, P. LEMERCIER, F. ROBACH : Magnétomètre différentiel à haute sensibilité. *Geophysical Prospecting*, 21, p 704, 1973.
- R E. COLLINS : Flow of fluids through porous materials. Reinhold publishing corporation, New-York, 1961.
- R.COMPAGNONI, G. ELTER, L. FIORA, P. NATALE, S. ZUCHETTI : Magnetite deposits in serpentized herzolite from the ophiolite belt of the Western Alps. IGCP - IUGS - UNESCO, Athènes, Oct 1980.
- K.M. CREER, E. IRVING, S.K. RUNCORN : Geophysical interpretation of paleomagnetic directions from Great-Britain. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 250, série A, p 144, 1957.

- P. CURIE : *Ann. Chim. Phy.* 5, p 289, 1895.
- H. DABROWSKI : Thèse d'Etat, 1981, à paraître.
- H. DABROWSKI, B. CABROL : Géologie des métallogènes de la chaîne des Hurlières : *Bull BRGM*, 1968.
- G.V. DAL PIAZ : Le métamorphisme alpin de haute pression et basse température dans l'évolution structurale du bassin ophiolitique alpin-apenninique. 1ère partie : *Bull.SGI*, 93 ; 2ème partie : *SMPM*, 54 , 1974.
- G.V. DAL PIAZ, P. OMENETTO : Le gisement de pyrite et cuivre d'Alagna Valsésia (Piémont). *Sym. Intern. Giacim. Min. delle Alpi*, Trento, 1966.
- L. DALY : Etude des propriétés magnétiques de roches métamorphiques ou simplement tectonisées. Nature de leur aimantation naturelle. Détermination de leur anisotropie magnétique et application à l'analyse structurale. Thèse Etat, Paris, 1970.
- L. DALY : Analyse structurologique des roches par mesure de leur anisotropie magnétique. Application à la tectonique. *Mém. BRGM*, 77, p 845, 1972.
- Developments in sedimentology 18 A, 18 B, G.V. CHILINGARIAN, K.H. WOLF, ed Elsevier, 1976.
- P. DOUSSET, J.Y. TOLARDO : Etudes minières dans le Val d'Aoste (Italie). Thèse spécialité, Grenoble, 1981, à paraître.
- E. DURAND : Magnétostatique. Masson Paris, 1968.
- D. DURET, P. BERNARD, D. ZENATTI : *Rev. Sci. Instrum.*, 46, 4, 1975.
- I. DZIALOSHINSKI : *Phys. and Chim. Solids* 4, 241, 1958.
- J.W. ELDER: Physical processes in geothermal areas. Voir *Terrestrial Heat Flow*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol 8, A.G.U., Washington, 1965.
- G. ELTER : Schistes Rustrés et ophiolites de la zone piémontaise entre Orco et Doire Baltée (Alpes Graies). Hypothèses sur l'origine des ophiolites. *Géologie Alpine*, 47, p 147, 1971.
- J. ESTEBE, J. SCHOTT : Concentration de solutions salines et cristallisation dans un milieu poreux, par effet thermogravitationnel. *C.R. Acad. Sc. Paris*, 271, D, p 805, 1970.

- C.M. FALCO, I.K. SCHULLER : SQUIDS and their sensitivity for geophysical applications. Note Interne, Argonne National Laboratory, Illinois, 1980.
- J. FERRANDON : Les lois de l'écoulement de filtration. Le Génie Civil, 125, p 24, 1948.
- C.R. FETTKE : The Bradford oil field. Pennsylvania Geol. Survey Bull. M - 21, p 211, 1938.
- R.P. FEYNMAN : Electromagnétisme, 2 volumes. Interéditions, Paris, 1979.
- R.A. FISCHER : Dispersion on a sphere. Proc. Roy. Soc., A 217, p 295, 1953.
- L.G. GAMALERO : Giacimento piritoso-cuprifero di Ollomont in Val d'Aosta Att Soc. It. Sc. Nat. e Museo Civ. St. Nat. Milano, 109, 4, p 383, 1969.
- J.L. GARCIAZ : Recherches minières au Sud du Val d'Aoste (Italie). Thèse spécialité. Grenoble, 1979.
- M. GIGNOUX : Capture automatique, poursuite et reconnaissance de la forme d'un signal périodique très largement variable en fréquence et noyé dans le bruit. 7ème Coll. G.R.E.T.S.I., Nice, 1979.
- P. GIOAN : Etude de quelques gîtes métallifères alpins par magnétométrie différentielle à haute sensibilité. Thèse spécialité. Grenoble, 1978.
- G. GIORGI : Unita Razionale di Elettromagnetismo, Atti dell'A.E.I., 1901.
- W.L. GOODMAN, V.W. HESTERMAN, L.H. RORDEN, W.S. GOREE : Superconducting instrument systems. Proceedings of the IEEE, 61, 1, p 20, 1973.
- W.M. GOUBAU : Geophysical applications of SQUIDS. Ic SQUID conference, Berlin, 5 - 9 mai, 1980.
- J.W. GRAHAM : Magnetic susceptibility anisotropy, an unexploited petrofabric element. Geol. Soc. An. Bull., 65, p 1257, 1954.
- L. GRANAR : Magnetic measurements on Swedish varved sediments. Arkiv. Geofysik, 3, p 1, 1958.
- J.P. GRATIER : Mise en évidence de relations entre changement de composition chimique et intensité de déformation dans les roches à schistosité. Bull. Soc. Géol. France, (7), 21, 1, p 95, 1979.

- D.H. GRIFFITHS : Remanent magnetism of varved clays from Sweden. Monthly Notices Roy. Astr. Soc., Geophys. suppl., 7, p 103, 1955.
- D.H. GRIFFITHS, R.F. KING, A.I. REES, A.E. WRIGHT : The remanent magnetism of some recent varved sediments. Proc. of the Roy. Soc. of London, A 256, p 359, 1960.
- G. HAIGH : The process of magnetization by chemical change. Phil. Mag., 3, p 267, 1958.
- N. HAMILTON : The effect of magnetic and hydrodynamic control on the susceptibility anisotropy of redeposited silt. Journal of Geology, 75, 6, 1967.
- N. HAMILTON, W.H. OWENS, A.I. REES : Laboratory experiments on the production of grain orientation in shearing sand. Journal of Geology, 76, p 465, 1968.
- W.Z. HEISENBERG : Physik 49, 619, 1928.
- C.E. HELSEY : dans "Methods in paleomagnetism". D. COLLINSON, K. CREER, S.K. RUNCORN, Ed. Elsevier, 1967.
- B. HENRY : Relations entre contraintes tectoniques et propriétés magnétiques des roches volcaniques permienes de la vallée du Guil (Briançonnais, Alpes Françaises). Pageoph, t 114, 1976.
- B. HENRY : Thèse d'Etat, 1980.
- A. HERPIN : Théorie du magnétisme. PUF Paris 1968 .
- W.L. INGMANSON, B.D. ANDREWS, R.C. JOHNSON : Internal pressure distributions in compressible mats under fluid stress. Tappi., 42, 10, p 844, 1959.
- E. IRVING : The origin of the paleomagnetism of the Torridonian sandstones of North-West Scotland. Phil. Transv. of the Roy. Soc of London, A250, p 100, 1957.
- E. IRVING, A. MAJOR : Post-depositional detrital remanent magnetization in a synthetic sediment. Sedimentology, 3, p 114, 1964.
- G. ISING : On the magnetic properties of varved clays. Ark. F. Mat. Astr. o Fysik, 29 A, 5, 1942.

- A. ITO, K. ONO, Y. ISHIKAWA : A study of a low temperature transition in magnetite. *J. of the Phy. Soc. of Jap.*, 18, 10, p 1465, 1963.
- E.A. JONHSON, T. MURPHY, O.W. TORRESON : Pre-history of the earth's magnetic field. *Terrest. Magnetism Atmospheric Elec.*, 53, p 349, 1948.
- W.E. JOHNSON, R.V. HUGHES : Directional permeability measurements and their signifiante. *Pennsylvania State Coll. Mineral Industries Expt. Sta. Bull.*, 52, p 180, 1948.
- S.P. KAPITSA : Magnetic properties of eruptive rocks under mechanical stresses. *Izv. Akad. Nank USSR, Geophys. ser.*, 6, p 489, 1955.
- W.F. KEAN, R. DAY, M. FULLER, V. A. SCHMIDT : The effect of uniaxial compression on the initial susceptibility of rocks as a function of grain size and composition of their constituent titanomagnetites. *Journal of Geophysical Research*, 81, p 861, 1976.
- J.W. KERN : Effect of stress on the susceptibility and magnetization of a partially magnetized multidomain system, *J. Geophys. Res.*, 66, p 3807, 1961.
- F.H. KING : Principles and conditions of the movements of ground water. *U.S. Geol. Survey, 19 th Annual Report 1898 - 1899*, p 59 - 294, 1899.
- R.E. KING : The remanent magnetism of artificially deposited sediments. *M.N. of the Roy. Astr. Soc., Geophys. suppl.*, 7, p 115, 1955.
- H. KINOSHITA : Studies on piezo-magnetization change in the initial susceptibility of fine grain assemblage of ferromagnetics due to uniaxial compression *J. Geomagn. Geolec.*, 20, p 75, 1968.
- C. KITTEL : Physical theory of ferromagnetic domains. *Rev. Mod. Phys.* 21, p 54, 1949.
- C. KITTEL : *Introduction à la physique du solide 2ème ed*, Dunod Paris, 1970.
- K. KOBAYASHI : An experimental demonstration of the production of chemical remanent magnetization with Cu - Co alloy. *J. Geomagn. Geoelectr.*, 12, p 148, 1961.
- J. KOZENY : *S. Ber. Wiener Akad Abt. II a*, 136, 271, 1927.

- H.A. KRAMERS : The interaction between the magnetogenic atoms in a paramagnetic crystal. *Physica.*, 1, p 182, 1934.
- Y.F. KRUPYANSKII, I.P. SUZDALEV : Size effects in fine particles of $Fe_3 O_4$. *J. de Physique, Coll. C6, suppl. 12, Tome 35*, p 6 407, 1974.
- R.P. LABRECQUE : The effects of fiber cross-sectional shape on the resistance to the flow of fluids through fiber mats. *Tappi*, 51, 1, p 8, 1968.
- P. LAFFITTE : *Introduction à l'étude des roches métomorphiques et des gîtes métallifères, physico-chimie et thermodynamique*. Masson ed, Paris, 1957.
- M. LEBLANC : Concentrations liées aux strates réputées inusuelles. *Mém. h. sér. Soc. Geol. France*, 7, p 39, 1976.
- E. LE BORGNE : Susceptibilité magnétique anormale du sol artificiel. *Annales de géophysique*, 11, 4, p 399, 1955.
- M. LELEU, C. MAUREL, G. MICHARD, B. POTY, J. SCHOTT, A. WEISBROD : *La métallogénie expérimentale*. Mem. hors ser. Soc. Geol. France, 7, p 245, 1976.
- R.J. MARTIN III, R.E. HABERMANN, M. WYSS : The Effect of stress Cycling and Inelastic Volumetric Strain on Remanent Magnetization. *Journal of Geophysical Research*, 83, p 3484, 1978.
- M. MATTAUER : *Les déformations des matériaux de l'écorce terrestre*. Hermann, Paris, 1973.
- L. MOLYNEUX : A complete result magnetometer for measuring the remanent magnetization of rocks. *Geophys. J.R. Astr. Soc.*, 24, p 429, 1971.
- D.G. MORRE : Shear strength and related properties of sediments from experimental Mohole (Guadalupe site). *Journal of Geophysical Research*, 69, p 4271, 1964.
- H. NAGAOKA, K. HONDA : On Magnetostriction. *Phil. Mag.* 5, 46, p 261, 1898.
- T. NAGATA : *Rock Magnetism*. 350 p, Mazuren, Tokyo, 1ère ed 1953, 2ème ed 1961.
- T. NAGATA : Effects of a uniaxial Compression on Remanent Magnetization of Igneous Rocks. *Pure Applied Geophysics*. 78, p 100, 1970 a.
- T. NAGATA : Anisotropic Magnetic Susceptibility of Rocks under Mechanical Stresses. *Pure Applied Geophysics*. 78, p 110, 1970 b.

- T. NAGATA : Basic magnetic properties of rocks under the effects of mechanical stresses. *Tectonophysics*, 9, p 167, 1970 c.
- T. NAGATA, H. KINOSHITA : Effect of hydrostatic pressure on magnetostriction and magnetocrystalline anisotropy of magnetite. *Phy. Earth Planet. Interiors*, 1, p 44, 1967.
- L. NEEL : *Ann Phys*, 137, 1948.
- L. NEEL : Preuves expérimentales du ferromagnétisme et de l'antiferromagnétisme. *Annales. Inst. Fourier, Grenoble*, 1, p 163, 1950.
- L. NEEL : Théorie de l'aimantation de Lord Rayleigh. *Cahiers de physique*, n°12, p 1, n° 13, p 18, 1942.
- L. NEEL : Théorie du traînage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec applications aux terres cuites. *Ann de Géoph.*, 5, 2, 99 - 136, 1949.
- L. NEEL : Essai d'interprétation des propriétés magnétiques du sesquioxyde de fer rhomboédrique *Ann. de Physique*, 4, 249, 1949.
- L. NEEL : Le traînage magnétique *J. phys. Radium*, 12, p 339, 1951.
- L. NEEL : Théorie du traînage magnétique des substances massives dans le domaine de Rayleigh. *J. de Physique*, 11, 2, p 49, 1950.
- L. NEEL : Antiferromagnétisme et Ferromagnétisme *Ann. de l'Inst. Polytech. fac. II*, n° 1, 1953.
- L. NEEL : Some theoretical aspects of rock magnetism. *Adv. in Physics*, 4, 14, p 191, 1955.
- (L. NEEL) : *Oeuvres scientifiques de L. NEEL*. Editions du CNRS, 1978.
- D. NORDEMANN, C. LAJ, J. DANON : *Minéralogie magnétique de la lave de Laschamp*. 7ème RAST, Lyon, 1979.
- J.F. NYE : *Propriétés physiques des cristaux*. 343 p, Dunod, Paris, 1961.
- M. OHNAKA : Stability of remanent magnetization of rocks under compression Its relation to grain size of rock forming ferromagnetic minerals. *J. Geomagn. Geoelect*, 21, p 495, 1969.

- M. OKNATA, H. KINOSHITA : Effects of uniaxial compression on remanent magnetization. *J. Geomag. Geselect*, 20 (2), p 93, 1968.
- L.G. PARRY : Magnetic properties of dispersed magnetite powders. *Phil. Mag*, 11, p 303, 1965.
- W.C. PEARSON, C.R.B. LISTER : Permeability measurements on a deep-sea Core, *Journal of Geophysical Research*, 78, p 7785, 1973.
- F.J. PETTIJOHN, P.E. POTTER, R. SIEVER : *Sand and sandstone*. Springer New-York, 618 p, 1972.
- J. POCACHARD : Application du magnétomètre différentiel à double résonance à la prospection minière sur des gîtes métallifères alpins. Thèse spécialité, Grenoble, 1977.
- J. POCACHARD : Prospection aéromagnétique sur des gisements de magnétite au Sud d'Aoste (Italie). Note LETI/MA n° 1288, Grenoble, 1978.
- G.L. POSPELOV : Elements of geological resemblance between deposits of oil and fluidogenic ore deposits. *Int. Geol. Rev.*, 11, p 751, 1969.
- P.E. POTTER, R.F. MAST : Sedimentary structures, sand shape fabrics, and permeability. *Journal of Geology*, 71, p 441, 1963.
- J.P. POZZI : Effets de pression en magnétisme des roches. Thèse Etat, Paris, 1973.
- J.G. RAMSAY : *Folding and fracturing of rocks*. Mc. Graw. Hill, 1967.
- J.S. RATHORE : Studies of magnetic susceptibility anisotropy in rocks. Thesis, University Newcastle-Upon-Tyne, 1975.
- J.S. RATHORE : Magnetic susceptibility anisotropy in the cambrian slate belt of North Wales and correlation with strain. *Tectonophysics*, 53, p 83, 1979.
- J.S. RATHORE : The magnetic fabrics of some slates from the Borrowdale volcanic group in the english lake district and their correlations with strains. *Tectonophysics*, 67, p 207, 1980 a.
- J.S. RATHORE : A study of secondary fabrics in rocks from the Lizard peninsula and adjacent areas in southwest Cornwall, England. *Tectonophysics*, 68, p 147, 1980 b.

Lord RAYLEIGH: Phil. Mag. 23, 225, 1887.

A.I. REES : The effect of water currents on the magnetic remanence and anisotropy of susceptibility of some sediments. Geophys. J., 5, p 235, 1961.

A.I. REES : The use of anisotropy of magnetic susceptibility in the estimation of sedimentary fabric. Sedimentology, 4, p 257, 1965.

A.I. REES : The effect of depositional slopes on the anisotropy of magnetic susceptibility of laboratory deposited sands. Journal of Geology, 74, p 856, 1966.

A.I. REES : The production of preferred orientation in a concentrated dispersion of elongated and lath-shaped grains. Journal of Geology, 76, p 457, 1968.

P.A. RICE, D.J. FONTUGNE, R.G. LATINI, A.J. BARDUHN : Anisotropic permeability in porous media. Flow through porous media, 6ème symp. 1, p 48, American Chemical publication, Washington, 1969.

A. RICHARD : Thèse spécialité, 1981, à paraître.

W. RÜHL, CH. SCHMID : Über das Verhältnis der vertikalen zur horizontalen absoluten Permeabilität von Sandsteinen. Geol. Jahrbuch, 74, p 447, 1957.

G.A. RUSNAK : Orientation of sand grains under conditions of unidirectional flow. J. Geol., 65, p 384, 1957.

A. SALVI : Magnétomètre absolu à résonance magnétique nucléaire. Thèse Université, Grenoble, 1961.

M.G. SAY : Alliages magnétiques et ferrites. Dunod. Paris, 1956.

A.E. SCHEIDEGGER : The physics of flow through porous media. University of Toronto press, Toronto, 1er ed 1957, 2e ed 1961.

J. SCHOTT : Contribution à l'étude de la thermodiffusion dans les milieux poreux. Application aux possibilités de concentrations naturelles. Thèse Sc, Toulouse, 1973.

J.J. SCHOTT : Etude paléomagnétique des sédiments permien de l'Argentera-Mercantour. Thèse spécialité, Strasbourg, 1976.

P.N. SHIVE : The effect of internal stress on the thermoremanence of nickel. J. Geophys. Res., 74, p 3781, 1969.

J. SILVY : Etude structurale de milieux fibreux. Thèse Etat, Grenoble, 1980.

Y. SIMEON : Etude pétrologique, géochimique et structurale des terrains cristallins de Belledonne entre l'Arc et l'Isère. Thèse spécialité, Grenoble, 1979.

J. SINGH, D.J. SANDERSON, D.H. TARLING : The magnetic susceptibility anisotropy of deformed rocks from North Cornwall, England, Tectonophysics, 27, p 141, 1975.

F.D. STACEY, S.K. BANERJEE : The physical principles of rock magnetism. Developments in solid earth geophysics, vol 5, 244 p, 1974.

F.D. STACEY, M.J. JOHNSTON : Theory of piezomagnetic effects on titanomagnetite bearing rocks. Pure App. Geophys, 97, p 146, 1972

E.C. STONER : The demagnetizing factors for ellipsoid. Phil. Mag., 36, p 803, 1945.

D.H. TARLING : Principles and applications of paleomagnetism. Chapman et Hall ed, 1971.

E. THELLIER : Sur l'aimantation des terres cuites et ses applications géophysiques. Ann. IPG Paris, 16, p 157, 1938.

E. THELLIER : Dans "Traité de géophysique interne" de J. COULOMB et G. JOBERT toem 2, ch 27, Masson, Paris, 1976.

E. et O. THELLIER : Sur l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé historique et géologique. Ann. de Géophysique, 15, n°3, p 285-376, 1959.

S. UYEDA, M.D. FULLER, J.C. BELSHE, R.W. GIRDLER Anisotropy of magnetic susceptibility of rocks and minerals J. Geophys. Res. Vol 68, n°1, p 279-291, 1963.

J.P. VALET : Enregistrement paléomagnétique détaillé de deux inversions consécutives du champ terrestre. Thèse spécialité, Orsay, 1980.

J.P. VALENTE : Thèse spécialité, Orsay, 1980.

F.B. VANHOUTEN : Iron oxydes in redbeds. *Geo. Soc. American Bull.*, 79, p 399, 1968.

P. VIALON, M. RULHAND, J. GROLIER : *Eléments de tectonique analytique*. Masson, Paris, 1976.

P. WEISS : *J. Phy. Rad.*, 4, 469, 1907.

M. WESTPHAL : *Contribution du paléomagnétisme à l'étude des déplacements continentaux autour de la Méditerranée occidentale*. Thèse Etat, Strasbourg, 1976.

M. WESTPHAL : *Sur l'aimantation rémanente de certaines Formations des gneiss de Sainte-Marie-aux-Mines (Vosges)*. 8ème R.A.S.T., Marseille, 1980.

D.S. WOOD, G. OERTEL, J.S. RATHORE, H.F. BENNETT : *Strain and anisotropy in rocks*. *Philos. Trans. R. Soc.*, A 283, p 27, 1976.

M.R.J. WYLLIE, A.R. GREGORY : *Effects of porosity and particle shape on Kozeny-Carman constants*. *Industrial and engineering chemistry*, 47, 7, p 1379, 1955.

M.R.J. WYLLIE, M.B. SPANGLER : *Application of electrical resistivity measurements to problem of fluid flow in porous media*. *Am. Assoc. Petroleum Geologists. Bull.*, 36, p 359, 1952.

J.D.A. ZIJDERVELD : *Paleomagnetism of the Estereel rocks*. Thèse, Utrecht, 1975.

J.E. ZIMMERMAN, W.H. CAMPBELL : *Test of cryogenic SQUID for geomagnetic field measurements*. *Geophysics*, 40, p 269, 1975.

J. ZLOTNICKI : *Applications du piézomagnétisme à la géophysique*. Thèse spécialité, Paris 6, 1979.