



**HAL**  
open science

# INSTABILITES GRAVITAIRES ET DEFORMATION DE LA CROUTE CONTINENTALE. Application au développement des dômes et des plutons.

Jean-Pierre Brun

► **To cite this version:**

Jean-Pierre Brun. INSTABILITES GRAVITAIRES ET DEFORMATION DE LA CROUTE CONTINENTALE. Application au développement des dômes et des plutons.. Tectonique. Université de Rennes 1 [UR1], 1981. Français. NNT: . tel-01576465

**HAL Id: tel-01576465**

**<https://insu.hal.science/tel-01576465>**

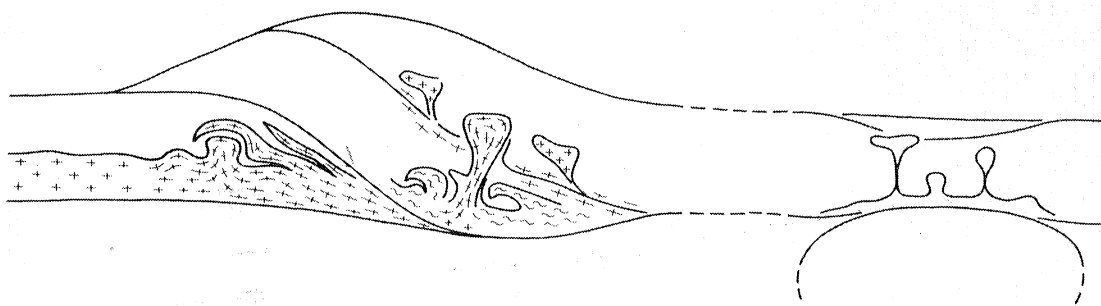
Submitted on 23 Aug 2017

**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.

# INSTABILITES GRAVITAIRES ET DEFORMATION DE LA CROUTE CONTINENTALE

Application au développement des dômes et des plutons



J.P BRUN

RENNES Sept 81



<b>INSTITUT de GÉOLOGIE de RENNES</b>	
Numero d'inventaire Bibliothèque	<u>3101</u>





SERIE : C  
N° d'Ordre : 347  
N° de Série : 100

T H E S E

présentée

D E V A N T L ' U N I V E R S I T E D E R E N N E S I

U.E.R. "Structures et Propriétés de la Matière"

pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences Naturelles

par Jean-Pierre BRUN

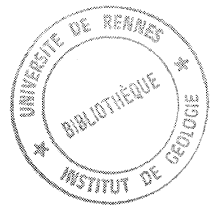
Sujet de la Thèse : INSTABILITES GRAVITAIRES ET DEFORMATION DE LA CROUTE CONTINENTALE.  
Application au développement des dômes et des plutons.

Soutenu le 25 Septembre 1981 devant la Commission d'Examen

MM. Prof. J. COGNÉ	Université de Rennes I	Président
P. CHOUKROUNE	" "	Directeur
P. COBBOLD	Maître de Recherches au CNRS	
M. MATTAUER	Université de Montpellier	
H. RAMBERG	Université de Uppsala (Suède)	
J.G. RAMSAY	Université de Zurich (Suisse)	

INSTITUT de GÉOLOGIE de RENNES	
Numero d'inventaire Bibliothèque	3101





*Si les pages de ce livre renferment quelques vers bien venus, que le lecteur me pardonne de les avoir, sans courtoisie, trouvés avant lui. Nos néants diffèrent à peine : le fait n'est que fortuit et sans importance que ce soit toi le lecteur de ces exercices et moi leur rédacteur.*

J.L. BORGES





## SOMMAIRE

AVANT-PROPOS	3
INTRODUCTION GENERALE	5
DEFORMATION PROGRESSIVE ET DEFORMATION FINIE DANS LES DOMES GNEISSIQUES CRITERES DE DIAPIRISME	15
1. Déformation finie, déformation finie et critères de diapirisme	19
2. Les "Mantled Gneiss Domes" de Kuopio (Finlande) : Un exemple d'interférence entre dômes	31
3. Le dôme migmatitique de St Malo : Un exemple de déformations superposées résultant de l'évolution progressive d'un dôme	49
INTERFERENCE ENTRE LE GONFLEMENT DES PLUTONS ET LA DEFORMATION REGIONALE	65
4. Modèles cinématiques de plutons	69
5. Le Granite de Flamanville : Un diapir syntectonique	79
6. Champs de déformation finie dus à l'interférence du gonflement des plutons et de la déformation régionale. Application aux granitoïdes hercyniens de la Sierra Morena Occidentale (Espagne)	91
7. Forme et structure des plutons syncinématiques d'un cisaillement transcurrent : Application aux leucogranites hercyniens de Bretagne Méridionale	105
8. L'interférence entre le gonflement des plutons et la déformation régionale. Résultats, méthode et perspectives	121
CHALEUR ET INSTABILITES GRAVITAIRES	127
9. Régimes thermiques de la croûte continentale et instabilités gravitaires	129
10. Gradients de température anormalement élevés et plissement des isogrades	147
11. La décompression diapirique	159
LES INSTABILITES GRAVITAIRES DANS LES ZONES OROGENIQUES	165
12. Les "Mantled Gneiss Domes" de l'Est de la Finlande : Un exemple d'instabilité gravitaire peu perturbée par la déformation régionale	167
13. Les leucogranites hercyniens de Bretagne Méridionale : Un exemple d'interaction entre instabilité gravitaire et cisaillement crustal	177
14. Le développement des instabilités gravitaires dans les zones orogéniques : discussion générale	187
CONCLUSION GENERALE	195



## AVANT - PROPOS

Le Laboratoire de Géologie Structurale et Dynamique de la Lithosphère naissait à peine lorsque débutait cette thèse. Six années durant, j'ai grandement bénéficié de l'effervescence de cette nouvelle équipe. Pierre CHOUKROUNE, Peter COBBOLD et Claude LE CORRE, par leurs qualités, leur complémentarité et l'éventail de leurs compétences m'y apportèrent le meilleur soutien moral et scientifique que j'eusse pu souhaiter. Chercheurs de troisième cycle et visiteurs, et en particulier Didier BERTHÉ, Denis GAPAIS, Simon HANMER, Hervé HUGON, Moïses IGLESIAS, Jean-Louis LAGARDE, Bernard LE THEOFF, Hervé QUINQUIS, Fried SCHWERDTNER et John WATKINSON y jouèrent, souvent et plaisamment, le rôle de banc d'essais. Puisse cette thèse, signée d'un seul, être aussi un peu celle de cette équipe, et refléter aussi fidèlement que possible sa philosophie.

Sur le terrain, j'ai bénéficié du concours de Hervé MARTIN (St Malo), Denis GAPAIS, Claude LE CORRE et Bernard LE THEOFF (Kuopio, Finlande), Patrick LEDRU (Flamanville) et José PONS (Sierra Morena, Espagne). Par ailleurs, les contributions de Jacques MARCHAND, Hervé MARTIN et José PONS pour la pétrologie, et de Jean-Louis VIGNERESSE pour la géophysique, m'ont permis, à l'occasion, de déborder le cadre de la géologie structurale.

Mais cette thèse doit aussi beaucoup au Centre Armoricaïn d'Etude Structurale des Socles, aux compétences de ses personnels, à son étonnante qualité des conditions de vie et de travail, et aux nombreux amis que j'y compte. C'est à ce titre, en particulier, que je tiens à exprimer ici ma gratitude à Monsieur Jean COGNE, son directeur.

Enfin, j'ai une dette toute particulière à l'égard d'Hortense, Etienne et Emilie qui ont si patiemment attendu l'échéance d'une épreuve qu'ils n'avaient pas choisie.

La réalisation technique de cet ouvrage est due à Jean BERTRAND (Photographies et réductions), Michel LAUTRAM (Graphisme), Annaïg LE MOIGNE et Marie-Thérèse DUPONT (Dactylographie et mise en page), Marcelle BOULLÉ et Cécile DALIBARD (Tâches ingrates de dernière heure), Albert BRIOT (Reliure). Pour leur compétence et leur dévouement, je leur adresse mes plus vifs remerciements.



# INTRODUCTION GENERALE

## 0.1 PRELIMINAIRE

Les dômes gneissiques et les plutons granitoïdes sont des objets extrêmement fréquents dans les zones métamorphiques des domaines orogéniques. Les considérer ensemble et tenter une analyse par une même méthode a pour objectif de comprendre pourquoi, où, et comment se développent les instabilités gravitaires ascendantes (diapirisme) pendant l'orogénèse.

Savoir si l'orogénèse est elle-même la conséquence d'une instabilité gravitaire, ou si des chaînes de montagne peuvent résulter uniquement d'une instabilité gravitaire est en-dehors du cadre de cette thèse.

Le travail présenté ici est d'abord *analytique*, et vise à *démontrer grâce aux données acquises sur le terrain* l'origine gravitaire de certaines structures profondes en cherchant à reconnaître comment ces structures se développent, en utilisant les méthodes de l'analyse de la déformation. Il est ensuite *phénoménologique* dans la mesure où l'étude des structures permet de *déduire tout ou partie des processus* qui les ont créées, en resituant ces structures dans leur contexte orogénique, en définissant leurs relations dans le temps et dans l'espace avec les autres types de structures, en liaison avec le régime thermique de la portion de croûte continentale considérée.

Durant les deux dernières décennies, la géologie structurale a subi une évolution extrêmement rapide tant du point de vue de ses concepts que de celui de ses méthodes. De ce fait, certains problèmes "classiques" connaissent aujourd'hui un renouveau considérable. C'est le cas des nappes et des zones de cisaillement, c'est aussi celui des structures dites diapiriques. Le "diapirisme" a pendant longtemps fait figure d'un courant de pensée. Ses partisans se sont trouvés, quelquefois malgré eux, cantonnés dans le rôle de *verticalistes* et ses opposants dans celui d'*horizontalistes*. Cette division forcée dure depuis les premiers travaux de WEGMANN "Uber diapirismus" (1932) et "Zur dentung der migmatite" (1935). Pourtant la réalité physique de ce problème a été magistralement démontrée par RAMBERG (1967) tant théoriquement qu'expérimentalement. Mais les arguments et démonstrations physiques développés par RAMBERG, puis d'autres à sa suite, n'ont pas convaincu et n'ont pas unifié le corps des tectoniciciens. Les horizontalistes sont restés horizontalistes tandis que les verticalistes se sont vus rassurés dans leurs convictions. Il est vrai qu'aux mêmes moments la géologie structurale se dotait d'une puissante méthode d'analyse géométrique des structures superposées (ex : TURNER & WEISS 1962, RAMSAY 1967), à laquelle il n'était que trop tentant d'avoir recours pour expliquer les structures en dôme. Il est vrai, également, qu'aux mêmes moments la tectonique des

plaques apportait un schéma rationnel des zones orogéniques (DEWEY & BIRD 1970), incitant les tectoniciens à ne reconnaître en toute place que les effets d'une compression.

Mais, pendant la dernière décennie, la géologie structurale s'étant largement ouverte à la physique, le développement des structures a de plus en plus clairement été perçu comme le résultat d'instabilités mécaniques : plis, nappes, zones de cisaillement, diapirs, etc... Ainsi, et c'est le propos de cette thèse, la théorie physique des instabilités gravitaires a des applications directes dans l'étude des structures diapiriques non seulement du point de vue de la compréhension de ces structures elles-mêmes mais également du point de vue de leur signification quant aux propriétés rhéologiques, thermiques et mécaniques de la croûte continentale dans les zones orogéniques. Cette approche qui a été rendue possible par le développement simultané de la théorie des instabilités gravitaires, des progrès de l'expérimentation sur modèles réduits, et des méthodes d'analyse de la déformation sur le terrain, a permis, entre autres, de sortir le "diapirisme" de l'atmosphère de querelle philosophique qu'il suscitait pour lui donner une place plus modeste mais également plus rationnelle dans la tectonique.

## 0.2 RAPPELS CONCERNANT LES INSTABILITES GRAVITAIRES

L'écriture de ce mémoire a nécessité l'emploi de termes et concepts spécifiques à la théorie des instabilités gravitaires. Pour les définir, il m'a semblé préférable d'en faire un rappel structuré et illustré, plutôt que d'avoir recours à un lexique.

### 0.21 NOTION DE SYSTEME GRAVITAIRE INSTABLE

On appelle *instabilité gravitaire* toute déformation due à une réorganisation, dans le champ de gravité, des densités à l'intérieur d'un système. Pour définir un *système gravitaire instable*, on doit cependant définir préalablement les forces motrices, et les conditions initiales.

#### . Forces de gravité / Forces de surface

D'un point de vue purement mécanique, tout volume de roche dans l'écorce terrestre est soumis à deux types de forces : les *forces de surface* et les *forces de corps*. Les forces de surface sont les forces qui agissent sur la surface externe du volume. Les forces de corps ont leur origine à l'intérieur du volume considéré et sont de deux types : les *forces d'inertie*, que l'on peut négliger en géologie, car les déformations sont très lentes et donc les accélérations négligeables, et les *forces de gravité*, qui sont proportionnelles à la masse du volume de roche considéré.

Les forces de surface étant proportionnelles à la surface ( $L^2$ ) et les forces de gravité au volume ( $L^3$ ), les forces de gravité prennent une importance croissante au fur et à mesure que l'on considère un volume de plus en plus grand.

#### . Gradients de densité

Toute juxtaposition, dans un système, de plusieurs composants de densité différente entraîne la création de gradients de densité. On appelle gradient de densité normal un gradient de densité dû à une superposition de composants tels que leurs densités soient décroissantes vers le haut. Tout écart à une telle disposition entraîne la création de *gradients de*

*densité inverse.*

L'origine des gradients de densité inverse dans la croûte continentale est soit mécanique, soit thermique. Les gradients d'origine mécanique peuvent, par exemple, être dûs à un processus :

- a) sédimentaire (ex : dépôt d'une couche lourde sur une couche plus légère),
- b) volcanique ou magmatique (coulée ou intrusion d'un magma dense sur ou dans une roche moins dense), ou c) tectonique (inversion tectonique d'un gradient de densité normal). Les gradients d'origine thermique proviennent généralement d'une diminution, locale ou étendue, de la densité des roches sous l'effet de la dilatation thermique (condition inhérente des domaines métamorphiques).

#### *. Stabilité et force motrice des systèmes gravitaires*

Dans le champ de gravité les gradients de densité normaux constituent des *systèmes gravitaires stables*. Par contre, les gradients de densité inverses constituent des *systèmes gravitaires potentiellement instables*. Dans ces derniers, aux forces de corps agissant sur les différences de densité correspond une certaine quantité d'*énergie gravitaire potentielle* (Stade d'entropie minimale). Si cette énergie est libérée, elle produit la *force motrice* de l'instabilité gravitaire.

Dans un système potentiellement instable, si l'énergie gravitaire potentielle n'est pas libérée, le système est dit *métastable*.

Dans un système gravitaire stable, les *interfaces* entre les composants de densité différente sont obligatoirement horizontales, ce qui, d'un point de vue énergétique, correspond à un *stade d'entropie maximum*.

#### *. Propriétés rhéologiques et déformation*

Dans un système gravitaire potentiellement instable, l'instabilité ne se déclenche que si les propriétés rhéologiques des composants le permettent. Ainsi, si les composants du système sont assimilables à des fluides newtoniens, fluides visqueux se déformant à la moindre sollicitation, l'instabilité se déclenchera dès l'instant où le gradient de densité inverse sera établi. Par contre, si les composants du système sont non-newtoniens (ex : plastique ou pseudo-plastique) l'instabilité ne se déclenchera que si la force motrice est suffisamment élevée pour vaincre le seuil d'écoulement de ces composants. Si la force motrice est insuffisante, pour vaincre le seuil d'écoulement des composants, le système bien que potentiellement instable reste dans un état métastable.

On sait que les propriétés rhéologiques des roches sont étroitement dépendantes de la température, et en particulier que plus la température s'élève et plus leur comportement se rapproche d'un comportement newtonien, tandis que la valeur absolue de leur viscosité diminue dramatiquement. Aussi, le métamorphisme peut-il transformer des systèmes métastables en systèmes instables par simple modification des propriétés rhéologiques du système. Les propriétés rhéologiques du système contrôlent donc étroitement la naissance de l'instabilité.

Si l'instabilité se déclenche, la déformation va suivre son propre développement, à l'intérieur du système, quelle que soit l'origine de la modification des propriétés rhéologiques, à condition que des forces extérieures n'interfèrent pas avec le système. Celui-ci est

alors assimilable à un système fermé et la déformation s'y poursuit jusqu'à ce que le système soit stabilisé, éventuellement jusqu'à ce que l'état d'entropie maximale soit atteint. Puisque la déformation dans les systèmes gravitaires instables est due à l'énergie emmagasinée, des forces motrices même infimes peuvent donner lieu à des déformations intenses, pourvu que le temps soit suffisamment long.

## 0.22 DYNAMIQUE DES INSTABILITES GRAVITAIRES

Préalablement définie par RAYLEIGH (1893) et BENARD (1901), la dynamique des systèmes fluides à gradient de densité inverse, et largement étudiée tant sous ses aspects théoriques qu'expérimentaux (TAYLOR 1950, LEWIS 1950, BELLMAN & PENNINGTON 1954, TSCHEN 1956, CHANDRASEKHAR 1955), est connue sous le nom d'*instabilité de Rayleigh-Taylor*.

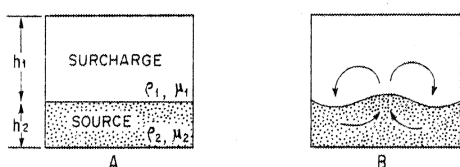


Fig. 0.1 Système instable à une seule interface. A, définition des caractéristiques initiales du système :  $\rho_1$  et  $\rho_2$  sont les densités,  $\mu_1$  et  $\mu_2$  les viscosités,  $h_1$  et  $h_2$  les épaisseurs respectivement de la surcharge et de la source. B, mouvement convectif pendant le développement de l'instabilité.

Le plus simple et le plus fréquemment étudié, des systèmes gravitaires instables est composé (Fig. 0.1a) de deux fluides newtoniens de densité  $\rho_1$  et  $\rho_2$ , avec  $\rho_1 > \rho_2$ , de viscosité  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  et d'épaisseur  $h_1$  et  $h_2$ . L'instabilité de Rayleigh-Taylor s'y caractérise par un mouvement convectif (Fig. 0.1b) permettant au fluide le plus dense (*surcharge*) de prendre la position basse et au fluide le moins dense (*source*) de gagner la position haute.

### . Naissance, amplification et amortissement

Comme la plupart des phénomènes instables (Fracturation, JAEGER & COOK 1971 ; plissement, COBBOLD 1976) l'évolution des instabilités gravitaires peut être décomposée en trois stades caractéristiques : naissance, amplification et amortissement (Fig. 0.2). Au cours de l'évolution de l'instabilité, l'interface entre les deux fluides se déforme pour donner naissance à une cloche qui devient progressivement un champignon. La variation de la forme et de l'amplitude de cette structure mettent clairement en évidence les trois stades d'évolution de l'instabilité. La *naissance* se traduit par une lente déformation en cloche. Pendant l'*amplification* le processus s'accélère fortement et la cloche se resserre à la base pour donner, éventuellement, un globe uniquement relié à la couche source par un étroit pédoncule. L'*amortissement* n'intervient que lorsque le sommet de la structure vient toucher puis s'étaler contre la bordure supérieure du système.

### . L'amplification

Plusieurs travaux théoriques et expérimentaux ont montré que l'amplification de l'instabilité était contrôlée par les caractéristiques géométriques et physiques du système (DANES 1964, SELIG 1965, BIOT & ODE 1965, RAMBERG 1967, 1968 a, b, c, 1972 ; BERNER & al. 1972 WOIDT 1978). Les points suivants doivent être retenus :

- Quand la viscosité de la surcharge augmente, la vitesse d'amplification diminue (Fig. 0.3),
- Quand le contraste de densité augmente, la vitesse d'amplification augmente,
- Quand l'épaisseur de la couche source augmente, la vitesse d'amplification aug-



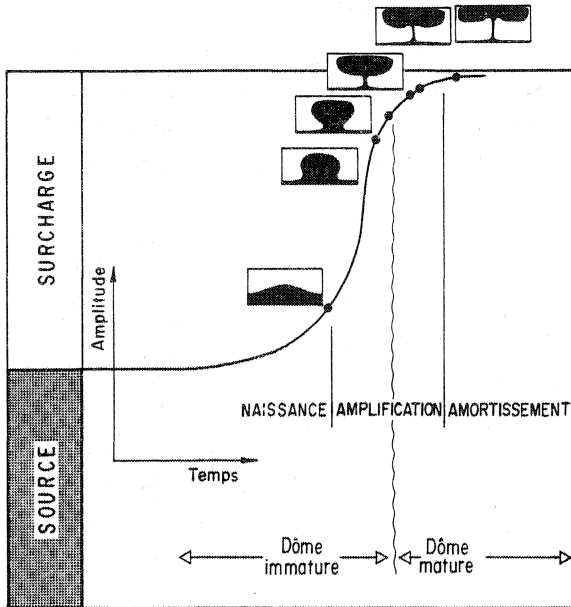


Fig. 0.2 Evolution d'une instabilité de Rayleigh-Taylor. Forme de la structure et de la courbe d'amplification d'après WOITD (1978).

-mente (Fig. 0.3).

#### . Les deux stades structuraux

Quels que soient le contraste de viscosité, le contraste de densité ou le rapport des épaisseurs, deux stades structuraux se succèdent au cours de l'évolution de l'instabilité : le stade cloche et le stade champignon, que nous désignerons ici par *stades immature et mature*. Le passage du stade immature au stade mature, qui se fait par un resserrement de la base de la structure et un élargissement de sa partie sommitale, peut intervenir pendant l'amplification ou pendant l'amortissement (Fig. 0.3) :

- plus le contraste de viscosité ( $\mu_1/\mu_2$ ) est élevé et plus la transition immature - mature intervient précocement dans l'évolution (Fig. 0.3),

- plus la couche source est épaisse et plus la transition se fait tardivement dans l'évolution (Fig. 0.3).

Cette transition est d'un intérêt particulier, comme nous le verrons plus loin, pour les études de terrain. En outre, elle présente un intérêt pratique dans le traitement théorique des instabilités de Rayleigh-Taylor, dans la mesure où le premier stade, immature, présente mathématiquement l'avantage d'être linéarisable (DANES 1960, SELIG 1965, BIOT & ODE 1965, WHITEHEAD & LUTHER 1975).

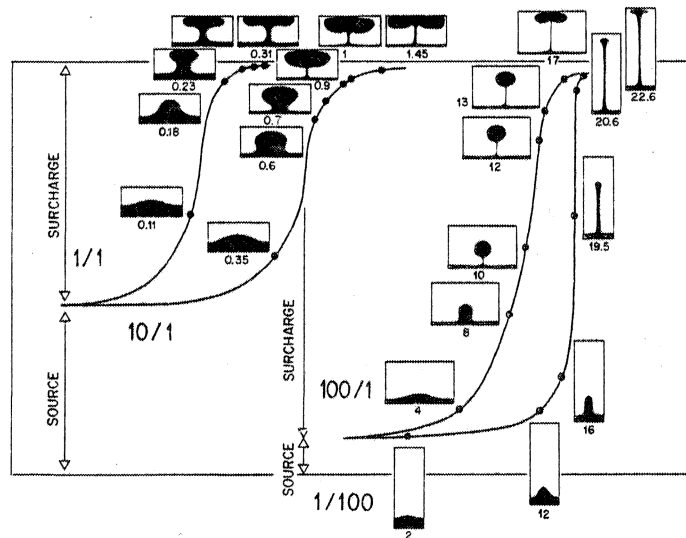


Fig. 0.3 Compilation de modèles numériques d'instabilité de Rayleigh-Taylor (d'après WOITD 1978), présentant différents rapports  $h_1/h_2$  et  $\mu_1/\mu_2$ . Le contraste de viscosité est indiqué par une fraction pour chaque courbe. Le temps d'évolution (en secondes) est indiqué sous chaque profil de structure.

### . La forme des structures

La forme des structures est fortement influencée par le contraste de viscosité source/surcharge. Si le rapport est très fort (ex. 100/1, Fig. 0.3) la structure est très allongée. Au contraire, si le rapport est très faible (ex. 1/100, Fig. 0.3) la structure est très globulaire et n'est reliée à la source que par un fin pédoncule.

Pendant le stade d'amplification on note une légère augmentation du diamètre maximal de la structure. Ce "gonflement" a été clairement mis en évidence dans les modèles tant physiques (WHITEHEAD & LUTHER 1975) que mathématiques (WOIDT 1978 ; cf. Fig. 0.3).

### . L'amortissement

L'amortissement de l'amplification (Fig. 0.2 et 0.3) intervient lorsque le sommet de la structure arrive à proximité de la bordure supérieure du système. Le diapir ne pouvant plus monter s'étale contre la bordure. L'étalement correspond à un "gonflement" exagéré qu'il convient de distinguer du "gonflement" observé pendant le stade d'amplification.

Dans le cas des diapirs réels, d'autres causes peuvent conduire à un amortissement de l'amplification. Ce sont, par exemple, la présence d'un obstacle, une variation du contraste de viscosité ou du contraste de densité.

### . L'espacement des structures

Quelle que soit l'approche suivie, la plupart des études théoriques utilise la notion de *longueur d'onde dominante* (DANES 1964, SELIG 1965, BIOT & ODE 1965, RAMBERG 1967, 1968 a, b, c, 1972) qui est la longueur d'onde de la déflexion de l'interface source/surcharge dont l'amplitude croît le plus rapidement. Selon ces études théoriques, les structures issues d'instabilités de Rayleigh-Taylor sont régulièrement espacées, c'est-à-dire périodiques, dès leur naissance. Cependant, en généralisant le résultat de l'étude bidimensionnelle (BIOT & ODE 1965) à l'espace à trois dimensions, BIOT (1966) conclut qu'il "existe un nombre infini de solutions tridimensionnelles qui ont la même vitesse de croissance pour une longueur d'onde donnée" et que "le modèle particulier qui se développera dépend en fait des irrégularités présentes dans le système".

On peut également expliquer l'espacement plus ou moins régulier des structures gravitaires comme le résultat d'une évolution progressive. Deux modèles extrêmes peuvent être proposés : la *saturation* et la *propagation* (COBBOLD 1979 a). Dans la saturation, un certain nombre de structures, dépendant des dimensions relatives du système et des cellules convectives, peut naître en différents endroits du système. Le processus se poursuit jusqu'à ce que l'espace disponible soit entièrement occupé (Fig. 0.4 a). De ce fait, l'espacement entre les structures voisines ne peut prendre qu'un certain nombre de valeurs limitées. Dans la propagation, des structures peuvent naître à un nombre limité de sites dans le système, généralement déterminé par des hétérogénéités préexistantes. Le processus se poursuit à partir de ces sites (Fig. 0.4 b). Autour de chaque site l'espacement est très régulier. Ailleurs, il est inexistant ou irrégulier, dû à l'interférence entre les propagations issues de sites voisins.

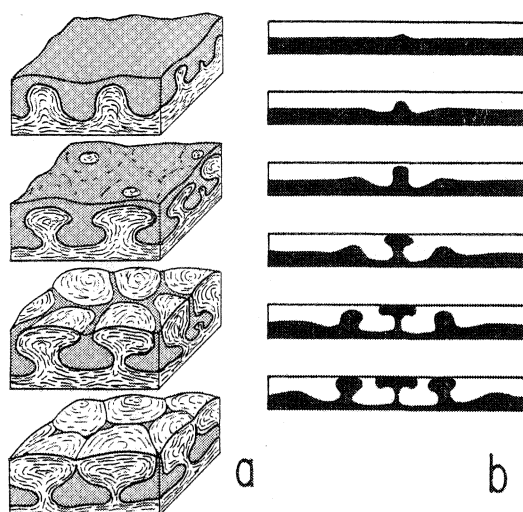


Fig. 0.4 Modèles d'espacement des structures diapiriques. A, Saturation, d'après ANKETEL & al. (197). B, Propagation, d'après WOIDT (1978).

### 0.3 LES INSTABILITES GRAVITAIRES INFRACRUSTALES

#### 0.31 LES OBJETS

Dans la famille des *dômes gneissiques* on peut distinguer deux types principaux de structures supposés d'origine gravitaire. Ce sont d'abord les *mantled gneiss domes* (ESKOLA 1949) qui ne sont pas ou peu affectés par la migmatitisation et dont la particularité est d'être constitués d'un noyau de socle, gneissique ou granitoïde, encapuchonné par une série métamorphique, sédimentaire et(ou) volcanique. Il s'agit ensuite des *dômes migmatitiques* (WEGMANN 1935, HALLER 1956), qui sont constitués d'un noyau migmatitique plus ou moins diffus enveloppé par des gneiss et des micaschistes. Le noyau peut être éventuellement composé d'un socle ancien mais on connaît de nombreux dômes migmatitiques

présentant une continuité lithologique depuis les zones les plus migmatitiques jusqu'aux termes les plus externes de l'enveloppe métamorphique.

Les *plutons granitiques* sont extrêmement variés en forme et en composition. On ne considérera pas ici les plutons intrusifs au-dessus de l'épizone, ces plutons ne se mettant pas en place par déformation ductile de l'encaissant.

#### 0.32 LES PROBLEMES

Ces deux types de structures posent à la fois des problèmes identiques et des problèmes différents. Ceux abordés dans ce travail peuvent être formalisés par une série de questions.

Si l'évolution diapirique des plutons granitiques est aujourd'hui presque unanimement admise, il n'en va pas de même pour les dômes gneissiques, et il n'existe que très peu d'exemples pour lesquels il a été tenté de démontrer une origine diapirique. Nous essaierons donc de répondre d'abord à deux questions :

- Quelles sont les caractéristiques structurales spécifiques des dômes gneissiques ?
- Quels sont les caractères structuraux susceptibles d'être retenus comme critères de leur origine gravitaire ?

Les dômes gneissiques étant également des dômes thermiques, il est important de définir les relations qui existent entre le développement des dômes et le métamorphisme :

- Quelles sont les caractéristiques structurales spécifiques des dômes migmatitiques et leurs relations avec l'anatexie progressive ?
- La géométrie des isothermes (isogrades) est-elle dépendante du développement des dômes ?
- Peut-on prouver le départ des granites de leur zone source ?

- Quelles sont les relations qui existent entre le régime thermique de la croûte continentale et le développement des instabilités gravitaires ?

Dans les portions d'orogène soumises à une déformation imposée :

- Comment se traduit structuralement l'interférence entre la déformation régionale et les instabilités gravitaires ?
- Quelles sont les interactions mécaniques possibles entre la déformation régionale et les instabilités gravitaires ?

Enfin, et du point de vue général :

- Est-il possible d'établir une classification génétique des instabilités gravitaires et des structures résultantes en fonction du régime thermique de l'orogène ?
- Quelles sont les implications géodynamiques des instabilités gravitaires dans les zones orogéniques ?

#### 0.4 PLAN DE L'OUVRAGE

Le mémoire est divisé en quatre parties couvrant chacune un aspect particulier des instabilités gravitaires ascendantes. Le matériel réuni est d'abord, et en majeure partie, constitué de travaux de terrain réalisés en Finlande, Bretagne et Espagne ; et ensuite, de modèles mathématiques.

Le premier aspect traité et probablement le plus important étant données les nombreuses controverses qu'il a suscité, concerne *la démonstration de l'origine gravitaire des dômes gneissiques*. Deux exemples sont présentés. Dans le dôme migmatitique de St Malo, on montre que migmatisation et déformation y sont interdépendantes et que les structures superposées qu'on y observe sont le résultat du développement progressif du dôme. Dans les "mantled gneiss domes" de Kuopio (Finlande), exemple rendu célèbre par ESKOLA (1949) dans "on the problem of mantled gneiss domes", on montre que ces dômes sont effectivement diapiriques, et on met en évidence les interférences mutuelles des dômes au cours de leur développement. Ces deux exemples illustrent le problème du choix des critères structuraux utilisables pour prouver la nature diapirique des structures en dômes. Dans cette approche, certaines particularités cinématiques spécifiques observées dans les modèles théoriques et expérimentaux d'instabilité gravitaire sont recherchées sur le terrain, à l'aide des méthodes classiques de l'analyse structurale (TURNER & WEISS 1962) et de l'analyse de la déformation (RAMSAY 1967).

Le second aspect tente d'aller plus loin, à partir de l'exemple incontesté de diapirisme que constituent les plutons granitiques. Il s'agit de *mettre en évidence, et de décrire les spécificités, des schémas de déformation qui résultent de l'interférence entre instabilités gravitaires et déformation régionale* dans un système soumis à ces deux types de sollicitation. Trois exemples ont été choisis dans la chaîne hercynienne ouest européenne : le granite de Flamanville (Nord-Est du Massif Armoricaïn), quatre granitoïdes de l'anticlinal de Burguillos (Sierra Morena Occidentale) et les leucogranites sud armoricains. La cartographie de la déformation finie et l'analyse structurale de ces plutons dans leur environnement a permis de dégager quelques uns des traits les plus importants qui résultent de cette interférence. Un modèle mathématique simple a été utilisé pour argumenter les résultats acquis sur le terrain.

Le troisième aspect concerne certains *aspects thermiques* des instabilités gravitaires ascendantes dans la croûte continentale. Les dômes gneissiques et les plutons sont toujours, peu ou prou associés à des anomalies thermiques. On tentera donc de cerner le rôle de la chaleur dans le développement des instabilités gravitaires, et les interactions thermomécaniques qui en résultent. Bien que cet aspect du problème ait des répercussions pétrologiques évidentes son développement est ici essentiellement structural.

Le quatrième aspect, plus général, est consacré à la *place* et au *rôle des instabilités gravitaires dans les zones orogéniques*. Deux exemples sont développés. Les mantled gneiss domes de la Finlande de l'Est présentent malgré l'existence d'une déformation régionale indépendante une disposition en rides régulièrement espacées témoignant de l'importance des effets de la gravité dans la tectonique du Protérozoïque inférieur. Les leucogranites hercyniens de Bretagne méridionale, sont regroupés en trois rides convergentes, associées à des zones de cisaillement transcurrent. Les relations existant entre la structure des plutons, leur disposition par rapport aux zones de cisaillement, et la déformation régionale sont un résultat d'une interaction entre instabilité gravitaire et cisaillement crustal pendant l'orogénèse hercynienne. Ces deux exemples, parmi d'autres, illustrent les relations qui peuvent exister à l'échelle régionale, entre les instabilités gravitaires et les autres processus de déformation : création de structures régionales, interactions mécaniques, localisation d'autres instabilités, etc...



# DEFORMATION PROGRESSIVE ET DEFORMATION FINIE DANS LES DOMES GNEISSIQUES

## CRITERES DE DIAPIRISME

1	DEFORMATION FINIE, DEFORMATION PROGRESSIVE ET CRITERES DE DIAPIRISME	19
1.1	INTRODUCTION	19
1.2	MODELES DE DEFORMATION DANS LES STRUCTURES DIAPIRIQUES	19
1.21	Modèles bidimensionnels	20
1.22	Modèles tridimensionnels	22
1.3	L'ORIGINE DES DOMES : LES MODELES NON-DIAPIRIQUES	23
1.31	Les modèles de compression	23
1.32	Les modèles de poinçonnement	25
1.33	Les modèles de distension	25
1.4	CRITERES STRUCTURAUX DE DIAPIRISME	26
1.41	Le contraste de densité	26
1.42	L'effet gonflement	26
1.43	L'étirement radial	27
1.44	Les composantes de cisaillement radial	27
1.45	Les trajectoires de schistosité	27
1.46	Autres critères	28
1.5	BASES POUR UNE METHODE D'ETUDE DES DOMES GNEISSIQUES	29
2	LES "MANTLED GNEISS DOMES" DE KUOPIO (FINLANDE) : UN EXEMPLE D'INTERFERENCE ENTRE DOMES	31
2.1	INTRODUCTION	31
2.2	LES "MANTLED GNEISS DOMES" DE KUOPIO	32
2.3	LA DEFORMATION FINIE DANS LA COUVERTURE	34
2.31	Méthode et problèmes de détermination de la déformation finie	34
2.32	Les directions principales de déformation	35
2.33	L'ellipsoïde de déformation finie	38
2.34	Les gradients d'intensité de déformation	39
2.35	La transition aplatissement-constriction pendant la déformation	39
2.4	LES PLIS DANS LA COUVERTURE	40
2.5	LES COMPOSANTES DE CISAILLEMENT DE LA DEFORMATION FINIE	42
2.6	LA DEFORMATION DU SOCLE	42
2.7	CRITERES STRUCTURAUX DE L'ORIGINE DIAPIRIQUE DES DOMES DE KUOPIO	44
2.8	UN MODELE DE LA DEFORMATION PROGRESSIVE DANS LES DOMES DE KUOPIO	46
2.81	L'interférence des dômes	46

2.82 Le rôle de la limite socle-couverture	47
2.83 La déformation régionale	47
3 LE DOME MIGMATITIQUE DE ST MALO : UN EXEMPLE DE DEFORMATIONS SUPERPOSEES RESULTANT DE L'EVOLUTION PROGRESSIVE D'UN DOME	49
3.1 INTRODUCTION	49
3.2 LA STRUCTURE DU DOME MIGMATITIQUE DE ST MALO	49
3.3 LES VARIATIONS SPATIALES DE LA SUPERPOSITION DES DEFORMATIONS D2 et D3	54
3.31 Dans le noyau migmatitique	54
3.32 Dans le manteau gneissique	55
3.33 Dans l'enveloppe micaschisteuse	56
3.4 LA DEFORMATION FINIE	57
3.41 Les directions principales	57
3.42 L'ellipsoïde de déformation	58
3.43 Les gradients d'intensité	60
3.5 LA SUPERPOSITION DES DEFORMATIONS D2/D3 : RESULTAT D'UNE DEFORMATION PROGRESSIVE LIEE A L'EVOLUTION DU DOME	62

Le fait que l'interprétation des dômes gneissiques en termes de diapirisme ait été constamment contestée depuis son introduction par WEGMANN (1930, 1935) provient de ce que rarement les auteurs ont cherché à démontrer le caractère indubitablement diapirique de ces structures. C'est pourquoi la recherche de critères de diapirisme, entreprise récemment par quelques auteurs (cinquante ans après l'invention du concept), est fondamentale et tout à fait d'actualité. Plusieurs voies sont possibles pour y parvenir ; on utilisera dans cette première partie celle de l'analyse de la déformation, progressive et finie.

La déformation se traduit, dans les roches, par le développement de structures irréversibles telles que schistosité, plis, failles, boudinage, etc... Elle est par nature un phénomène progressif et, de ce fait, les structures que l'on observe sur le terrain ne sont que des "états figés" d'une évolution progressive. Dans certains cas très favorables, des objets tels que les grenats à inclusions sigmoïdes (cf RAMSAY 1962, ROSENFELD 1968, WILSON 1971) où les fibres de quartz ou de calcite dans les "zones abritées" (CHOUKROUNE 1971, DURNEY & RAMSAY 1973) "fossilisent" les étapes incrémentales de cette évolution progressive, mais, le plus souvent, on ne dispose que de structures figées. On peut toutefois, grâce à l'étude expérimentale sur modèles réduits, ou à la comparaison de différents états de déformation finie le long d'un gradient, concevoir des modèles de la déformation progressive conduisant au développement de certaines structures élémentaires (ex : plis, COBBOLD 1976, schistosité, LE CORRE 1979). La comparaison des structures naturelles avec ce type de modèles permet, dans les limites des conditions inhérentes aux modèles, d'obtenir des indications concernant la déformation progressive.

En ce qui concerne le développement des structures d'échelle crustale (nappes, grandes zones de cisaillement, dômes, ...), les approches en terme de déformation progressive sont encore rares, et la plupart des travaux sont réalisés en terme de "tectonique polyphasée". Pourtant, les structures superposées que l'on observe couramment sur le terrain ne sont pas obligatoirement des preuves de l'existence de "phases" de déformation distinctes, mais simple-



ment de "séquences" d'apparition de structures (BRUN & CHOUKROUNE 1981). Or, les paramètres qui contrôlent le développement d'une structure particulière sont extrêmement nombreux. Outre un raccourcissement total selon une direction donnée, qui est le plus souvent la seule contrainte déduite de l'observation d'une structure, il faut chercher à définir non seulement les aspects cinématiques de la déformation (coaxialité des incréments, type de l'ellipsoïde, etc..) mais aussi les aspects mécaniques (propriétés rhéologiques, anisotropie mécanique, etc..).

Dans un but de clarté, on discutera d'abord (Ch. 1) les caractéristiques de la déformation dans les dômes et on tentera de sélectionner des critères de leur origine diapirique, à partir des modèles expérimentaux et numériques disponibles dans la littérature. Ensuite, pour les deux exemples étudiés sur le terrain, les "Mantled Gneiss Domes" de Kuopio (Finlande) (Ch. 2) et le Dôme Migmatitique de St Malo (Ch. 3), on testera ces critères et on discutera les variations de la déformation finie et les modalités de la déformation progressive.



# 1 DEFORMATION FINIE, DEFORMATION PROGRESSIVE ET CRITERES DE DIAPIRISME

## 1.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous tenterons à partir d'une brève revue des modèles expérimentaux et numériques de diapirs, disponibles dans la littérature, de sélectionner des caractères spécifiques de la déformation susceptibles d'être utilisés comme critères de diapirisme. Cette démarche, poursuivie également par d'autres auteurs (ex : STEPHANSON 1977, SCHWERDTNER 1980), a pour but de conduire à terme, à une méthodologie d'étude des structures diapiriques ou suspectées de l'être.

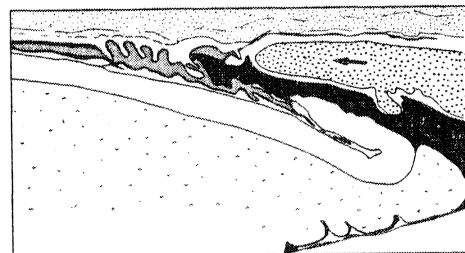
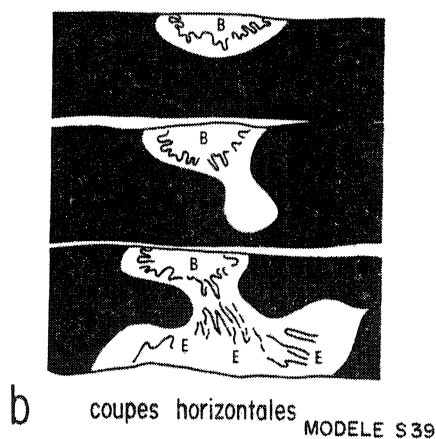
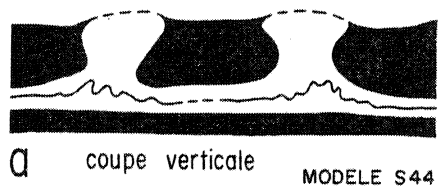


Fig. 1.1 Modèles expérimentaux de structures diapiriques (d'après RAMBERG 1967) montrant la répartition des plis mineurs et du boudinage. a) Plis à axes horizontaux à la base des dômes, boudinage au chapeau des dômes et entre les dômes dans la couche source. b) Coupes horizontales sériées montrant des plis à axes verticaux dans le tronc des dômes (B) et à axes horizontaux radiaux dans la couche source à la base des dômes (E). c) Plis à axes parallèles aux bords du chapeau, dans la surcharge.

## 1.2 MODELES DE DEFORMATION DANS LES STRUCTURES DIAPIRIQUES

Bien que certaines caractéristiques spécifiques de la déformation dans les dômes gneissiques aient été enterrées depuis longtemps, lors d'études de terrain, ce n'est qu'à partir des années soixante, et grâce aux modèles expérimentaux et numériques, qu'une approche systématique a été réalisée. Deux générations de modèles peuvent être distinguées. La première

dont le principal artisan a été RAMBERG (1963, 1966, 1967, 1970, 1973) a donné des schémas de répartition des structures (plis, boudinage, etc...) en fonction de la géométrie des dômes. Cet auteur a montré a) que le boudinage, et donc l'extension, est localisé au sommet du chapeau, et entre les dômes (Fig. 11a, b) que les plis répartis dans l'ensemble des dômes, passent de plis à axes horizontaux, dans la zone source et le chapeau, à des plis à axes verticaux dans le tronc, bien que leurs plans axiaux conservent une position radiale (Fig. 11b). Ces structures et leur répartition mettent en évidence un écoulement convergent dans la zone source, ascendant dans le tronc et divergent dans le chapeau (RAMBERG 1966). Dans la surcharge les axes de plis ne sont plus radiaux mais parallèles au bord du chapeau (Fig. 11c). Cette approche qualitative fournit une base précieuse pour l'étude de la géométrie des structures dans les dômes gneissiques. En ce sens, elle permet d'argumenter l'origine diapirique des dômes (ex : BRUN 1977) mais elle n'en apporte généralement pas une démonstration décisive.

Dans le même temps, qui a vu le développement de cette première génération de modèles, les méthodes d'analyse quantitative de la déformation finie sur le terrain se sont considérablement développées (Cf. RAMSAY 1967, 1975). Une seconde génération leur a donc naturellement succédé, qui vise à donner des modèles de variation de la déformation finie dans les dômes, et d'évolution progressive de cette déformation au fur et à mesure du développement des dômes (FLETCHER 1972, DIXON 1975, SCHWERDTNER & al. 1978, SCHWERDTNER & TROENG 1978, DE BREMAECKER & BECKER 1978, MARESCHAL & WEST 1980). Du point de vue de l'information qu'ils apportent, ces modèles doivent être regroupés en deux catégories suivant qu'ils sont bidimensionnels ou tridimensionnels.

#### 1.21 MODELES BIDIMENSIONNELS

Dans les modèles bidimensionnels (FLETCHER 1972, DIXON 1975, DE BREMAECKER & BECKER 1978, SCHWERDTNER & al. 1978, MARESCHAL & WEST 1980), les dômes étant cylindriques (rides), les déplacements sont contenus dans un plan orthogonal à l'axe de la ride. Ce type de modèle présente, expérimentalement, l'avantage d'être plus facilement réalisable (DIXON 1974) et, numériquement, de ne pas nécessiter l'emploi d'ordinateur à trop grande capacité. Leur application directe est cependant limitée par le fait qu'il n'existe que peu d'exemples naturels de dômes dans lesquels la déformation soit vraiment bidimensionnelle.

Les modèles de DIXON (1974, 1975) par une succession de quatre étapes de déformation finie croissantes (Fig. 1.2) sont les premiers modèles à avoir fourni une information quantitative sur la déformation progressive dans les dômes gneissiques. Les points les plus importants qui se dégagent de cette série de modèles sont (Fig. 1.2) :

- le caractère très hétérogène de la déformation finie à toutes les étapes de la déformation progressive.
- l'existence de forts gradients de déformation finie contrôlée par l'interface source/surcharge. Au cours de l'évolution du dôme, la zone d'intensité maximale de déformation, qui apparaît au toit du dôme, migre vers les flancs le long de cette interface.
- le coeur du dôme est caractérisé par une extension finie verticale et le toit par une extension horizontale. La surface neutre qui sépare ces deux domaines d'extension pendant les stades initiaux, se réduit considérablement et migre vers l'intérieur du dôme au cours de la déformation progressive (Fig. 1.2).

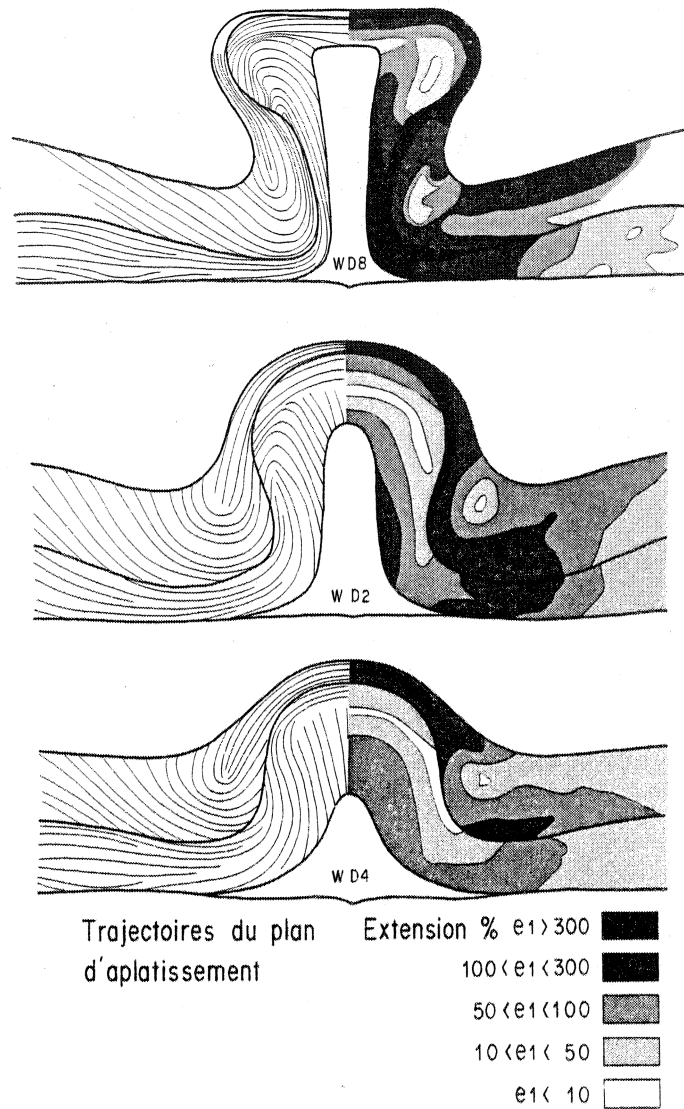


Fig. 1.2 Trajectoires du plan d'aplatissement et intensité de la déformation dans trois stades successifs de l'évolution d'un dôme cylindrique (Ride) (d'après DIXON 1975 ; modèle expérimental).  $e_1$  étant le pourcentage d'extension principale.

On retrouve dans les modèles numériques de FLETCHER (1972) l'essentiel des caractéristiques de la déformation finie observées dans ceux de DIXON (1975) avec cependant quelques variantes. Ainsi, l'extension horizontale y est-elle très peu étendue et presque exclusivement limitée à la surcharge, l'interface source-surcharge jouant le rôle de surface neutre de déformation finie. Cette différence peut provenir de l'absence de contraste de viscosité dans les modèles de FLETCHER et de l'existence d'une viscosité de la source plus faible que celle de la surcharge dans ceux de DIXON. SCHWERTNER & al. (1978) commentant ces deux types de modèles, ont souligné le rôle, également important, de la possibilité de glissements le long de l'interface source - surcharge. Si le glissement le long de cette interface est impossible, ou difficile, l'extension horizontale au-dessus de l'interface est dissipée dans le sommet du diapir.

Les modèles numériques de MARESCHAL & WEST (1980) conçus pour une application spécifique à la formation des ceintures archéennes de roches vertes (Archean greenstone belts), montrent à partir d'une disposition initiale inverse de celle des modèles précédents, source très épaisse et surcharge mince, l'enfoncement d'une couche lourde dans un substratum plus léger, plutôt qu'une remontée de matériel léger dans un substratum lourd. Ainsi, pour pouvoir être directement comparés aux précédents, ces modèles devraient "être regardés à l'envers". Les intensités d'élongation finie les plus élevées sont situées dans et autour du synclinal de surcharge. Ces modèles montrent également l'existence d'une surface neutre, ou plus exactement de points neutres situés au centre du dôme et à la base du synclinal (Fig. 1.3).

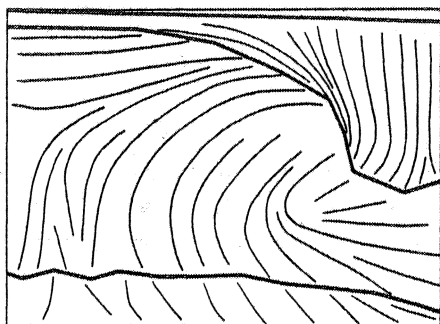


Fig. 1.3 Trajectoires de schistosité dans un système à surcharge mince (couche supérieure) et source très épaisse (d'après MARESCHAL & WEST 1980 ; modèle en éléments finis).

Les dômes à section horizontale circulaire (FLETCHER 1972) (Fig. 1.4) montre que le coeur des dômes et des synclinaux en anneau qui les ceinturent sont caractérisés par une déformation finie de type constriction tandis que leur crête présente de l'aplatissement, et leur couche source, autour des dômes, de la déformation plane. Dans les modèles en croissant de SCHWERDTNER & TROENG (1979), la bordure convexe de la section est caractérisée par une déformation finie de type déformation plane ou aplatissement avec la direction d'extension principale horizontale tandis que la bordure concave montre de la constriction avec la direction de raccourcissement principal horizontale.

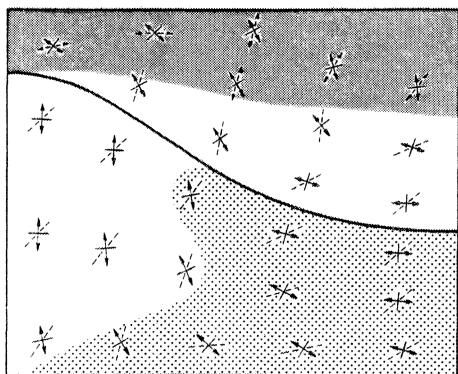


Fig. 1.4 Répartition des types d'ellipsoïde de déformation finie (grisé sombre : aplatissement, grisé clair : déformation plane, blanc : constriction) et direction principale de déformation finie dans un dôme à section horizontale circulaire (d'après FLETCHER 1972, modèle numérique).

## 1.22 MODELES TRIDIMENSIONNELS

Les modèles tridimensionnels de dômes peuvent être extrêmement divers selon que ces dômes possèdent une section horizontale circulaire (FLETCHER 1972), elliptique (SCHWERDTNER & al. 1978) ou en croissant (SCHWERDTNER & TROENG 1978), par ailleurs, selon qu'ils sont isolés ou qu'ils interfèrent entre eux (Cf. RAMBERG 1967, Fig. 74 et 75, SCHWERDTNER & al. 1969).

Les modèles tridimensionnels, outre les caractéristiques décrites pour les modèles bidimensionnels, montrent certaines spécificités de la déformation. Ainsi la répartition des types d'ellipsoïdes de déformation finie dans les dômes à section horizontale circulaire (FLETCHER 1972) (Fig. 1.4) montre que le coeur des dômes et des synclinaux en anneau qui les ceinturent sont caractérisés par une déformation finie de type constriction tandis que leur crête présente de l'aplatissement, et leur couche source, autour des dômes, de la déformation plane. Dans les modèles en croissant de SCHWERDTNER & TROENG (1979), la bordure convexe de la section est caractérisée par une déformation finie de type déformation plane ou aplatissement avec la direction d'extension principale horizontale tandis que la bordure concave montre de la constriction avec la direction de raccourcissement principal horizontale.

Ces modèles ne considèrent que le cas de dômes immatures. Aucun modèle tridimensionnel de répartition de déformation finie dans les dômes matures n'a été réalisé excepté involontairement par DIXON (1975, modèles WD 5, 6, 7). L'expérience conçue par cet auteur était destinée à produire une ride mais probablement du fait d'un contraste de viscosité trop élevée, entre source et surcharge, un dôme a pris naissance. Les marqueurs, prévus pour l'analyse

d'une déformation plane n'ont pas permis l'étude de la déformation finie résultante. L'examen qualitatif des coupes de ce modèle (DIXON 1975, Fig. 21) n'en demeure pas moins très intéressant.

En conclusion à cette revue rapide des modèles de déformation expérimentaux et numériques, dans les structures diapiriques on retiendra tout d'abord que de nombreux autres modèles doivent être réalisés pour que l'ensemble des situations élémentaires : dômes immatures et matures, cylindriques et non cylindriques, pour des conditions initiales (rapports d'épaisseurs et de viscosités...) variables, puisse être cerné avec précision. Toutefois, le faible nombre de modèles existant nous apporte des informations capitales pour l'étude des structures diapiriques naturelles. Plutôt que de les repasser à nouveau en revue, nous allons les évoquer plus loin dans une comparaison des "modèles diapiriques" avec les "modèles non diapiriques" pouvant expliquer l'origine des dômes gneissiques.

### 1.3 L'ORIGINE DES DÔMES : LES MODELES NON-DIAPIRIQUES

Les alternatives aux modèles diapiriques pour expliquer l'origine des dômes peuvent être, d'un point de vue cinématique, classés en trois groupes (Fig. 1.5). Ce sont les modèles faisant intervenir : a) de la compression (raccourcissement régional), b) un poinçonnement vertical, ou c) de la distension (extension régionale).

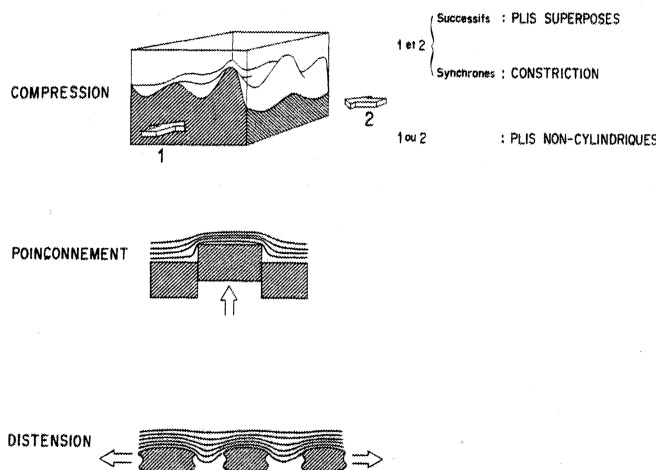


Fig. 1.5 Modèles non-diapiriques de structures en dôme.

#### 3.31 LES MODELES DE COMPRESSION

Ils sont de loin les plus sollicités. La très abondante littérature existante, permet de distinguer trois cas de figures (Fig. 1.5).

Tout d'abord les dômes peuvent résulter de la *superposition d'au moins deux systèmes de plis* (RAMSAY 1962, 1967, p. 524). L'exemple du dôme de Chindamora (Zimbabwe) (Fig. 1.6) est un excellent exemple de structure en dôme pour laquelle on dispose de deux interprétations radicalement opposées. SNOWDEN & BICKLE (1975) proposent une interprétation en termes de plis superposés (Fig. 1.6) tandis que RAMSAY (1975, 1980) à l'aide de mesures de déformation finie con-

clut au gonflement progressif d'un dôme magmatique. Si, dans ce cas, la solidité des arguments présentés par RAMSAY (1980) permet d'invalider l'hypothèse d'une tectonique superposée, il n'en est pas toujours de même et, de manière générale, la démonstration de l'hypothèse diapirique nécessite une analyse approfondie. Comme l'a souligné DIXON (1975) et comme on le verra plus loin pour les exemples du dôme migmatitique de St Malo (Ch. 2) et des dômes de Kuopio (Ch. 3), la déformation progressive dans les structures diapiriques peut conduire à des structures mésostructurales superposées. En conséquence, l'existence de structures mineures superposées (ex : PEARSON & LEWRY 1974) ne permet pas, à elle seule, de démontrer l'origine d'un dôme par déformations superposées. Le recours à l'analyse quantitative de la déformation finie et l'étude de la répartition de cette déformation à travers un dôme (voir paragraphe précédent) est à l'heure actuelle le moyen le plus efficace de distinguer entre ces deux hypothèses (STEPHANSON & JOHNSON 1976, BRUN 1977, SCHWERDTNER & al. 1978, RAMSAY 1980, BRUN & al. 1981).

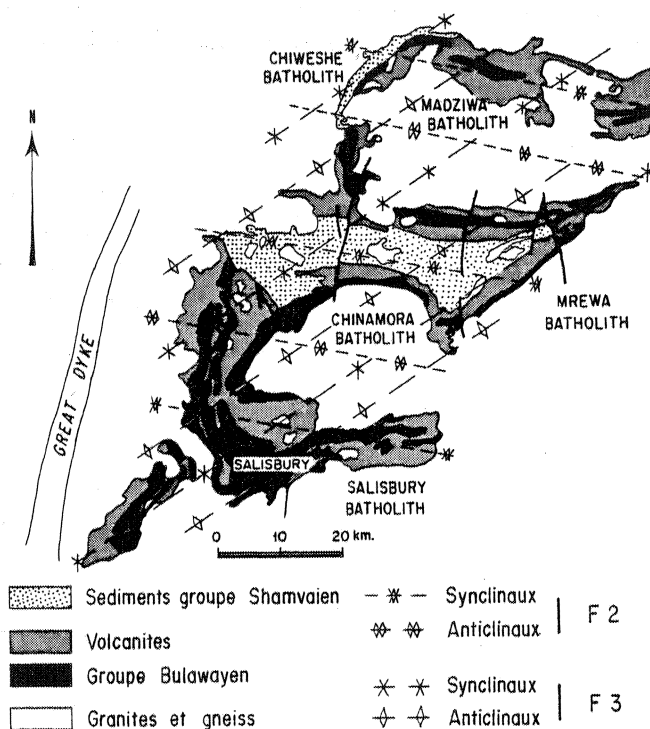


Fig. 1.6 Interprétation en termes de deux plissements F2 et F3 superposés, des structures en dômes de Chindamour et Madziwa (Zimbabwe) (d'après SNOWDEN & BICKLE 1975).

Deux systèmes de plis superposés peuvent se développer de manière synchrone si le domaine considéré est soumis à une *constriction régionale* (RAMBERG 1959, RAMSAY 1967, p. 113, GHOSH & RAMBERG 1968). Une telle origine est très difficile à distinguer d'une origine diapirique. Mais il convient de remarquer, que la possibilité d'une déformation constrictive dans un secteur même limité de la croûte continentale pose un difficile problème de compatibilité de déformation avec les régions avoisinantes.

Bien qu'il n'existe aucun exemple de dôme gneissique expliqué ainsi, la démonstra-



tion de cette hypothèse nécessiterait une investigation de la déformation dans un domaine dépassant largement les dimensions de la zone de constriction supposée.

Enfin, les dômes peuvent correspondre à des *plis non-cylindriques*, provenant d'un aplatissement différentiel (NICHOLSON 1963, RAMSAY 1967, Fig. 7-105, RAMSAY & WOOD 1973), de l'amplification passive d'une perturbation initiale en dôme (FLINN 1962, QUINQUIS & al. 1978, MUKHOPADHYAY & SENGUPTA 1979, COBBOLD & QUINQUIS 1980) ou d'un stade précoce du flambage d'un multicouche (DUBEY & COBBOLD 1977). Certains mantled gneiss domes d'âge Pan-Africain du Damara (Namibie) ont été récemment réinterprétés comme des plis "en fourreau" (COWARD 1980). En fait, et probablement dans ce cas, ces deux origines ne sont pas obligatoirement antagonistes. Des mantled gneiss domes, d'origine diapirique, constituent à grande échelle des perturbations initiales susceptibles de provoquer la nucléation de mégaplis en fourreau dans une déformation tangentielle ultérieure ou synchrone de leur développement (COBBOLD & QUINQUIS 1980). Comme pour l'hypothèse de la tectonique polyphasée, c'est l'analyse quantitative de la déformation finie et de ses variations dans les dômes naturels qui constitue le meilleur outil pour discriminer entre des dômes d'origine diapirique et des plis non-cylindriques résultant d'une compression.

### 1.32 LES MODELES DE POINCONNEMENT

La remontée sous l'effet de forces verticales d'un bloc rigide de la croûte provoque un poinçonnement des couches plastiques surincombantes (GZOVSKY & al. 1973, BOUDON 1976). Les déformations sont dans ce cas concentrées sur les bordures du poinçon et on ne trouve pas, comme dans le cas des structures diapiriques, d'extension horizontale très intense au toit de la structure. L'exemple des massifs cristallins externes dans l'arc des Alpes Occidentales constitue un exemple caractéristique d'une telle déformation (BOUDON 1976).

### 1.33 LES MODELES DE DISTENSION

Une séquence lithologique, présentant des variations de propriétés rhéologiques importantes, soumise à un régime de distension donne naissance à du boudinage et des structures "pincées et renflées" (Cf. RAMBERG 1959, RAMSAY 1967). La déformation autour des boudins est très comparable à celle observable autour des dômes immatures (RAMBERG 1963, SCHWERTNER 1970) : fort aplatissement au-dessus des boudins et déformation de faible intensité au-dessus des pincements ou entre les boudins. Les dômes métamorphiques qui s'échelonnent sur plus de 3000 kilomètres le long de la cordillère ouest américaine ont été récemment interprétés, et sur la base des déformations visibles autour de ces dômes, comme le résultat d'un *mégaboudinage* des terrains paléozoïques et précambriens sous la couverture mésozoïque (DAVIS & CONEY 1979). L'analyse de la déformation à l'intérieur des dômes doit permettre de tester cette hypothèse dans la mesure où la déformation à l'intérieur des boudins produit une extension horizontale modérée (Fig. 1.7) et non pas une extension verticale intense (Fig. 1.2).

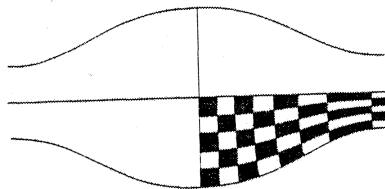


Fig. 1.7 Exemple de répartition de la déformation finie dans un boudin. Les zones situées entre les boudins sont les plus déformées et le plan d'aplatissement montre partout un pendage faible ou nul.

#### 1.4 CRITERES STRUCTURAUX DE DIAPIRISME

Jusqu'aux premiers travaux théoriques et expérimentaux de RAMBERG (1963 à 1966) rares sont les auteurs à avoir cherché à démontrer la nature diapirique des dômes gneissiques. Le diapirisme faisait figure d'une école (ESKOLA 1949, DE WAARD 1949, HALLER 1955, 1961, BILLINGS 1956, KRANCK 1957) s'inspirant essentiellement de la pensée de WEGMANN (1930, 1935), ayant ses partisans inconditionnels et ses opposants irréductibles. C'est probablement la conjonction, pendant les années soixantes, de l'approche théorique et expérimentale de ce phénomène physique et du développement des méthodes d'analyse de la déformation dans les roches, qui est à l'origine des essais de démonstration rationnelle du diapirisme pendant la dernière décennie (ROSENFELD 1968, TALBOT 1970, 1980, BRUN & al. 1976, STEPHANSON & JOHNSON 1976, SCHWERDTNER 1976, 1977, 1980, BRUN 1977, STEPHANSON 1977, SCHWERDTNER 1978, 1979, RAMSAY 1980).

Comme l'ont souligné plusieurs de ces auteurs une telle démonstration passe par une détermination de critères. Dans la plupart des cas, ces critères sont sélectionnés à partir d'exemples de terrains et testés à l'aide des modèles expérimentaux. Dans ce qui suit, nous essayerons de passer en revue les plus importants de ces critères afin d'en dégager une méthode d'étude des structures d'origine gravitaire.

##### 1.41 LE CONTRASTE DE DENSITE

Bien que l'existence d'un contraste de densité entre les roches du noyau des dômes et celles de leur enveloppe ne soit pas à proprement parler un critère structural, il est important de la rappeler en commençant cette énumération. Toutefois, comme l'a justement fait remarquer RAMBERG (1966, 1967) l'absence d'un contraste de densité actuel n'exclut pas la possibilité du diapirisme. En effet, un léger contraste peut exister pendant la déformation sous les effets conjugués des pressions et des températures et disparaître au refroidissement. En outre, un contraste peut exister entre la source et la base de la surcharge et ne pas apparaître au niveau de la surface d'affleurement. En conclusion, ce critère n'est pas exclusif et s'il peut être considéré comme suffisant (ex : STEPHANSON 1977, COOPER & BRADSHAW 1980, BRONNER 1980) n'est pas absolument nécessaire.

##### 1.42 L'EFFET GONFLEMENT

Les modèles expérimentaux montrent qu'au cours de l'évolution d'un diapir son diamètre maximum augmente au fur et à mesure que son amplitude croît. Cette croissance du diamètre maximum (D) en fonction de l'amplitude (H) est approximativement linéaire (Fig. 1.8),

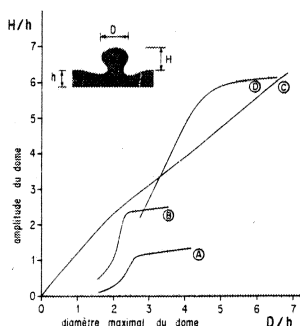


Fig. 1.8 L'effet "gonflement" dans des structures diapiriques matures expérimentales. A : d'après WOITD 1978 modèle C ; B : d'après DIXON 1975 modèle WD2, WD4, WD8 ; C : d'après BERNER & al. (1972) modèle Bf ; D : d'après BERNER & al. (1972) modèle huile / glucose.

mais devient exagérée si l'amplification de la structure est arrêtée par un obstacle (Fig. 1.8, courbes A, B et D). Cet "effet gonflement" se traduit, lorsque les dômes arrivent au stade mature, par une forte distension des bordures du diapir. Sur le terrain, on constate un fort gradient d'aplatissement de part et d'autre de dômes matures (RAMSAY 1980). Ce type de déformation très spécifique des dômes matures constitue, lorsqu'il peut être mis en évidence un excellent critère de diapirisme.

#### 1.43 L'ÉTIREMENT RADIAL

Il existe plusieurs cas de dômes, comme par exemple le dôme de St Malo (Ch. 3), dans lesquels les linéations d'étirement sont parallèles ou proches d'une position radiale par rapport au dôme (ex : NICHOLSON 1965, SCHWERDTNER & al. 1978, Fig. 8). L'analogie avec les modèles expérimentaux de dômes circulaires ou elliptiques (RAMBERG 1966, 1967, FLETCHER 1972, SCHWERDTNER & al. 1978) est alors directe. Cependant dans de nombreux autres exemples, comme nous le verrons pour le cas des dômes de Kuopio (Ch. 2), les linéations ne montrent pas cette disposition idéale. Ceci peut provenir d'une forme plus complexe du dôme (ex : forme en croissant, SCHWERDTNER & TROENG 1978) ou de l'interférence des effets du diapirisme avec une déformation régionale simultanée (BRUN 1980, BRUN & al. 1981).

En conséquence, si l'étirement radial lorsqu'il existe constitue un excellent critère de diapirisme, un écart même important à cette disposition ne peut être utilisé pour infirmer l'hypothèse diapirique.

#### 1.44 LES COMPOSANTES DE CISAILLEMENT RADIAL

Les études récentes de zones de cisaillement ont montré l'intérêt de la détermination du sens des composantes de cisaillement (BOUCHEZ 1977, BERTHE & al. 1979, QUINQUIS 1980). Dans les dômes ces composantes de cisaillement sont très variables en sens (Fig. 1.9) et en intensité (Fig. 1.2) et aucune étude de terrain n'a pu encore exploiter ces variations du sens de cisaillement dans un but de démonstration de l'origine diapirique des dômes. Il faut cependant noter l'étude de l'inversion du sens de cisaillement autour des dômes de Chester et d'Athens (Appalaches) réalisée par ROSENFELD (1968) à partir d'une étude de la rotation des grenats.

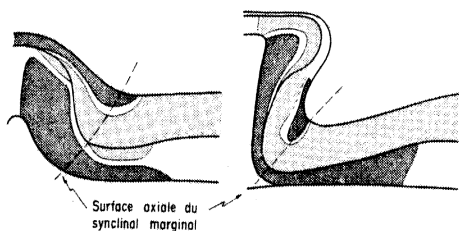


Fig. 1.9 Répartition des composantes de cisaillement dextres (grisé clair) et senestres (grisé sombre) dans des modèles expérimentaux de dôme (d'après DIXON 1975, modèles WD4 et WD8) (comparer avec Fig. 1.2).

L'inversion du sens de cisaillement sur le flanc interne du synclinal marginal et à l'intérieur du chapeau (Fig. 1.9), clairement démontrée par les modèles de DIXON (1975) et qui n'est connue dans aucun type de pli, devrait cependant pouvoir être utilisée à l'avenir comme critère de diapirisme.

#### 1.45 LES TRAJECTOIRES DE SCHISTOSITE

Les modèles expérimentaux de (FLETCHER 1972, DIXON 1975, MARESCHAL & WEST 1980) montrent l'existence d'une zone ou d'un point neutre séparant le domaine d'étirement horizontal de la crête du domaine d'étirement vertical du cœur du dôme. Des structures géométriquement semblables ont été décrites dans des plis dus au flambage d'une couche beaucoup plus compétente que sa matrice (Fig. 1.10) (RAMSAY 1967, DIETERICH 1969, ROBERTS & STROMGARD 1972). Cependant, cette disposition des trajectoires

principales d'aplatissement (schistosité dans les structures naturelles) n'apparaît dans les plis que pour des contrastes de viscosité très élevés (DIETERICH 1969, ROBERTS & STROMGARD 1972, MANZ & WICKHAM 1978), tandis qu'elle se développe dans les dômes quel que soit le contraste de viscosité, le dôme créant toujours, en s'amplifiant, une zone d'étirement horizontal à sa crête et une zone d'étirement vertical dans le tronc. Etant donné qu'il n'existe pas

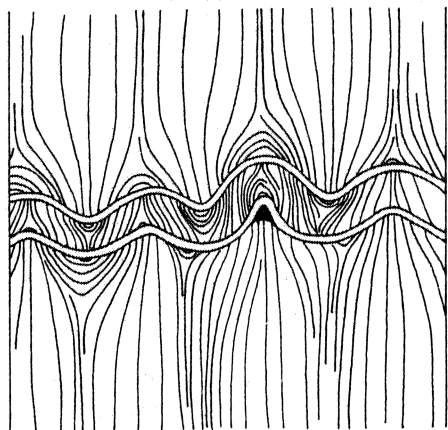


Fig. 1.10 Trajectoires du plan d'aplatissement autour de plis dans un système à fort contrastes de viscosité (d'après ROBERTS & STROMGARD 1972).

dans les zones profondes de la croûte continentale d'exemple de plis avec zones neutres de déformation (RAMBERG 1963, RAMSAY 1967), cette disposition qu'il est possible de mettre en évidence par simple cartographie de la schistosité constitue un très bon critère de diapirisme. Ainsi que l'ont souligné SCHWERDTNER & al. (1978) si les roches ont acquis une fabrique préalablement au développement du dôme la zone neutre pourra être mise en évidence en délimitant cartographiquement les types de modifications de cette fabrique dus au diapirisme. Par exemple, si les roches ont été foliées avant le développement du dôme cette foliation sera accentuée dans la région crustale et crénelée dans le tronc. Rappelons enfin, que la zone neutre, relativement étendue pendant le stade immature, se contracte et migre vers le centre du dôme au cours de son évolution. Il faut donc s'attendre à trouver au-dessus de la zone neutre une zone présentant une superposition de

fabriques ou structures marquant d'abord un étirement vertical puis un étirement horizontal (DIXON 1975). L'existence d'une zone neutre de déformation dans une zone crustale est un des seuls critères pour démontrer l'origine diapirique des rides et les distinguer des anticlinaux résultants d'une compression. Il est important de souligner que ces zones particulières ne seront vraiment des zones neutres de déformation que si la structure est de type ride. En effet, dans le cas d'un dôme circulaire ou elliptique la déformation n'est plus plane et en conséquence il s'agira de point triple des trajectoires principales du plan d'aplatissement (schistosité) correspondant le plus souvent à des zones de constriction.

Dans le cas d'une interférence entre dômes voisins, les trajectoires de schistosité montrent également un point triple dans les zones situées entre au moins trois dômes (Fig. 2.5). Dans ce cas cependant, il ne s'agit que d'une matérialisation différente par les trajectoires de schistosité, de l'effet gonflement décrit précédemment.

#### 1.46 AUTRES CRITERES

Quelques autres critères, proposés par certains auteurs, méritent d'être rappelés ici bien qu'ils relèvent plus de la dynamique des instabilités gravitaires que de la déformation progressive et finie dans les structures qui en résultent. Ce sont :

- Lorsque des diapirs de plusieurs ordres se développent, le fait que les structures de premier ordre sont plus allongées que celles des ordres suivants (SCHWERDTNER 1980).

- La forme en champignon des structures gneissiques encapuchonnées de roches d'origine sédimentaire. De telles formes lorsqu'elles affectent l'interface située entre d'épaisses unités lithologiques ne peuvent pas être produites par des plissements superposés synchrones ou successifs (SCHWERTNER 1980).
- L'existence d'un synclinal en anneau autour des dômes (RAMBERG 1966, STEPHANSON 1977).
- La disparition des déformations associées au dôme, à une distance d'une demi à une fois son diamètre (STEPHANSON 1977).

#### 1.5 BASES POUR UNE METHODE D'ETUDE DES DOMES GNEISSIQUES

Dans ce qui précède, nous avons vu que l'analyse de la déformation (directions principales, ellipsoïdes de déformation, histoire de la déformation ...) était un puissant moyen de discrimination entre les hypothèses diapiriques et non diapiriques. En guise de conclusion, récapitulons ici une des procédures possibles à suivre pour tester par l'analyse de la déformation l'hypothèse diapirique, et du fait même les hypothèses concurrentes :

- (1) disposer d'une cartographie lithologique détaillée de la structure entière afin de pouvoir situer l'interface possible entre les matériaux constituant la source et la surcharge.
- (2) réaliser une cartographie structurale des structures mineures (schistosités, linéations, plis, boudins, etc...)

1er test : *existe-t-il ou non une zonation typologique ou géométrique (ou les deux) des structures mineures, s'accordant ou non avec les unités lithologiques susceptibles d'avoir constitué la source et la surcharge ?*

2ème test : *L'étirement est-il radial ?*

3ème test : *Les trajectoires de schistosité et la zonation des structures mineures laissent-elles supposer l'existence d'une zone de déformation neutre ?*

(3) par une analyse de la déformation finie rechercher d'éventuelles variations de forme de l'ellipsoïde de déformation.

3ème test : *Existe-t-il des gradients d'intensité de la déformation finie et si oui sont-ils en relation avec les interfaces supposées ?*

4ème test : *Les données de la déformation finie sont-elles compatibles avec un effet gonflement ?*

Les tests du niveau (2) sont en principe suffisants pour démontrer l'origine diapirique d'une structure. En cas d'incertitude les tests du niveau (3) peuvent apporter une confirmation mais, en outre, permettre d'évaluer la maturité du dôme (gonflement) et de mettre en évidence des contrastes de viscosité entre source et surcharge (gradients de déformation).

D'autres tests ou d'autres enchaînements de ces tests sont évidemment possibles.



## 2 LES "MANTLED GNEISS DOMES" DE KUOPIO (FINLANDE) : UN EXEMPLE D'INTERFERENCE ENTRE DOMES. \*

### 2.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, résumé de BRUN & al. (1976, 1978, 1981) et GAPAIS & BRUN (1981), on se propose de montrer comment l'analyse de la déformation finie permet a) d'argumenter l'origine diapirique des "Mantled gneiss domes" et b) de développer un modèle d'interférence entre de tels dômes.

Défini par ESKOLA (1949) les "mantled gneiss domes" (ou dômes encapuchonnés de gneiss) sont des structures typiquement polyorogéniques. Selon le concept d'ESKOLA (Fig. 2.1) la formation de ces dômes se déroule en quatre temps :

- (A) Sédimentation initiale
- (B) Premier cycle orogénique avec intrusions syntectoniques
- (C) Erosion et seconde période de sédimentation
- (D) Second cycle orogénique, remobilisation du socle ancien, genèse des dômes par diapirisme et injection de nouveaux plutons.

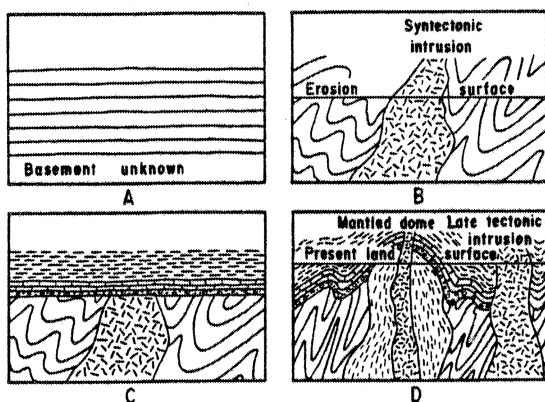


Fig. 2.1 L'évolution des mantled gneiss domes (d'après ESKOLA 1949).

Des "mantled gneiss domes" ont été décrits dans la plupart des domaines orogéniques précambriens ou phanérozoïques (Cf. revue in DEN TEX 1975), mais c'est dans l'Archéen et le Protérozoïque qu'ils sont le plus abondants. Ils constituent l'environnement structural omniprésent des ceintures de roches vertes archéennes (MAC GREGOR 1951) (Fig. 2.1) et forment, sur de grandes étendues dans le protérozoïque inférieur, des chapelets et des rides en bordure du socle archéen (BARR 1976, BRUN 1980). Dans ce contexte, une origine soit par diapirisme (ESKOLA 1949), soit par plissement superposé (RAMSAY 1967, p. 524) ou un autre mécanisme impliquant un raccourcissement

crustal (PLATT 1980), a des conséquences très différentes, et ce qui n'était autrefois qu'un sujet à "controverses régionales", est devenu aujourd'hui l'un des problèmes géodynamiques importants : quelle est l'importance des instabilités gravitaires dans la structuration de

la croûte continentale et quelle(s) contrainte(s) apportent-elles à l'application des modèles de la tectonique des plaques au précambrien ? Bien que nous ne chercherons pas à répondre à cette question dans ce chapitre (Cf. 4ème partie), la démonstration aussi rigoureuse que possible de l'origine diapirique des dômes gneissiques et de ses implications mécaniques est à la base de toute réponse.

## 2.2 LES MANTLED GNEISS DOMES DE KUOPIO

Situés sur la marge Sud-Est du socle presvécocarélien (Fig. 2.2), les "Mantled gneiss domes" de Kuopio ont été mis en évidence pour la première fois dans les travaux de cartographie au 1/400.000 de WILKMANN (1923). C'est ESKOLA (1949) qui, le premier, souligna leur caractère polyrogénique et proposa une interprétation de leur mise en place par diapirisme.



Fig. 2.2 Les mantled gneiss domes de Kuopio, 1 : direction moyenne de la foliation 2 : linéation d'étirement. 3 : plans axiaux des plis tardifs.

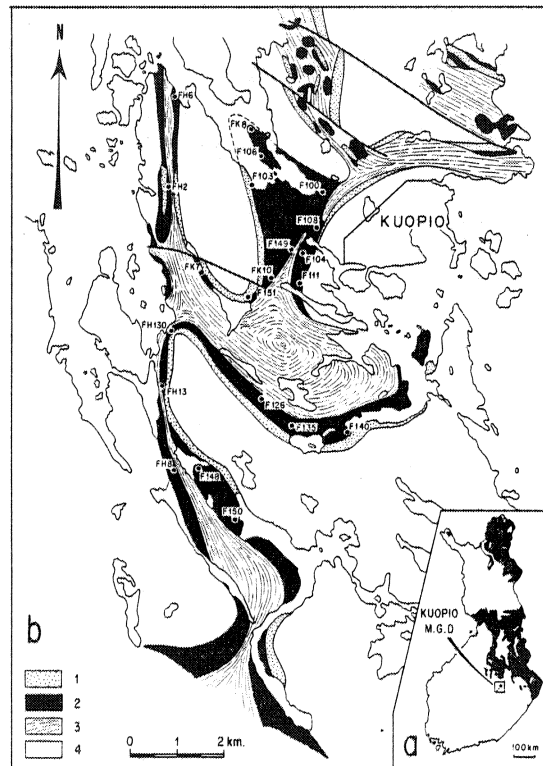


Fig. 2.3 Carte géologique détaillée de la région de Kuopio (modifiée d'après PRESTON 1954). Les numéros correspondent aux stations de mesure de la déformation finie 1 : amphibolites, 2 : quartzites, 3 : orientation de la schistosité, 4 : socle archéen.

L'étude pétrographique de PRESTON (1954) contribua largement à une meilleure définition du concept de "Mantled gneiss domes", proposé par Eskola, en donnant une description précise des unités lithologiques constituant le socle et la couverture impliqués dans les structures (Fig. 2.3). Le noyau des dômes est constitué de paragneiss et d'orthogneiss du socle archéen. L'âge radiométrique vraisemblable des orthogneiss serait de 2.600 - 2.800 MA (WETHERILL & al. 1962). A Kuopio, la couverture est une série sédimentaire métamorphique composée du bas vers le haut de quartzites, débutant localement par un conglomérat, d'amphibolites



à niveaux calcaires et dolomitiques, et de gneiss pélitiques (Fig. 2.3). Cette séquence représente dans cette partie de la Finlande, les faciès transgressifs caréliens.

Les gneiss pélitiques contiennent des cristaux centimétriques de sillimanite présentant des caractères de diastylite et des nodules polyminéraux très riches en staurotite provenant de la rétro-morphose de porphyroblastes de cordiérite. Ces quelques caractères traduisent les effets d'un métamorphisme complexe de type plurifaciel, débutant par un gradient de pression intermédiaire et évoluant vers un gradient de basse pression - haute température (Cf. Ch. 11). A aucun moment de cette évolution il ne semble y avoir eu de migmatitisation, dépassant le stade de la métatexie.

La structure d'ensemble de la région de Kuopio est de type dôme et bassin (Fig. 2.4).

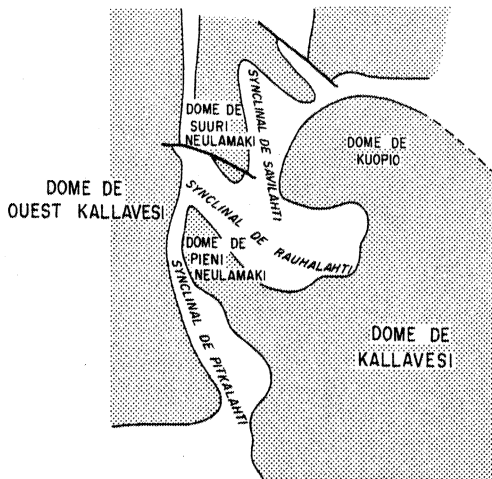


Fig. 2.4 Situation des principales unités structurales dans le secteur de Kuopio.

Au coeur des dômes, dont les traces cartographiques forment des ellipses allongées suivant une direction N 160, apparaît le socle archéen. La couverture carélienne est pincée dans des synformes, également allongés, en majorité orientés NS à N 160. Cette direction commune aux dômes et aux bassins correspond à la tendance structurale dominante dans ce secteur de la Finlande (Fig. 2.2). Cependant, certains synformes apparaissent complètement transverses à cette tendance et dans certains cas, lorsque plus de deux dômes voisinent, ils ont un tracé cartographique subcirculaire en "ombilic" (Fig. 2.4), analogues à ceux décrits en Mauritanie par BRONNER (1980). Le secteur représenté sur les figures 2.2 et 2.3, proche de la ville de Kuopio, réunit l'ensemble des caractères cités plus haut. On y distingue les trois dômes de Suuri Neulamaki, Pieni Neulamaki et Kuopio, trois synformes allongés et le synforme en om-

bilic de Rauhalahhti (Fig. 2.4).

A l'échelle de l'affleurement une séquence de trois épisodes de déformations (Tab. 2.1) a pu être mise en évidence (BRUN & al. 1976). La première D1, se manifeste par une foliation (S1) subparallèle à la stratification. Très localement, quelques plis centimétriques à décimétriques sont associés à cette foliation. La seconde D2, est caractérisée par des plis à toutes les échelles, d'autant plus nombreux que l'on se rapproche du coeur des synformes. Ces plis ont en général des axes à fort plongement et possèdent une schistosité (S2) de plan axial. Quelques rares figures d'interférences de plis P1 et P2 ont été observées dans le synforme de Rauhalahhti. Les plis P2 sont rares dans les quartzites et les amphibolites situés à la base de la série carélienne et dans ces formations, la schistosité S2 est subparallèle à la foliation S1, bien que, localement, de faibles obliquités puissent être observées.

Dans l'ensemble de la série, les déformations D2 se manifestent, en outre, par des fortes linéations d'étirement, subparallèles aux axes de plis, c'est-à-dire à très fort plongement. On notera que le plongement des linéations L2 (axes de plis, linéations d'étirement, linéations minérales), est pratiquement toujours parallèle à la ligne de plus grande pente du

plan porteur, quel que soit le pendage de celui-ci.

D <sub>1</sub>	- Foliation subparallèle à la stratification. - Plis isoclinaux décimétriques rares.
D <sub>2</sub>	- Schistosité subverticale. - Linéations minérale et d'étirement à fort plongement. - Plis concentriques aplatis à axes subverticaux parallèles aux linéations.
D <sub>3</sub>	- Déformations faibles et localisées : - Crénulations - Plis asymétriques.

Tab. 2.1 Séquence structurale dans l'enveloppe des dômes de Kuopio.

Enfin, pour être complet, signalons qu'un troisième épisode de déformation D<sub>3</sub>, se traduit localement par une fine crénulation et par des petits plis asymétriques déformant les linéations L<sub>2</sub> et la schistosité S<sub>2</sub>. L'évolution structurale de cette région s'achève par un épisode de tectonique cassante qui se manifeste à l'échelle cartographique par une famille de failles normales d'orientation N 130 (Fig. 2.3).

Au Sud du secteur de Kuopio, dans la région de Pelosmaki-Oravikoski (Fig. 2.2), la déformation devient plus complexe, une déformation régionale étant superposée aux structures en dôme. La direction dominante NW-SE des linéations et de la foliation dans cette région caractérise la limite méridionale des mantled gneiss domes dans la Finlande de l'Est (BRUN 1980, Cf. aussi Ch. 9).

## 2.3 LA DEFORMATION FINIE DANS LA COUVERTURE

### 2.31 METHODE ET PROBLEMES DE DETERMINATION DE LA DEFORMATION FINIE

Les directions principales de déformation finie ont tout d'abord été cartographiées. Les trajectoires de la schistosité S<sub>2</sub> représentent le plan principal d'aplatissement (XY) ; la linéation d'étirement représente l'axe d'étirement maximal (X), avec  $(X > Y > Z)$ .

L'ellipsoïde de déformation finie a été déterminée à l'aide d'objets ellipsoïdaux déformés tels que les galets des niveaux de conglomérats dans les quartzites, les nodules quartzo-feldspathiques dans les amphibolites, et les pseudomorphes de cordiérite dans les gneiss pélitiques (Fig. 2.5). La déflexion de la schistosité S<sub>2</sub> autour des porphyroblastes de cordiérite et l'existence de zones abritées à leurs extrémités montrent qu'il existait un contraste de ductilité entre ces objets et leur matrice et que leur croissance s'est faite antérieurement à la déformation D<sub>2</sub>. Dans certains affleurements (ex : FK 55) les nodules de cordiérite fossilisent la foliation S<sub>1</sub> ce qui indique une porphyroblastèse postérieure aux déformations D<sub>1</sub>. En outre, les mesures concernent des matériaux variés dont la résistance à la déformation est susceptible d'avoir été différente. Par conséquent, le paramètre d'intensité déduit de ces mesures doit être interprété avec précaution. Les mesures et les calculs ont été réalisés par la "méthode Rf/Ø" (Fig. 2.6) (RAMSAY 1967, DUNNET 1969, DUNNET & SIDDANS

1971). Toutes les mesures ont été réalisées sur des échantillons coupés parallèlement aux plans principaux de l'ellipsoïde de déformation.



Fig. 2.5 Pseudomorphes de cordiérite dans les gneiss pélitiques de l'enveloppe des dômes.

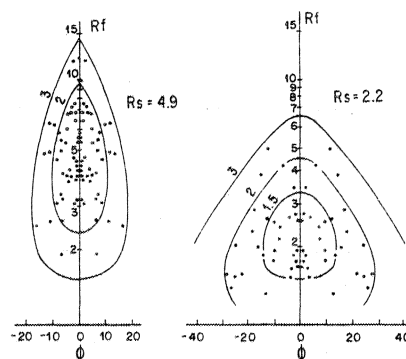


Fig. 2.6 Deux exemples d'estimation du rapport des axes principaux de l'ellipse de déformation ( $R_s$ ) à l'aide de la méthode  $R_f/\phi$ . D'après (LE THEOFF 1977).

Dans les amphibolites, la rareté des marqueurs ellipsoïdaux n'a permis de faire que quelques déterminations d'ellipsoïde de déformation par la méthode  $R_f/\phi$ . Une estimation de la forme de l'ellipsoïde a cependant pu être réalisée grâce à une étude des orientations préférentielles de la hornblende et de la biotite. La méthode décrite en détail ailleurs (BRUN & al. 1978, GAPAIS 1979, GAPAIS & BRUN sous presse) ne sera que brièvement résumée ici. L'orientation préférentielle des axes cristallographiques des minéraux concernés réalisée au goniomètre de texture (GAPAIS 1979) a permis de calculer un ellipsoïde de fabrique qui décrit l'orientation préférentielle des axes C de la hornblende. La méthode consiste en a) une détermination de l'orientation préférentielle des axes C (ALEXANDER 1969, GAPAIS 1979, GAPAIS & BRUN sous presse), et b) un calcul d'un "tenseur d'orientation pondérée" (TOP) (COBBOLD & GAPAIS 1979). Ce TOP peut être représenté par un ellipsoïde et comparé à l'ellipsoïde de déformation (Fig. 2.7).

Les mesures, les calculs, et le tracé des diagrammes de déformation finie et de fabrique ont été automatisés et réalisés sur un mini-ordinateur Hewlett Packard modèle 21 muni d'un digitaliseur et d'une table traçante (LE THEOFF 1977, GAPAIS 1979).

### 2.32 LES DIRECTIONS PRINCIPALES DE DÉFORMATION

La carte des trajectoires de schistosité S2 (Fig. 2.8a) présente les caractéristiques suivantes. Le pendage, ouest à sud, varie entre  $55^\circ$  et  $90^\circ$  ce qui indique un déversement général vers le Nord Est. Dans les synclinaux, la schistosité tend à se paralléliser avec la limite Carélien-Archéen, sauf dans les charnières synclinales. Près de la limite Carélien-Ar-

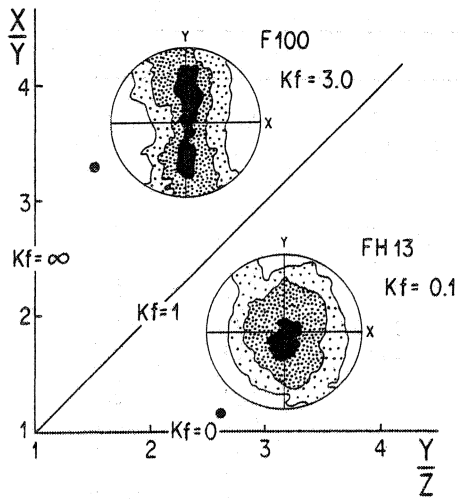


Fig. 2.7 Relation entre l'allure des diagrammes d'orientation préférentielle de réseau  $\langle \rangle$  de l'amphibole et la position des points relatifs à l'ellipsoïde de fabrication correspondante dans un diagramme de Flinn pour deux échantillons caractéristiques (CF. Localisation, Fig. 2.3) (d'après GAPAIS & BRUN sous presse).

-chéen il est impossible, sur le terrain, de distinguer la foliation S1 de la schistosité S2. Le passage des directions Est-Ouest à méridiennes se fait de façon continue. La carte des trajectoires de S2 (Fig. 2.8a) met également en évidence l'existence de *Points triples de schistosité* (P.T.S.) au nez des dômes ou à la jonction des synclinaux obliques.

La figure 2.8b représente les linéations d'étirement reportées sous forme de vecteurs, et leurs variations de plongement par des isogones tracées tous les 20° (ELLIOT 1965). L'orientation Nord-Est, très régulière, qui correspond à la tendance régionale (Fig. 2.2) (BRUN 1980), contraste singulièrement avec la sinuosité des trajectoires de schistosité. Les variations de plongement sont de façon évidente liées à la géométrie des dômes, les plongements les plus faibles étant généralement situés entre deux nez de dôme ou dans les fermetures périscyclinales (ex : synclinal de Savilahti).

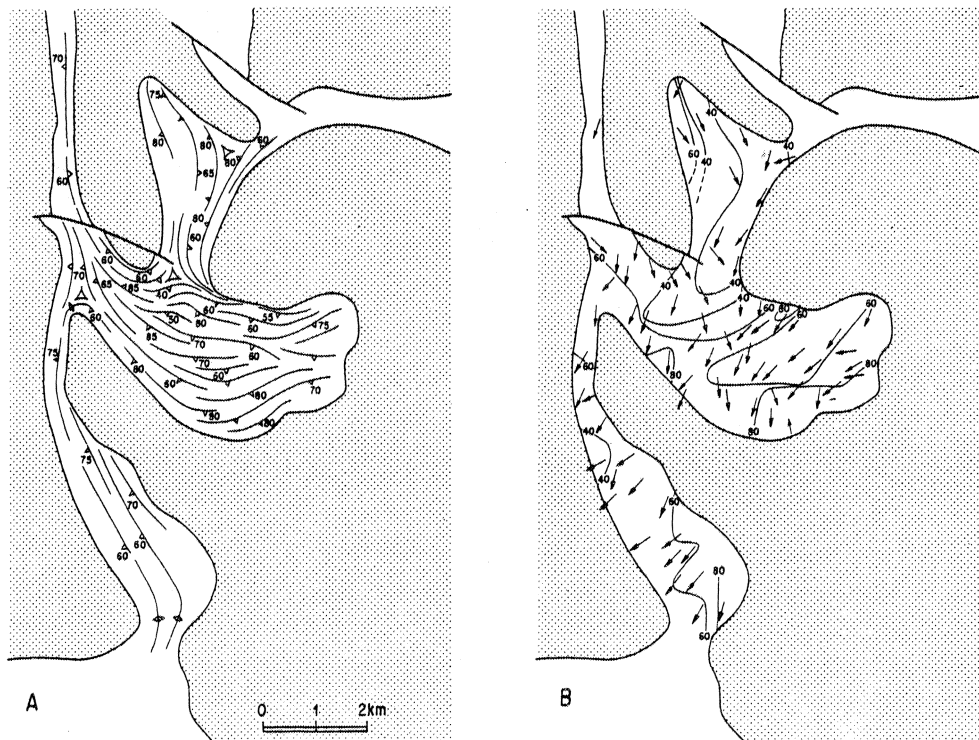


Fig. 2.8 Directions principales de déformation finie D2. a) Trajectoires du plan XY (schistosité S2). b) Direction principale d'allongement X (linéations d'étirement L2) avec isogones de plongement.

ROCHE	ECHANTILLON	X/Y	Y/Z	K	r
CONGLOMERATS	FK 11	2,3	2,3	1,0	3,6
	FJ 1	3,8	3,8	1,0	6,6
GNEISS A NODULES	FK 51	2,3	6,2	0,21	7,5
	FK 53	2,9	1,6	3,16	2,5
	FK 55	2,3	1,7	1,85	3,0
	FK 65	2,5	1,2	7,5	2,7
	FK 66	2,35	1,45	3,0	2,8
	FK 67	1,5	1,7	0,7	2,2
	FK 114	2,3	2,3	1,0	2,6
	FK 118	2,35	1,7	1,9	3,0
	FK 119	2,4	1,6	2,3	3,0
	FK 129	1,3	2,0	0,3	2,3
	FK 130	1,7	2,6	0,4	3,3
	FK 154	1,9	1,5	1,8	2,4
	FP 2	2,4	4,3	0,4	5,6
	FH 7	1,3	2,3	0,23	2,6
	AMPHIBOLITES	FK 101	3,5	1,7	3,5
FK 130		1,7	3,3	0,3	4,0
FK 133		9,75	1,85	10,0	10,5
FK 150		1,9	2,3	0,7	3,2

Tab. 2.2 Rapports axiaux et paramètres de forme des ellipsoïdes de déformation finie déterminées par la méthode  $Rf/\phi$ .

ECHANTILLON	X/Y	Y/Z	Kf	rf
FK 8	2,63	1,27	6,0	3,0
FH 6	2,92	1,65	2,8	3,6
F 106	1,94	2,56	0,6	3,5
F 100	3,25	1,75	3,0	4,0
F 103	1,9	2,8	0,5	3,7
FK 7	2,01	2,54	0,65	3,55
F 104	2,49	2,41	1,05	3,9
F 149	1,38	2,27	0,30	2,65
F 111a	1,39	2,11	0,35	2,5
F 111b	1,89	2,61	0,55	3,5
FK 10	3,03	1,67	3,0	3,7
F 140	2,10	2,30	0,85	3,4
F 135	1,17	2,73	0,1	2,9
F 126	2,09	2,56	0,7	3,65
F 151	1,37	2,23	0,3	2,6
F 130	1,5	3,5	0,2	4,0
FH 13	1,19	2,56	0,12	2,75
FH 8	1,71	2,19	0,6	2,9
F 148	1,27	3,23	0,12	3,5
F 150	1,38	2,52	0,25	2,45

Tab. 2.3 Rapports axiaux et paramètres de forme des ellipsoïdes de fabrique des amphibolites.

La comparaison des cartes de schistosité (S2) et de linéation (L2) permet de conclure : a) que la direction de raccourcissement finie (Z), perpendiculaire au plan de schistosité (plan XY) est radiale par rapport aux dômes, b) que la direction d'étirement (X) n'est que faiblement contrôlée par la géométrie des dômes, et c) que le plan d'aplatissement (XY) montre une disposition générale complexe avec plusieurs points triples.

### 2.33 L'ELLIPSOÏDE DE DÉFORMATION FINIE

L'ellipsoïde de déformation finie a été déterminée à 20 stations dans les gneiss pélitiques, quartzites et amphibolites à l'aide de la méthode  $Rf/\emptyset$  (Tab. 2.2, Fig. 2.9). Les valeurs de K sont comprises entre 0.2 et 10.0 ce qui indique un large éventail de forme de ces ellipsoïdes. Vingt ellipsoïdes de fabrique ont également été déterminés dans les amphibolites

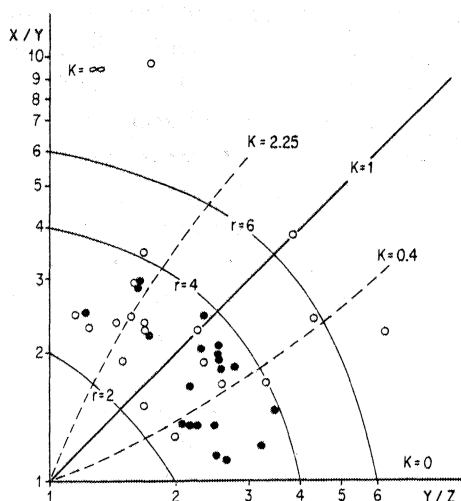


Fig. 2.9 Représentations graphiques des ellipsoïdes de déformation finie obtenues par la méthode  $Rf/\emptyset$  dans les gneiss pélitiques (Points blancs) et des ellipsoïdes de fabrique dans les amphibolites (Points noirs).

(Tab. 2.3 et Fig. 2.9). Les valeurs de Kf sont comprises entre 0.1 et 6.0 ce qui indique un éventail de formes d'ellipsoïdes de fabrique aussi large que celui des ellipsoïdes de déformation. Il n'apparaît que de légères différences entre les résultats obtenus par les deux méthodes et en général les valeurs de Kf et de K sont voisines dans un même secteur (GAPAIS & BRUN, sous presse). Aussi dans les amphibolites, où les marqueurs classiques de la déformation sont généralement absents, le facteur de forme (Kf) de l'ellipsoïde de fabrique est une approximation satisfaisante de celui de l'ellipsoïde de déformation finie.

Les cartes de K et Kf (Fig. 2.10) montrent que la déformation en constriction ( $K > 1$ ) est concentrée dans deux zones, la partie centrale du synclinal de Rauhalhti et l'extrémité septentrionale du synclinal de Savilahti (Fig. 2.4 et 2.10). Toutes les autres mesures indiquent de la déformation plane ou de l'aplatissement ( $K < 1$ ).

Les deux zones de constriction sont localisées entre trois dômes. Chacune de ces zones contient un point triple de schistosité (comparer les Fig. 2.5 et 2.10). Du fait que les linéations d'étirement y montrent un fort plongement, les P.T.S., bien que géométriquement semblables aux points neutres de déformation tels qu'ils ont été définis par RAMSAY (1967, p. 416), DIETERICH (1969) ou ROBERTS & STROMGARD (1972), ne sont pas des points de déformation finie nulle mais des points de constriction. De plus, ils ne sont pas une conséquence de l'existence de contrastes de ductilité dans un système déformé (RAMSAY 1967, DIETERICH 1969, ROBERTS & STROMGARD 1972) mais une conséquence de l'interférence entre au moins trois dômes.

L'aplatissement caractérise les zones situées entre deux dômes telles que le centre des synclinaux de Savilahti et de Pitkalahti (Fig. 2.4 et 2.10). Sur un diagramme où l'on a reporté K et Kf en fonction du plongement de l'axe X (Fig. 2.11) on constate qu'il existe une bonne corrélation de ces deux paramètres dans le champ d'aplatissement, il n'en va pas de même

me dans celui de la constriction. Dans le champ d'aplatissement, les plongements les plus faibles correspondent aux valeurs de K proche de 1.0 tandis que les plus forts correspondent aux valeurs de K les plus faibles. La signification de cette relation sera discutée plus loin.

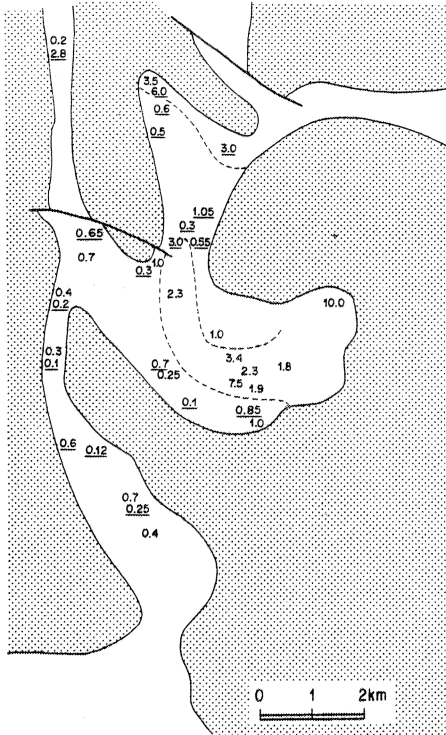


Fig. 2.10 Carte des valeurs de K et Kf.

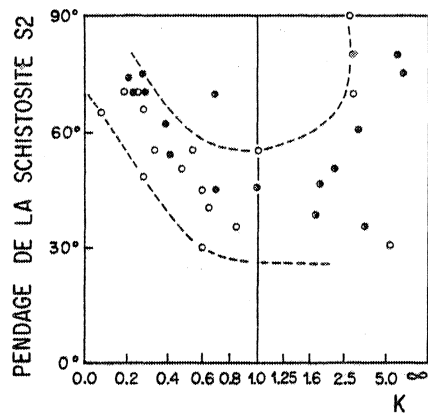


Fig. 2.11 Variation de K en fonction du pendage de la schistosité.

#### 2.34 LES GRADIENTS D'INTENSITE DE DEFORMATION

Il n'existe pas de paramètre satisfaisant pour mesurer l'intensité de la déformation spécialement lorsque la forme des ellipsoïdes de déformation varie beaucoup. Néanmoins, une estimation peut être obtenue à l'aide du paramètre  $r$  ( $r = X/Y + Y/Z - 1$ ) (WATTERSON 1968). Le long de deux profils dans le synclinal de Rauhalanti (Fig. 2.12) l'intensité de la déformation croît brutalement à proximité de la limite socle/couverture (augmentation de  $r$ ). Les deux profils ont été construits à l'aide de mesures faites dans les gneiss à nodules de cordiérite, excepté pour deux points (FK 11 et FJ 1, Fig. 2.3). Pour les raisons discutées précédemment, on peut penser que les nodules de cordiérite sont apparus pendant la déformation et par conséquent, n'ont enregistré qu'une partie de la déformation. Aussi les valeurs de  $r$  correspondant aux gneiss sont-elles inférieures à celles de la déformation totale subie. Quoi qu'il en soit, l'augmentation de l'intensité de la déformation du centre du synclinal vers le bord des dômes, le long des deux profils est hors de doute (Fig. 2.12).

#### 2.35 LA TRANSITION APLATISSEMENT - CONSTRICTION PENDANT LA DEFORMATION

Dans les deux zones de constriction il existe des évidences montrant que la constriction a été précédée par de l'aplatissement : veines affectées par du double boudinage puis plissées, veines, parallèles à  $S_2$  la schistosité, plissées, et cosses de ségrégation très irrégulières parallèles à la schistosité. Ces structures indiquent une déformation en deux stades. D'abord, un aplatissement ( $K < 1$ ) produit un double-boudinage, une schistosité, et des veines parallèles au plan d'aplatissement. Ensuite, un raccourcissement parallèle à la schistosité provoque le plissement des veines et des boudins, et l'ouverture de fentes parallèles au plan de schistosité en favorisant la ségrégation de matériel quartzo-feldspathique, sous forme de cosses, dans ces fentes.

Comme la schistosité S2 est partout unique, et ne résulte pas de la superposition de deux plans d'aplatissement, la superposition de la constriction sur un aplatissement préalable est interprétable comme une transition continue et non comme une superposition d'événements séparés.

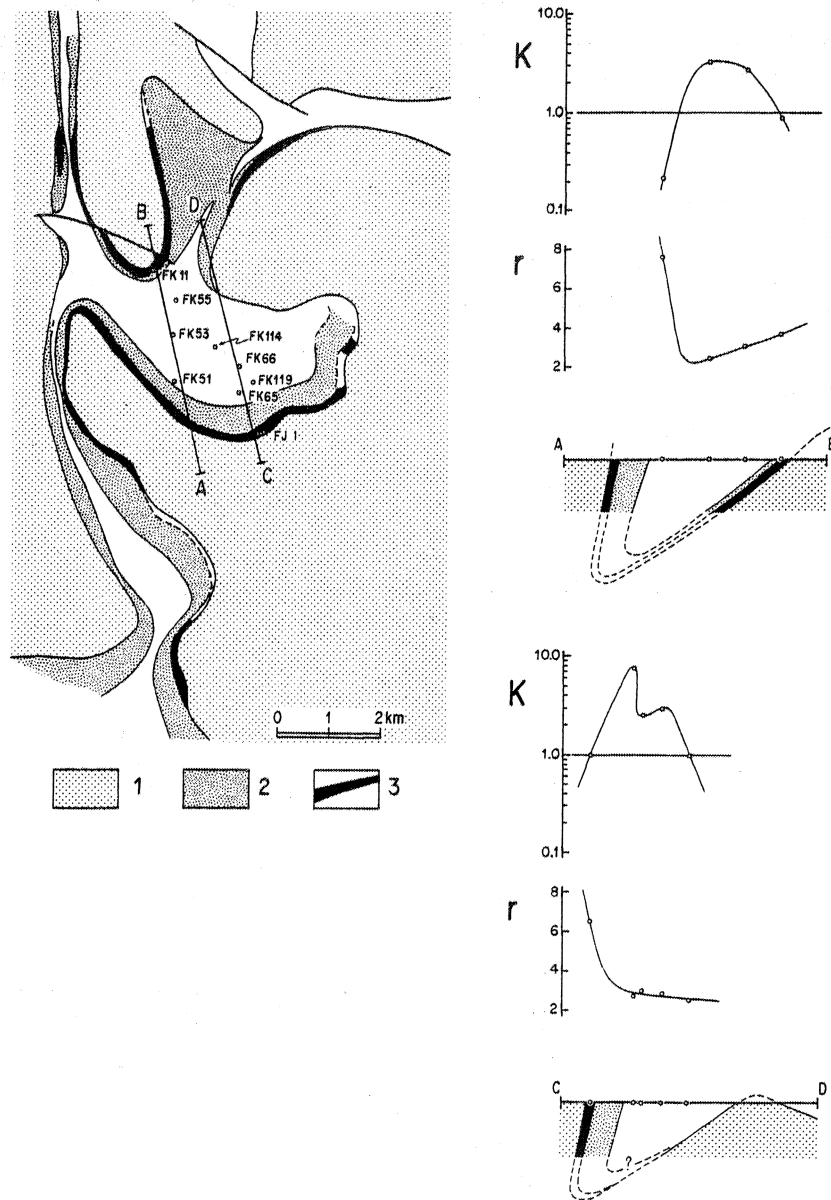


Fig. 2.12 Profils de déformation finie dans le synclinal de Rauhalampi.

#### 2.4 LES PLIS DANS LA COUVERTURE

Des plis décimétriques à métriques ont été observés dans 18 stations largement réparties à travers le secteur étudié (6 dans les amphibolites et 12 dans les gneiss pélitiques).



La fréquence et la géométrie de ces plis sont variables et dépendent principalement de la nature des matériaux, du type et de l'intensité de la déformation. La plupart des plis sont asymétriques et plus ouverts au centre des synclinaux que sur leurs flancs. De plus, très peu de plis ont été trouvés dans les zones intensément déformées, telles que le flanc méridional du synclinal de Rauhalahhti : s'ils existent ils sont trop serrés pour être observables. L'orientation moyenne des plis a été déterminée pour chacune des stations. Leur report sur un diagramme de RICKARD (1972) (Fig. 2.13) montre que ces plis varient de plis à axe et plans axiaux inclinés à des plis à axe parallèle à la ligne de plus grande pente du plan axial.

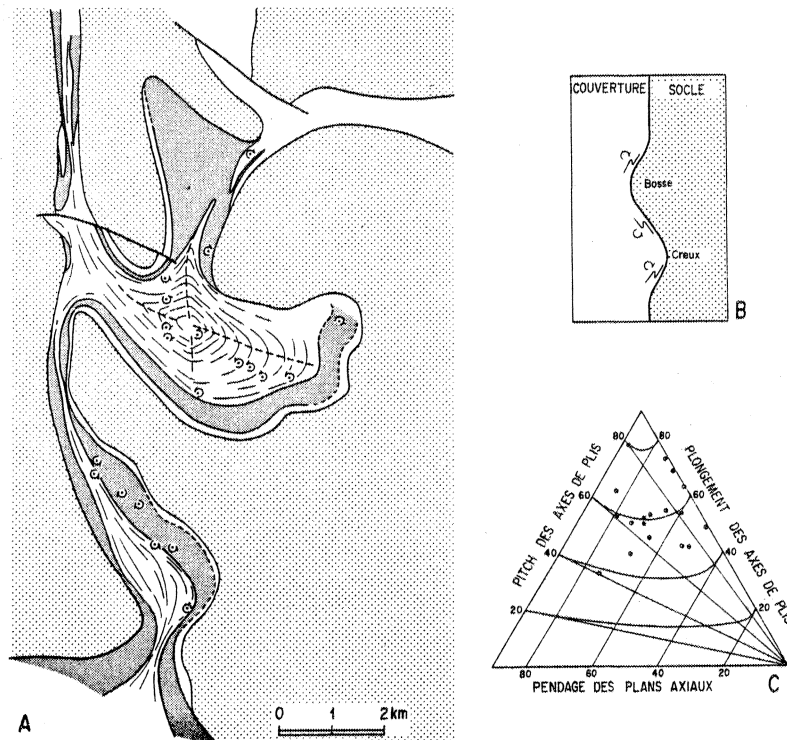


Fig. 2.13 Les plis dans la couverture. a) Asymétrie des plis dans les synclinaux de Rauhalahhti et de Pitkalahti. b) Relation entre l'asymétrie des plis et la géométrie de la limite socle/couverture. c) Représentation sur un diagramme de RICKARD (1972), de la disposition spatiale des plis pour les 18 stations mesurées.

La schistosité S2 est toujours associée aux plis asymétriques et la linéation d'éirement est généralement parallèle à leurs axes. Cependant, sur un affleurement (F 150, Fig. 2.3) la linéation est légèrement enroulée autour des charnières.

L'asymétrie moyenne pour les 18 stations a été reportée sur une carte (Fig. 2.13) en utilisant la convention de HANSEN (1971, p. 21) : "Quand on regarde un pli dans le sens de son plongement axial, son asymétrie est dite dextre si le flanc court a subi une rotation dextre par rapport au flanc long ; l'asymétrie est dite senestre si la rotation du flanc court est senestre". Les variations d'asymétrie peuvent être reliées à la forme de la limite socle/couverture et à ses irrégularités. Dans le synclinal de Pitkalahti, où la limite souligne des bosses et des creux (Fig. 2.4 et 2.13) l'asymétrie s'inverse quatre fois. Chaque in-

version d'asymétrie correspond à une bosse ou un creux de la limite. Le même type d'inversion d'asymétrie peut être observé dans le synclinal de Rauhalatti lorsque l'on passe d'un quadrant à l'autre de ce synclinal fermé (Fig. 2.13). Ceci démontre que *l'asymétrie des plis est contrôlée par la forme de la limite socle - couverture.*

## 2.5 LES COMPOSANTES DE CISAILLEMENT DE LA DEFORMATION FINIE

Les hétérogénéités de la déformation finie, la rotation des cosses de ségrégation quartzo feldspathique, les zones abritées asymétriques autour des porphyroblastes de sillimanite et de cordiérite, les petites zones de cisaillement, l'asymétrie des plis etc... témoignent d'une composante de cisaillement. Dans les stations étudiées, l'asymétrie des plis est compatible avec le sens de cisaillement déduits des autres structures. Ces critères suggèrent

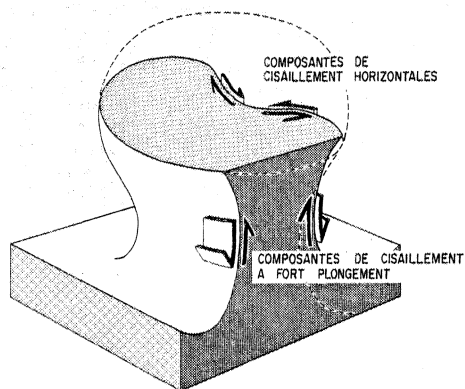


Fig. 2.14 Schémas montrant la disposition des composantes de cisaillement dans la déformation finie.

une rotation autour de la linéation d'étirement, c'est-à-dire *une composante de cisaillement subhorizontal* (Fig. 2.14), la linéation étant dans la plupart des cas sub-parallèle à la ligne de plus grande pente du plan d'aplatissement. Comme le montre l'étude de l'asymétrie des plis (Fig. 2.13), la composante de cisaillement subhorizontal est contrôlée par la limite socle - couverture. Les inversions d'asymétrie des plis, et donc de cisaillement subhorizontal, relevées autour des irrégularités de cette limite (Fig. 2.13), correspondent dans la série de couverture, à un déplacement de matière des bosses vers les creux.

Cependant, le schéma général de la déformation finie (trajectoires principales, variations de forme de l'ellipsoïde, et d'intensité de la déformation) n'est apparemment pas contrôlé par les composantes de cisaillement subhorizontales. Les hétérogénéités de la déformation finie (éventail de la schistosité S2 dans les synclinaux, tendance au parallélisme de S2 avec la limite socle/couverture (Fig. 2.8a) et existence de gradients d'intensité de déformation finie contrôlé par la limite socle/couverture (Fig. 2.12) témoignent, au contraire, de l'existence d'une autre composante de déformation non coaxiale à grande échelle. La position des éventails de schistosité, le fort plongement de la linéation d'étirement, les gradients d'intensité de la déformation, et leur contrôle par la limite socle/couverture, suggèrent *une composante de cisaillement à fort plongement* (Fig. 2.14). Aucune des données microtectoniques dont nous disposons ne permet de confirmer l'existence de cette composante de cisaillement. En outre, du fait de l'intense recristallisation du quartz, il n'a pas été possible de mettre en évidence de fabriques asymétriques éventuellement associées à cette composante de cisaillement.

## 2.6 LA DEFORMATION DU SOCLE

Les roches qui composent le cœur des dômes sont principalement des granites et des gneiss rubanés d'origine sédimentaire (Fig. 2.15). Les granites post-datent l'évolution structurale et métamorphique des gneiss rubanés (PRESTON 1954). Les séquences complexes de trois ou

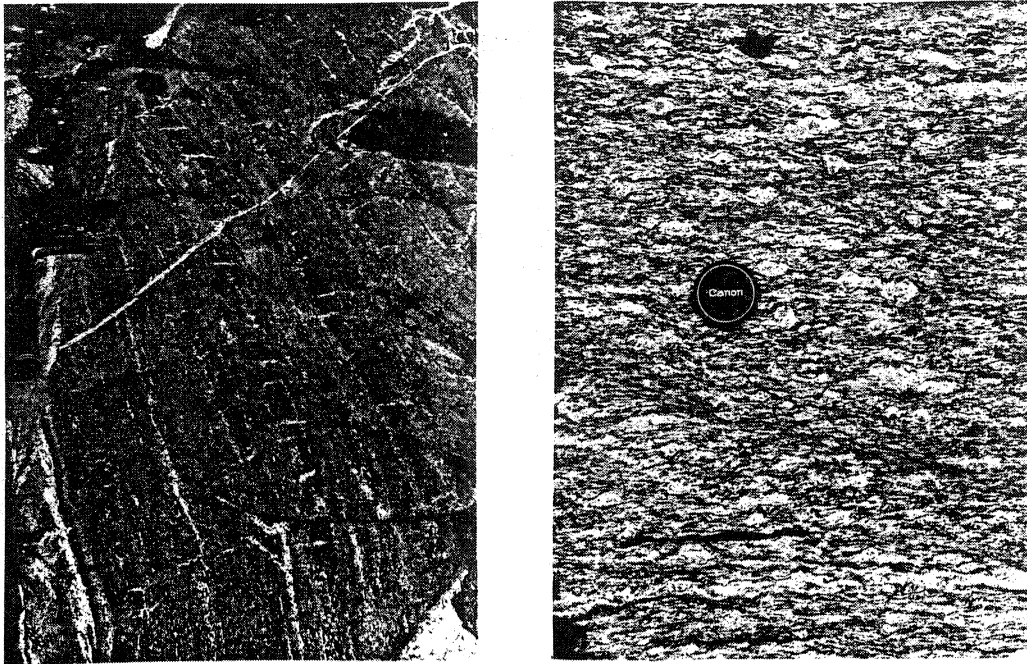


Fig. 2.15 Gneiss du socle. A gauche gneiss amphibolitiques rubanés ; à droite orthogneiss montrant une zone de cisaillement mineure.

quatre déformations superposées qui y sont observables peuvent être comparées aux séquences des déformations archéennes décrites par GAAL et al. (1978) et BERTRAND et al. (1978). Malgré ces déformations multiples, le rubanement des gneiss est relativement régulier à l'échelle de l'affleurement et a pu être utilisé pour construire une carte de trajectoire de rubanement à l'intérieur des dômes (Fig. 2.16a). Cette carte montre que le rubanement tend à se paralléliser aux bordures des dômes sauf dans la fermeture Est du synclinal de Rauhalhti. Au Sud-Ouest du grand dôme de Kallavesi, le rubanement dessine une structure fermée. Si l'on tient compte du fait que, dans ce dôme, la direction moyenne du rubanement est Nord - Ouest - Sud-Est et que son pendage moyen se fait vers le Nord-Est, on peut interpréter le schéma général des trajectoires (Fig. 2.16a) comme résultat d'une déformation simultanée, en dôme, d'un rubanement originellement incliné vers le Nord-Est, sous une couverture horizontale (Fig. 2.17). Comme l'a démontré RAMSAY (1967, Fig. 9.32), deux séries de surfaces obliques donnent naissance à des plis à plans axiaux distincts. Ceci pourrait expliquer l'excentricité de la fermeture des trajectoires de rubanement dans le dôme de Kallavesi. Une conséquence insoupçonnée de ce phénomène est la démonstration d'une discordance entre socle et couverture à l'échelle de la carte. Cette discordance ne peut pas être observée sur le terrain, le rubanement, près de la limite socle/couverture, étant parallèle au litage de la série de couverture.

A proximité de la bordure des dômes les roches du socle sont intensément foliées. Comme l'a souligné PRESTON (1954), cette déformation décroît rapidement vers l'intérieur des dômes (Fig. 2.18). Le gradient de déformation correspondant, comme nous l'avons démontré précédemment dans la couverture, montre que la déformation est fortement contrôlée par la limite socle/couverture et comme écrit PRESTON (1954) : "On peut tracer la foliation des gneiss de façon continue le long des limites sinueuses de la couverture, tandis que dans le coeur des dômes les structures pré-caréliennes demeurent relativement peu perturbées". Les petites zo-

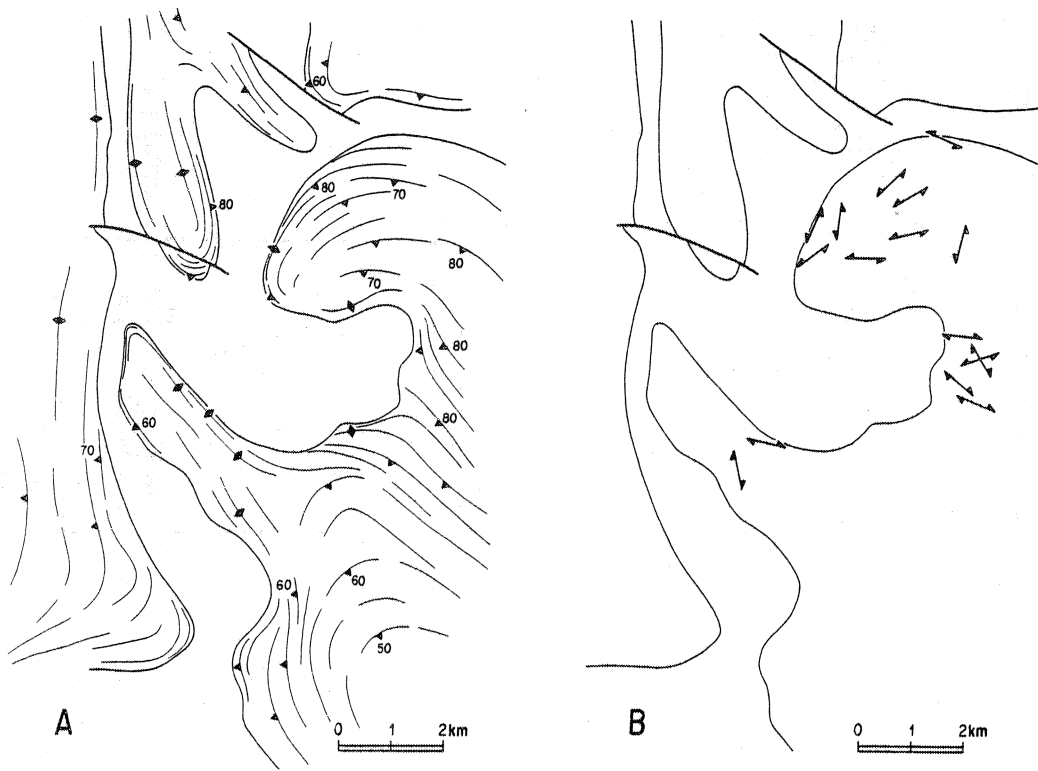


Fig. 2.16 Caractéristiques structurales du socle dans les dômes. a) Trajectoires du rubanement. b) Orientation et sens de cisaillement des zones de cisaillement mineures.

nes de cisaillement sont un autre type de structure, communément observé près de la limite socle/couverture (Fig. 2.15). Ces zones de cisaillement ne sont pas uniquement présentes près de cette limite mais sont plus espacées lorsque l'on s'en écarte. Le sens de cisaillement dominant, donné par ces zones, est senestre dans le dôme de Kuopio et devient dextre dans le dôme de Pieni Neulamaki (Fig. 2.16b). Malheureusement, les mesures n'ont pas été réalisées sur l'ensemble de la zone.

Il n'a pas été trouvé de marqueurs de déformation dans les roches du socle ; aussi les mesures de déformation finie y sont-elles inexistantes.

## 2.7 CRITERES STRUCTURAUX DE L'ORIGINE DIAPIRIQUE DES DOMES DE KUOPIO

Parmi les structures décrites ci-dessus, un certain nombre ont été relevées dans d'autres exemples de dômes ou dans les modèles expérimentaux :

- schistosité parallèle aux bordures des dômes,
- linéation d'étirement à fort plongement,
- fort gradient d'intensité de déformation finie,
- déformation très intense localisée à la bordure des dômes.

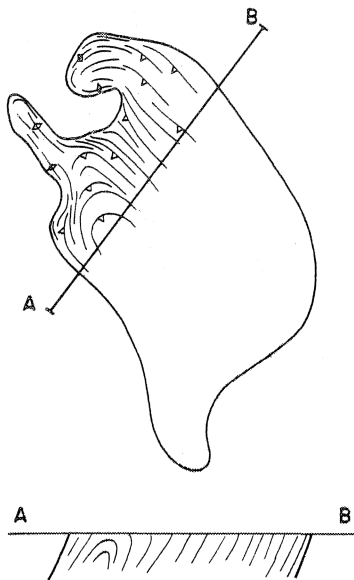


Fig. 2.17 Coupe schématique du dôme de Kuopio montrant la disposition moyenne du rubanement.

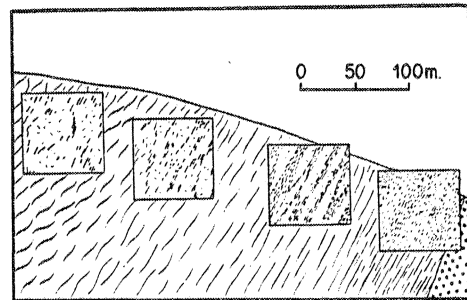


Fig. 2.18 Variation de la fabrique des gneiss à l'approche de la limite socle/couverture dans le dôme de Piikki Neulamaki (d'après PRESTON 1954). Les quartzites constituant la base de la série karélienne sont figurés par des points noirs.

(cf. modèles expérimentaux par RAMBERG 1966, 1967, 1973, FLETCHER 1972, DIXON 1975, et données de terrain par ROSENFELD 1968, STEPHANSON & JOHNSON 1976, COWARD 1976, HUDLESTON 1976, SCHWERDTNER et al. 1978). De telles associations de caractéristiques structurales peuvent être utilisées comme critère de diapirisme (STEPHANSON & JOHNSON 1976, BRUN 1977).

Les modèles expérimentaux et numériques (ex. : BERNER et al. 1972, DIXON 1975, WHITEHEAD & LUTHER 1975, WOIDT 1978) montrent que les diapirs prennent d'abord la forme d'une cloche, puis que la base se resserre tandis que le sommet gonfle comme un ballon, l'ensemble prenant alors une forme de champignon. Pour le dôme de Chindamora (Zimbabwe), RAMSAY (1981) a démontré à l'aide de mesures de déformation finie, comment et dans quelles limites se faisait ce gonflement. La déformation qui est de type aplatissement augmente d'intensité du centre vers la bordure du dôme. Cet effet de gonflement est en lui-même un critère de diapirisme.

Dans le cas des dômes de Kuopio, pendant le stade précoce (en cloche), un cisaillement radial provoque une déformation proche d'une déformation plane ( $K \approx 1$ ) et donne des pendages moyens de la schistosité ( $\approx 45^\circ$ ). Lorsque les dômes commencent à gonfler, les valeurs de  $K$  décroissent progressivement tandis que la schistosité tend à se verticaliser. Entre deux dômes, cet aplatissement progressif est accentué par l'interférence du gonflement simultané de chaque dôme. La bonne corrélation trouvée dans le champ d'aplatissement entre le plongement de la linéation et la valeur de  $K$  (Fig. 2.10) est parfaitement compatible avec cette explication. Les zones situées entre plus de deux dômes sont progressivement raccourcies dans toutes

les directions dans un plan subhorizontal. La constriction qui en résulte est alors superposée sur une déformation plane ou un aplatissement antérieur. Des fluctuations importantes de la valeur de  $K$  sont susceptibles de se produire, dans ces zones, en fonction des vitesses relatives de gonflement des dômes et de la position considérée dans le champ d'interférence des dômes. Ce sont de telles fluctuations qui peuvent expliquer l'absence de corrélation observée dans le champ de la constriction (Fig. 2.10). L'interférence qui résulte du voisinage des dômes nous fournit donc de nouveaux critères de diapirisme :

- Point triple des trajectoires de schistosité, ou du plan d'aplatissement, dans les zones situées entre plus de deux dômes.
- Aplatissement entre deux dômes et constriction entre plan de deux dômes.
- Composantes de cisaillement subhorizontal contrôlées par les bordures des dômes et leurs irrégularités.

## 2.8 UN MODELE DE LA DEFORMATION PROGRESSIVE DANS LES DOMES DE KUOPIO

### 2.81 L'INTERFERENCE DES DOMES

Les données de la déformation finie précédemment fournies peuvent être utilisées pour expliquer les formes contournées des dômes du district de Kuopio (Fig. 2.2). Le modèle de déformation progressive qui suit basé sur ces données est directement déduit de l'évolution en deux stades, immature-mature, clairement mis en évidence dans les modèles expérimentaux (cf. introduction). A Kuopio, au moins dix dômes s'initient pendant le stade initial et se développent jusqu'à acquérir une forme en cloche. Puis chaque dôme augmente de diamètre (gonflement) et interfère avec ses voisins.

Pendant le premier stade, les roches de l'enveloppe gneissique de chaque dôme subissent une combinaison d'aplatissement tri-dimensionnel et de cisaillement simple radial. Les ellipsoïdes de déformation près des limites des dômes sont de type aplatissement  $0 < K < 1$ . Le gonflement des dômes voisins, pendant le deuxième stade, aboutit à une interférence complexe. Le gonflement du dôme de Kallavesi dans sa partie septentrionale et du dôme de Suuri Neulamaki est limité par les dômes voisins (Fig. 2.19). Il en résulte une indentation du grand dôme du Kallavesi par celui beaucoup plus petit du Suuri Neulamaki. Localement, les roches préalablement aplaties sont constrictées entre trois dômes ou plus. Au même moment, les roches de l'enveloppe, pincées entre deux dômes, continuent d'être aplaties. Des irrégularités de bordure des dômes se développent également sous l'effet de cette interférence, et des composantes de cisaillement horizontal, reliées à l'existence de ces irrégularités, se développent tardivement. La théorie des instabilités gravitaires montre que des diapirs de plusieurs ordres peuvent naître dans un système donné (RAMBERG 1967, 1972, 1973). De bons exemples de diapirs de second ordre, à l'intérieur de diapirs de premier ordre, sont connus dans les dômes de sel (KUPFER 1963) et dans les boucliers archéens (SCHWERDTNER et al. 1979).

Le modèle d'indentation développé ici est aussi un mécanisme potentiel de développement de diapirs de second ordre. Cependant, dans ce modèle d'interférence, les dômes de second ordre apparaissent par écoulement différentiel dans le plan horizontal (flèches, Fig. 2.19). Le sens de cisaillement et la courbure des trajectoires du rubanement du socle observés dans

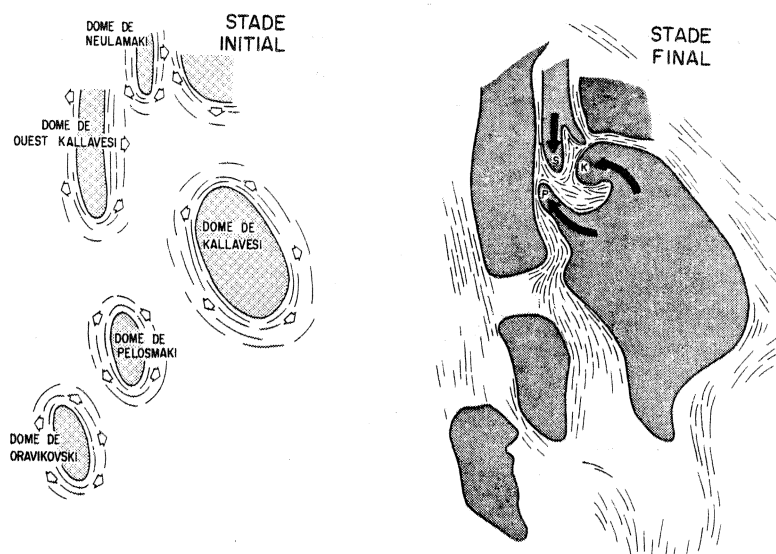


Fig.2.19 Modèle en deux étapes de l'interférence des dômes (cf. explications dans le texte). S : dôme de Suuri Neulamaki, P : dôme de Pieni Neulamaki, K : dôme de Kuopio. Les flèches noires indiquent l'écoulement différentiel horizontal pendant le gonflement des dômes.

le dôme de Kallavesi (Fig. 2.16b) sont compatibles avec un tel écoulement. Aussi l'écoulement différentiel horizontal peut être utilisé pour discriminer entre les deux hypothèses de développement de dômes de second ordre.

De nombreux exemples de diapirs rapprochés sont connus dans divers types de situations orogéniques telles que les ceintures de roches vertes (ex : GOORMAN et al. 1977, DRURY 1977, PLATT 1980) ou les ceintures orogéniques riches en granite (ex : Chaîne Hercynienne Ouest Européenne). Dans ce type de situations, le modèle d'interférence développé plus haut est susceptible d'être utilisé et probablement amélioré.

## 2.82 LE ROLE DE LA LIMITE SOCLE/COUVERTURE

Un des points importants qui se dégagent de cette étude est le rôle de la limite socle/couverture. Les gradients d'intensité de la déformation finie, la forme des zones de déformation constrictive et les composantes de cisaillement apparaissent contrôlés par cette interface pendant le second stage du développement des dômes. Le rôle mécanique des interfaces dans les instabilités d'origine gravitaire a été discuté par plusieurs auteurs. Ainsi, la géométrie de l'interface source-surcharge contrôle-t-elle la nucléation des structures diapiriques (RAMBERG 1967, STEPHANSON 1972), et une part importante de leur développement (TALBOT 1974, 1977). Dans le modèle proposé précédemment, un rôle important a été donné au gonflement simultané de plusieurs dômes voisins. Il est possible que certaines des structures mises en évidence ne soient pas seulement le résultat du gonflement des dômes mais également celui de la géométrie initiale de la limite socle/couverture. Malgré le peu de données dont nous disposons, on peut penser que l'ensemble quartzite-amphibolite a constitué une unité très compétente à la base de la couverture. Des variations d'épaisseur de cette unité pourraient avoir

existé , ce qui expliquerait, par exemple, les grandes différences de dimensions des dômes (Fig. 2.2 et 2.3).

### 2.83 LA DEFORMATION REGIONALE

L'analyse de la taille, de la forme et de la distribution des dômes dans l'ensemble de la Carélie (BRUN 1980) indique que la déformation régionale interfère avec les effets purement diapiriques. Comme le montre la carte des trajectoires de schistosité et de linéation, à cette échelle (voir BRUN 1980, Fig. 2), la déformation régionale résulte probablement d'un cisaillement tangentiel vers le Nord-Est. Cette déformation qui n'a pas développé de structures mineures dans les roches du secteur de Kuopio est cependant responsable de la forme allongée des dômes (Fig. 2.2 et 2.3) et de la régularité d'orientation des linéations d'étirement (Fig. 2.8b). Ainsi, le gonflement des dômes et l'interférence et les effets d'indentation qui en résultent doivent avoir été modifiés par la déformation régionale.

Les méthodes numériques d'inversion de la déformation finie (COBBOLD 1979, PERCEVAULT 1981), pour le second stade de l'évolution des dômes, au moins, pourraient apporter des éclaircissements sur les rôles relatifs de l'interface socle-couverture et de la déformation régionale.



3 LE DOME MIGMATITIQUE DE St MALO :  
 UN EXEMPLE DE DEFORMATIONS SUPERPOSEES  
 RESULTANT DE L'EVOLUTION PROGRESSIVE  
 D'UN DOME. \*

*"If we relax, we may easily become anarchic -  
 the deeper geology may pass into the higher  
 lunacy".*

Read 1951.

3.1 INTRODUCTION

Les dômes migmatitiques sont, sous des formes variées (Fig. 3.1) des éléments constitutifs importants des zones internes de la plupart des domaines orogéniques. La structure de détail y paraît très souvent complexe et quelquefois même "anarchique", et dans tous les cas est décrite comme le résultat de plusieurs "phases de déformation" superposées. Le dôme migmatitique de St Malo ne fait pas exception à cette règle.

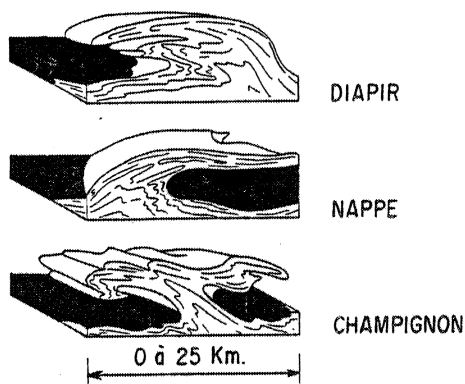


Fig. 3.1 Dômes migmatitiques (d'après HALLER 1956).

L'objectif de ce chapitre, qui est un résumé de BRUN (1975, 1977a) et de BRUN & MARTIN (1978, 1979), est a) de décrire la zonation des "déformations superposées" dans le dôme de St Malo, et b) de montrer que cette zonation provient d'une déformation progressive associée à l'évolution du dôme.

3.2 LA STRUCTURE DU DOME MIGMATITIQUE DE St MALO

Le dôme de St Malo a fait l'objet de nombreuses études (BARROIS 1893, ABRARD 1923, COGNE 1951, BROWN & al. 1971, BRUN 1975, 1977a, BROWN 1979, BRUN & MARTIN 1978, 1979). Malgré la diversité des interprétations qui en a résulté, la plupart de ces auteurs s'accordent à

\* Etude réalisée dans le cadre de l'ATP du CNRS "Phénomènes de Transport de matière dans l'Ecorce terrestre : Interaction entre mécanismes géochimiques et structuraux générateurs d'échange de matière dans le domaine de la migmatisation".

distinguer trois unités lithologiques emboîtées :

- des métatexites, diatexites et granites d'anatexie constituant le *noyau migmatitique*,
- des gneiss à cordiérite et sillimanite constituant le *manteau gneissique*,
- des gneiss et micaschistes constituant l'*enveloppe micaschisteuse*.

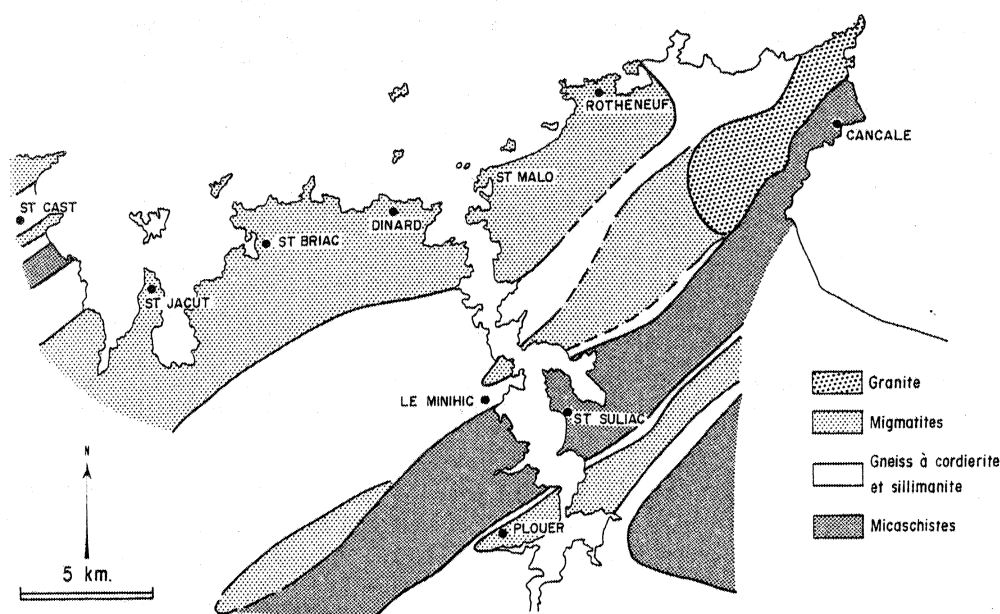


Fig. 3.2 Carte géologique schématique de la région de St Malo.

Les âges les plus divers, pentévrien, cadomien, calédonien, hercynien, ont été proposés alternativement pour ce massif (ABRARD 1923, BARROIS 1893, BROWN & al. 1971, COGNE 1951, GRAINDOR & WASSERBURG 1962, JEANNETTE 1971). Cependant, comme les formations briovériennes épimétamorphiques de Bretagne septentrionale montrent des analogies frappantes avec les formations plus métamorphiques des dômes de St Malo et de Dinan et que ces derniers sont recoupés par le granite de Lanhelin daté à  $487 \pm 15$  MA (JONIN & VIDAL 1975), il paraît logique (BRUN 1977a, BRUN & MARTIN 1978) de lui attribuer, à la suite de JEANNETTE (1971) un âge cadomien ( $\sim 600$  MA).

Le Massif de St Malo apparaît comme un dôme plus ou moins cylindrique, déversé vers le Sud, et allongé dans une direction N 60°E. Cette structure est particulièrement bien marquée par la forme cartographique du noyau migmatitique (Fig. 3.2). Le long de la vallée de la Rance, nous avons pu mettre en évidence (Fig. 3.3) l'existence d'un synforme marginal déversé vers le Sud autour du noyau migmatitique, puis d'un antiforme au niveau du Minihic et enfin d'un synforme droit dans le domaine des micaschistes. L'étude des structures mineures dans la Vallée de la Rance a, par ailleurs, permis de montrer que le développement de ces structures majeures d'orientation moyenne N 60° était précédé et suivi de deux épisodes de déformation sans répercussion à l'échelle cartographique. En conséquence, l'histoire structurale du dôme de St Malo peut être résumée par une succession de trois épisodes de déformation D1, D2 et D3.

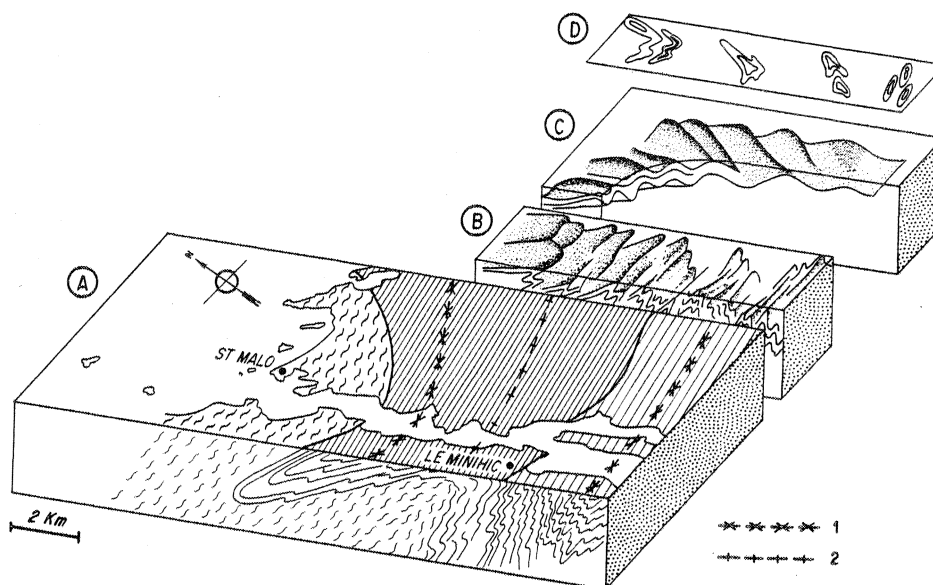


Fig. 3.3 a) Bloc diagramme du Massif de St Malo au niveau de la Vallée de la Rance. b) Variation des plis P2. c) variation des plis P3. d) Interférences P2/P3. 1 et 2 axes des synclinaux et anticlinaux majeurs.

Les déformations  $D1$  présentent des caractères assez uniformes dans l'ensemble du massif. Elles sont essentiellement caractérisées par une foliation parallèle à la stratification des gneiss à grain fin, par de petits plis centimétriques intrafoliaux et par une fine linéation d'étirement parallèle aux axes de plis et surtout visible à la surface des bancs de paragneiss. Ces linéations sont déformées par les déformations  $D2$  et  $D3$  ultérieures et il est par conséquent difficile de donner leur orientation initiale avec précision. Toutefois, les mesures de dispersion de la linéation  $L_1$  autour des plis  $P2$  (BRUN 1975) montrent une orientation moyenne NNW-SSE. Des observations récentes dans l'enveloppe micaschisteuse, ont montré que la ségrégation et la réorientation de très nombreuses veines quartzo-feldspathiques antérieures aux plis  $P2$  indiquaient un cisaillement, vers le Sud, parallèle à la stratification. Aucune structure majeure, nappe ou chevauchement, associée à une telle déformation tangentielle du Nord vers le Sud n'a pu être mise en évidence. L'évolution progressive de la composition chimique des métasédiments le long de la Vallée de la Rance (MARTIN 1977) rend improbable l'existence d'un flanc inverse de nappe entre la ceinture micaschisteuse et le noyau migmatitique.

Les déformations  $D2$  montrent une zonation autour du noyau migmatitique. Les plis  $P2$  sont cylindriques, droits à légèrement déversés vers le Sud, dans la zone des micaschistes et passent progressivement à des plis non cylindriques fortement déversés vers le Sud dans la zone des gneiss (Fig. 3.4 et 3.5). Ces plis ont une tendance axiale moyenne  $N60^\circ$  à  $N80^\circ$  dans les gneiss et micaschistes septentrionaux. A proximité du noyau migmatitique ces plis deviennent fortement non cylindriques et prennent une tendance axiale moyenne subméridienne. Cette variation des caractéristiques géométriques des plis  $P2$  s'accompagne d'une évolution du type de la schistosité  $S2$ . Celle-ci passe, en effet, d'une schistosité pénétrative dans les gneiss pour disparaître presque complètement à proximité du noyau migmatitique. Les plis kilométri-

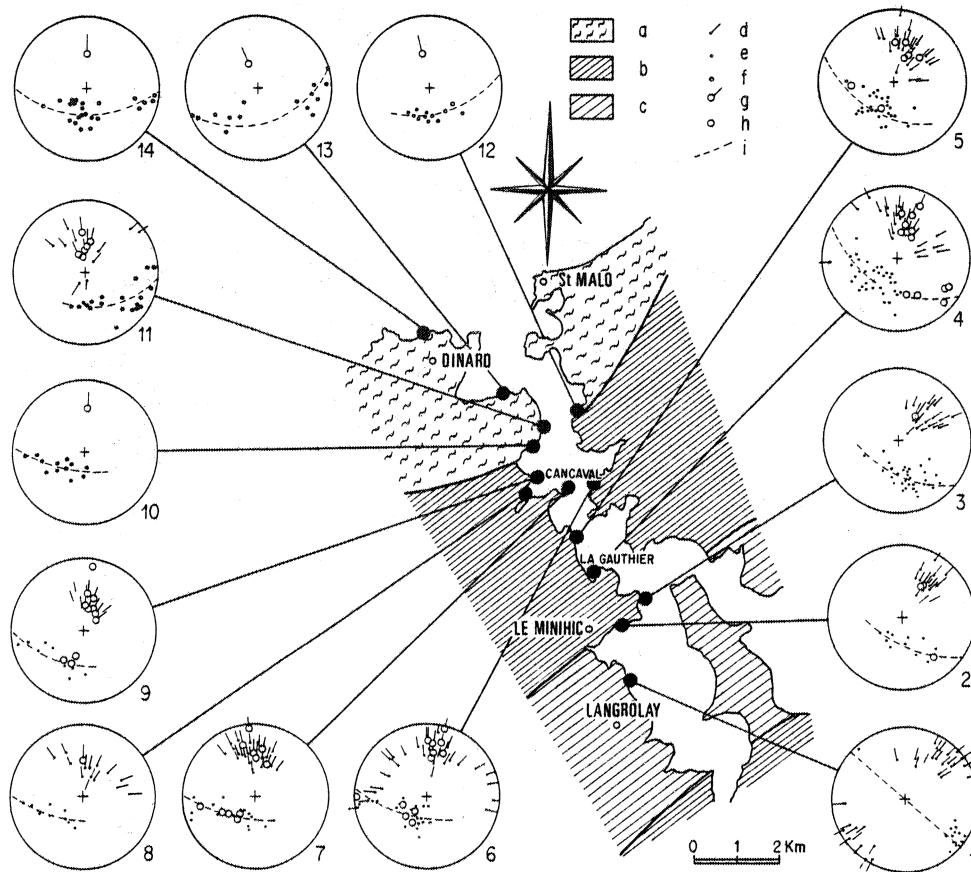


Fig. 3.4 Projection stéréographique des principaux éléments structuraux pour 14 stations dans la Vallée de la Rance. a : migmatites, b : gneiss à cordiérite - sillimanite, c : micaschistes, d : axes de plis P2, e : pôle des plans de foliation, f : pôle des plans axiaux de plis P2, g : axes de plis P3, h : pôle de plans axiaux de plis P3, i : trace cyclographique du plan de dispersion des pôles de plans axiaux de plis P2.

-ques décrits plus haut et représentés sur la figure constituent les plus grandes structures issues de cette phase.

Les déformations D3 sont caractérisées par des plis droits à moyennement déversés (Fig. 3.4 et 3.6) accompagnés d'une faible schistosité de crénulation dans les micaschistes et, localement, par une schistosité plus pénétrative dans les gneiss ceinturant le noyau migmatitique. Ces plis montrent une variation directionnelle progressive de N-S à N 40° du noyau migmatitique vers les micaschistes, et une disposition radiale par rapport au noyau migmatitique. Tardivement, durant la phase D3, cette évolution s'achève par le développement de zones de cisaillement dans le noyau migmatitique et à sa périphérie immédiate (zones de Cancale et St Cast, Fig. 3.6). Il est probable que la variation directionnelle des axes et des plans axiaux de plis P3 (Fig. 3.6) soit à mettre en relation avec la zone de cisaillement dextre de Cancale, la ceinture de micaschiste se trouvant dans son prolongement au niveau de la Vallée de la Rance.

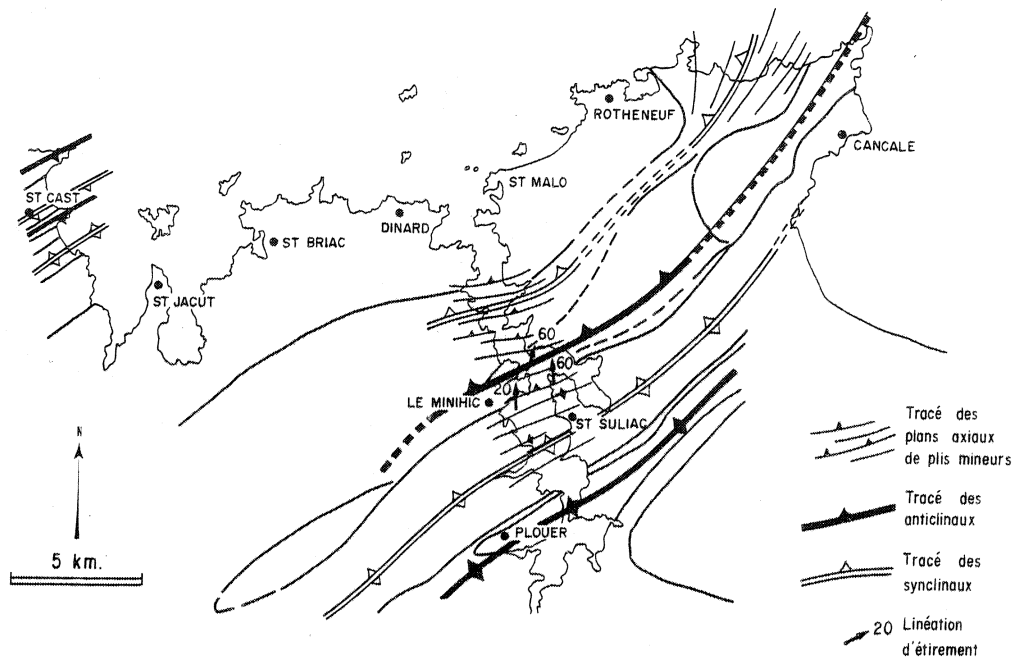


Fig. 3.5 Carte des éléments structuraux de la déformation D2.

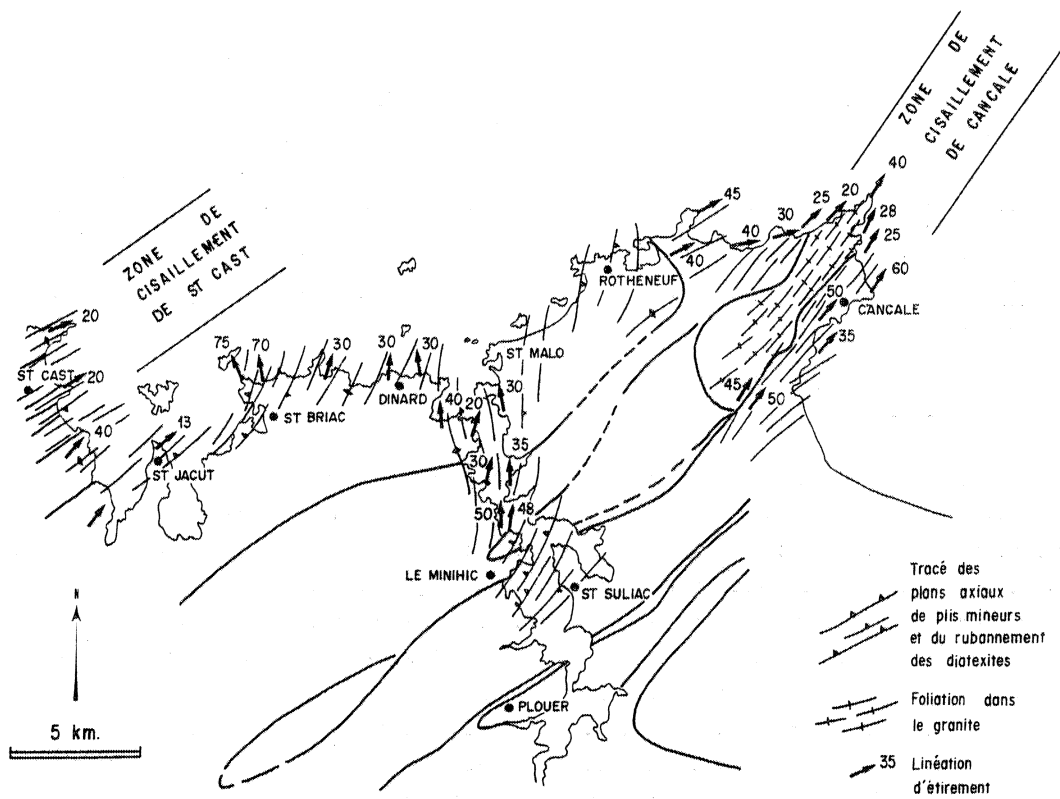


Fig. 3.6 Carte des éléments structuraux de la déformation D3.

Les caractéristiques structurales de ces déformations D2 et D3 qui s'intensifient des micaschistes vers les migmatites résultent toutes les deux du développement de la structure en dôme. Cependant, comme le montre l'étude géométrique des plis P2 et P3 (Fig. 3.5 et 3.6), et l'allure cartographique du massif (Fig. 3.2), c'est essentiellement à la phase D2 qu'est attribuable la mégastructure en dôme décrite plus haut.

L'étude du métamorphisme, dans le Massif de St Malo (Cf. Ch. 10) se heurte au problème de l'intense recristallisation post-cinématique qu'ont subie toutes les roches. En lame mince, elle se traduit par des recristallisations de biotite, et de muscovite en arcs polygonaux dans les charnières de plis P2 et P3, par des textures granuloblastiques du quartz et par une blastèse de grandes muscovites poecilites et de tourmaline. La recristallisation apparaît donc postérieure à la déformation. L'ensemble du massif présente, au moins en reliques blindées dans de la muscovite, des fibres de sillimanite. Ceci indique que le massif entier a été à un moment donné de son histoire, situé sous l'isograde de la sillimanite. La cartographie des isogrades de minéraux symptomatiques stables montre que les isogrades sont centrés sur le noyau migmatitique et qu'ils sont plissés par les plis P2 (ce point sera développé ultérieurement Ch. 10). Le climat du métamorphisme serait donc soit antérieur soit synchrone de la déformation D2.

L'étude de la migmatisation progressive (BRUN & MARTIN 1978) a en outre montré que la métatexie débute vraisemblablement pendant la déformation D1 et se poursuit pendant la déformation D2. Les diatexites sont parfois in situ mais le plus souvent intrusives, tantôt sécantes, tantôt concordantes avec la foliation des gneiss. Leur mise en place est généralement associée aux déformations D3 comme en atteste l'orientation subméridienne de leur fabrique plano-linéaire (Fig. 3.6).

### 3.3 LES VARIATIONS SPATIALES DE LA SUPERPOSITION DES DEFORMATIONS D2 ET D3.

La distinction noyau - manteau - enveloppe faite sur de simples critères lithologiques peut être également argumentée en termes de déformation. En effet, on n'observe dans le noyau migmatitique que des structures essentiellement rattachables aux déformations tardives D3 ; dans le manteau gneissique une superposition évidente, de structures D2 et D3 et dans l'enveloppe de micaschistes, une empreinte modérée des déformations D3 sur les structures D2. Cette forte zonation traduit une variation spatiale des déformations D2-D3 au cours de l'évolution du dôme.

#### 3.31 DANS LE NOYAU MIGMATITIQUE

Le caractère structural le plus marquant est la forte obliquité de l'orientation de la foliation moyenne sur l'allongement cartographique du dôme (Fig. 3.6). L'exemple du secteur de St Briac permet d'illustrer ce fait en détail. Dans ce secteur on a pu mettre en évidence l'existence d'une alternance de bandes, d'orientation N20°, caractérisées les unes par des granites et des diatexites, et les autres par des diatexites et des métatexites. Les métatexites apparaissent sous forme d'enclaves dans lesquelles on peut reconnaître localement la superposition de deux ou trois épisodes de déformation. Les diatexites, au moins dans les zones où elles dominent largement sur les métatexites, présentent une structure plano-linéaire et un allongement préférentiel de leurs enclaves dont on peut se servir pour déduire la position des axes principaux de la déformation finie. Le long d'une coupe sub-orthogonale à la trace des bandes on constate que la position de la foliation (XY) varie peu, de NS à

N40°, et que la linéation d'étirement (X) montre un fort plongement vers le secteur Nord (Fig. 3.7). La foliation des diatexites et des métatexites est fréquemment affectée, à l'échelle de l'affleurement, par des zones de cisaillement E-W en majorité dextres (Fig. 3.8).

Il n'existe pas de fabrique dans ces zones comme dans celles décrites par RAMSAY & GRAHAM (1970). Ceci semble indiquer que la recristallisation était encore très intense au moment de leur développement.

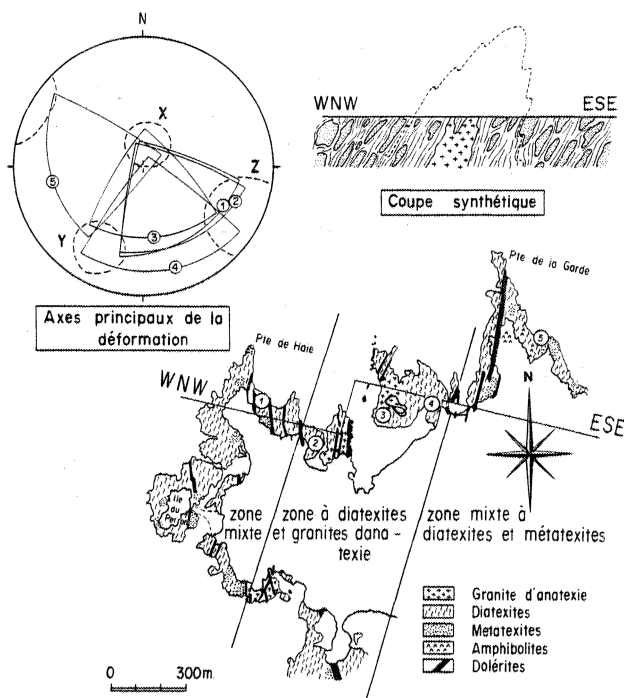


Fig. 3.7 Structure et déformation des migmatites dans le secteur de St Briac.

L'ensemble de ces caractères, géométriques et métamorphiques, permet d'interpréter la structure du secteur de St Briac comme un anticlinal d'orientation axiale N20 dans le coeur duquel remontent les granites d'anatexie (Fig. 3.7). Le noyau migmatitique est ainsi caractérisé par l'existence et la prédominance de structures D3 d'orientation N360 à N20 (stéréogrammes 10, 11, 12, 13, 14, Fig. 3.6), c'est-à-dire "radiales" par rapport à la limite noyau migmatiti-

que / manteau gneissique.

### 3.32 DANS LE MANTEAU GNEISSIQUE

Les plis P3 droits à déversés se superposent à des plis couchés P2 asymétriques et non-cylindriques (Fig. 3.9 et 3.10). Les plis métriques P2 sont caractérisés par une disper-

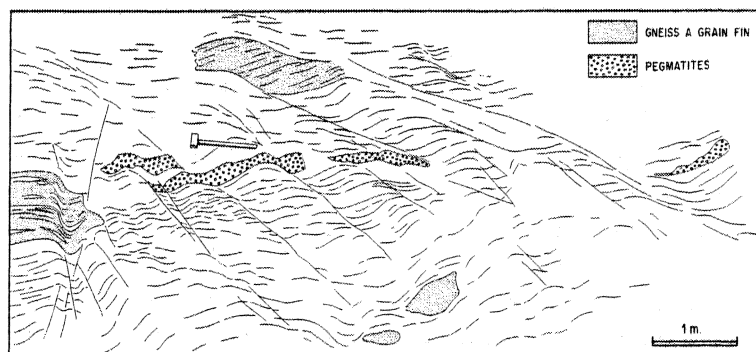


Fig. 3.8 Zones de cisaillement mineures dans les diatexites rubanées à St Briac.

sion axiale forte, de  $40^\circ$  à  $160^\circ$  (Stéréogrammes 4, 5, 6, 7, 8, Fig. 3.4), et un amortissement de leur amplitude le long du plan axial. La direction de mouvement différentiel entre flancs (BRUN 1977b) obtenue pour ces plis à l'aide de la méthode de l'angle de séparation (HANSEN 1971) ou de l'étude des linéations L1 déformées (WEISS 1959, RAMSAY 1960) varie de N  $340^\circ$  à N  $30^\circ$  et indique une réorientation des axes de plis, d'une direction initiale N  $60^\circ$  à N  $90^\circ$ ,

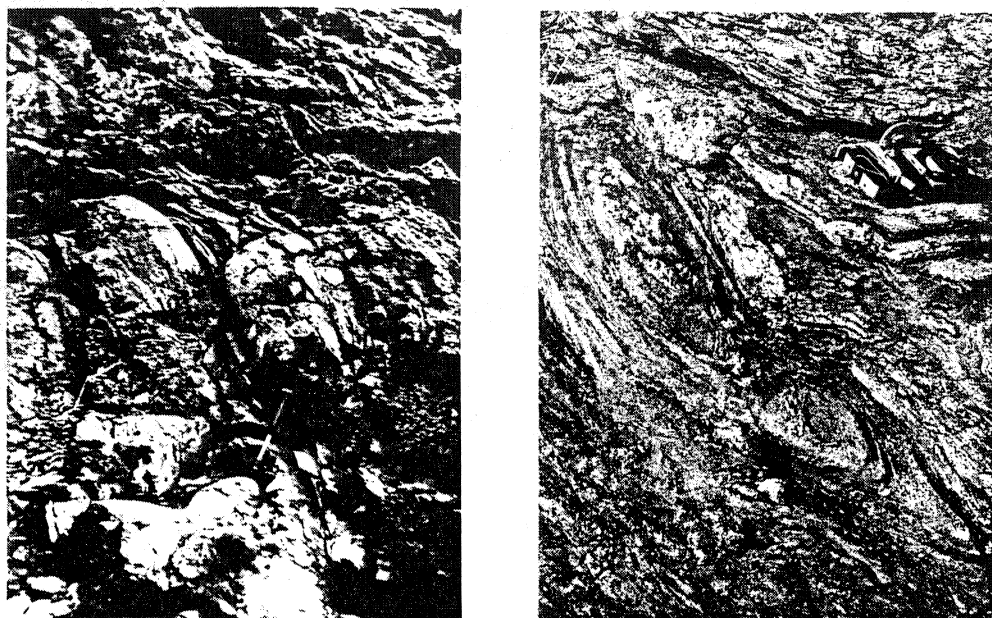


Fig. 3.9 Plis non-cylindriques dans le manteau gneissique. A gauche, plis métriques dans le secteur de Quelmer (Cf. mesures stéréo. 6, Fig. 3.4). A droite, figures en "oeil", provenant de la section de plis non-cylindriques décimétriques dans le secteur du Poriou (Cf. mesures stéréo. 5, Fig. 3.4).

vers une direction subméridienne (BRUN 1975), au cours de la déformation progressive D2. Les plis P3 sont également non cylindriques mais plus faiblement que les plis P2. Ces plis P3 droits à déversés déforment les plis P2 en donnant des interférences de type 2 (RAMSAY 1962), dans un plan horizontal. Les directions de mouvement différentiel entre flancs de plis obtenues par l'étude des linéations déformées ont une orientation N  $10^\circ$  à N  $30^\circ$ , peu différente de celles obtenues pour les plis P2, bien que les plans axiaux de ces deux générations de plis soient sub-orthogonaux.

Du point de vue de l'orientation axiale des plis, on constate donc que le manteau gneissique est caractérisé par un plissement P2 "périphérique", c'est-à-dire d'orientation axiale parallèle à la limite noyau migmatitique / manteau gneissique, et un plissement P3 "radial", fortement oblique à cette limite.

### 3.33 DANS L'ENVELOPPE MICASCHISTEUSE

Les plis P2 sont droits à légèrement déversés. Les plis cylindriques à légèrement non cylindriques ont une orientation axiale N  $60^\circ$  - N  $70^\circ$  (Stéréogrammes 1 et 2, Fig. 3.4). Aucune interférence de plis P2 et P3 n'a été observée, et seules des crénulations P3 millimétri-





Fig. 3.10 Superposition de plis P2 et P3 à Cancaval

-ques à centimétriques, d'orientation N 30° - N 40° soulignent les effets des déformations D3. Comme l'ont montré GHOSH & RAMBERG (1968) il est difficile de créer de nouveaux plis dans un système déjà plissé lorsque l'obliquité entre les directions de raccourcissement des deux déformations est inférieure à 30°. Les crénulations P3 attestent ainsi d'un aplatissement des plis P2 obliquement à leur plan axial pendant la déformation D3.

*On note donc dans l'enveloppe micaschisteuse une prédominance de plis P2 "périphériques" aplatis pendant la déformation D3.*

### 3.4 LA DEFORMATION FINIE

L'état de la déformation finie peut être caractérisé dans le dôme de St Malo par les directions principales de déformation ( $X > Y > Z$ ), les gradients d'intensité et localement par l'ellipsoïde de déformation.

#### 3.41 LES DIRECTIONS PRINCIPALES

Elles sont obtenues par la mesure a) de la schistosité ou du plan axial des plis qui constituent une approximation raisonnable du plan d'aplatissement XY et b) de la linéation d'étirement qui correspond à la direction d'étirement principal X.

La déformation D2 dans la Vallée de la Rance est caractérisée par un plan d'aplatissement d'orientation N 60° à N 80° vertical dans l'enveloppe micaschisteuse, et à pendage Nord dans le manteau gneissique, et un étirement subméridien (Fig. 3.5).

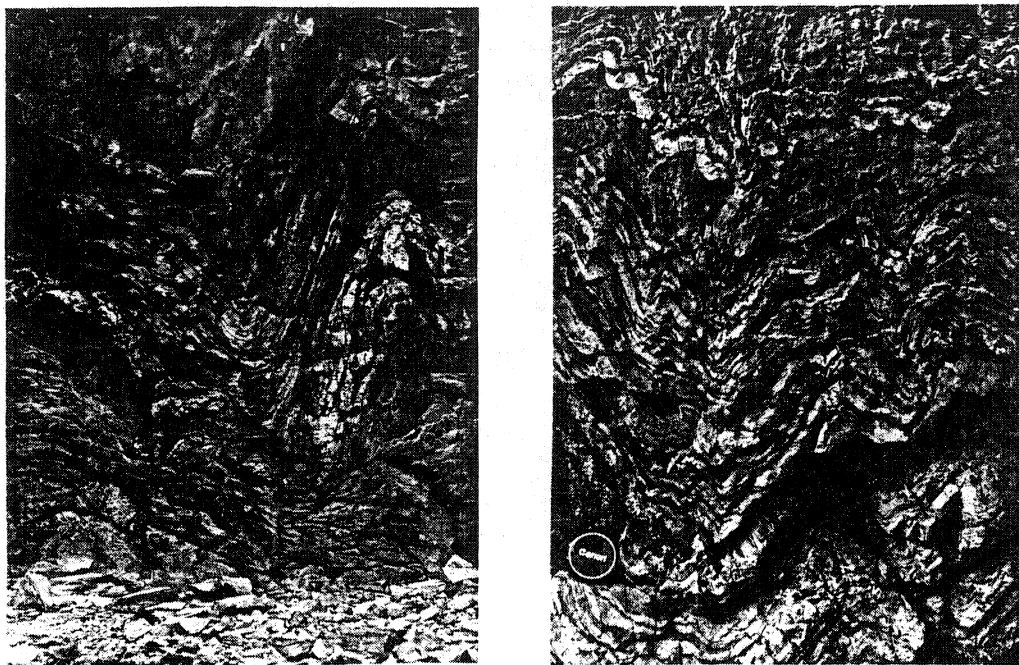


Fig. 3.11 Plis P2 droits, concentriques aplatis, dans l'enveloppe micaschisteuse. A gauche, plis métriques dans le secteur de St Suliac. A droite, plis décimétriques dans le secteur de Langrolay.

La déformation D3 est caractérisée par un plan d'aplatissement vertical ou à fort pendage d'orientation N 350° à N30 (Fig. 3.6). Dans les zones de cisaillement de St Cast et de Cancale, qui encadrent le dôme, le plan d'aplatissement prend une orientation N 40° à N 60°, parallèle à l'allongement du dôme (Fig. 3.6). La direction d'étirement, qui varie de N 340° à N 90° selon l'endroit considéré dans le dôme tend à être en tout point fortement oblique aux limites noyau / manteau (Fig. 3.6). Dans les zones de cisaillement de St Cast et Cancale la direction d'étirement est subparallèle à la direction des zones (Fig. 3.6).

Ces deux zones de cisaillement transcurrent dextre ont été rattachées aux déformations D3 du fait de la continuité des structures aux zones avec les structures externes. Cependant, l'origine et le fonctionnement de ces zones est probablement à rechercher ailleurs que dans la dynamique propre du dôme.

Si l'on excepte le cas des zones de cisaillement, on constate que, selon la terminologie employée précédemment pour les plis, la déformation D2 est caractérisée par un plan d'aplatissement "périphérique" et un étirement "radial" tandis que pour la déformation D3 plan d'aplatissement et direction d'étirement sont "radiaux".

#### 3.42 L'ELLIPSOÏDE DE DEFORMATION

Elle a été déterminée dans quatre stations, à l'aide de la méthode de TALBOT (1970). Cette méthode utilise les structures des veines quartzo-feldspathiques, pour définir la forme des champs d'extension et de raccourcissement de l'ellipsoïde de déformation. Dans un cas d'aplatissement ces champs sont respectivement caractérisés par des veines affectées par du

double-boudinage et du plissement dans plusieurs directions (Fig. 3.12 et 3.13). Si le nombre de mesures est suffisant pour chaque type de veines déformées on peut déterminer les angles d'ouverture de la surface sans déformation longitudinale finie (S.S.D.L.F.) (FLINN 1962, RAMSAY 1967) dans les plans principaux,  $\psi_{xz}$  et  $\psi_{yz}$  dans un cas d'aplatissement, et  $\psi_{xy}$  et  $\psi_{xz}$  dans un cas de constriction. Ces angles permettent ensuite de calculer les rapports axiaux X/Y et Y/Z de l'ellipsoïde de déformation.



Fig. 3.12 Veines affectées par du double plissement. Secteur de Cancaval.

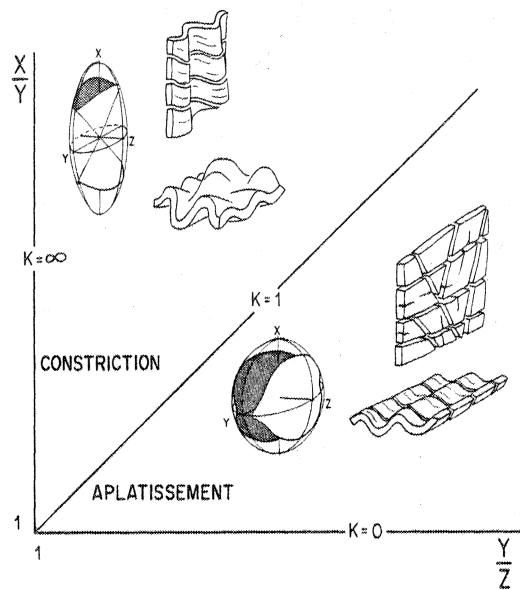


Fig. 3.13 Relations existant entre les structures des veines plissées, leurs associations et l'ellipsoïde de déformation.

Le tableau 1 et la figure 3.14 résument l'ensemble des données concernant les quatre affleurements étudiés. On constate que les affleurements de Garel et de La Landriais situés à la limite manteau gneissique / enveloppe micaschisteuse montrent de l'aplatissement  $K < 1$  ( $K = (X/Y - 1)/(Y/Z - 1)$ , FLINN 1962) tandis que ceux de Cancaval et de La Richardais situés près de la limite noyau migmatitique / manteau gneissique montrent de la constriction  $K > 1$ .

Les valeurs absolues de  $K$  et de  $r$  obtenues pour ces quatre stations sont relativement imprécises. Tout d'abord la méthode de TALBOT est sensible aux changements de volume (BARR & COWARD 1974, RAMSAY 1976), dont on ne possède aucune estimation. Ensuite, la détermination précise des angles d'ouverture de la S.S.D.L.F. nécessite qu'un grand nombre des veines mesurées soient situées près de cette surface. Ce n'est pas le cas pour les affleurements de Cancaval et La Richardais où le nombre de veines montrant du double plissement est trop faible pour tracer avec précision la S.S.D.L.F. (Fig. 3.14). Ceci conduit à une incertitude sur les valeurs de  $K$  et de  $r$ , particulièrement lorsque  $K > 1$  le champ d'extension étant très large sur la projection stéréographique (Fig. 3.14). Quoi qu'il en soit, l'opposition entre constriction dans le manteau gneissique et aplatissement dans l'enveloppe micaschisteuse est indubitable.

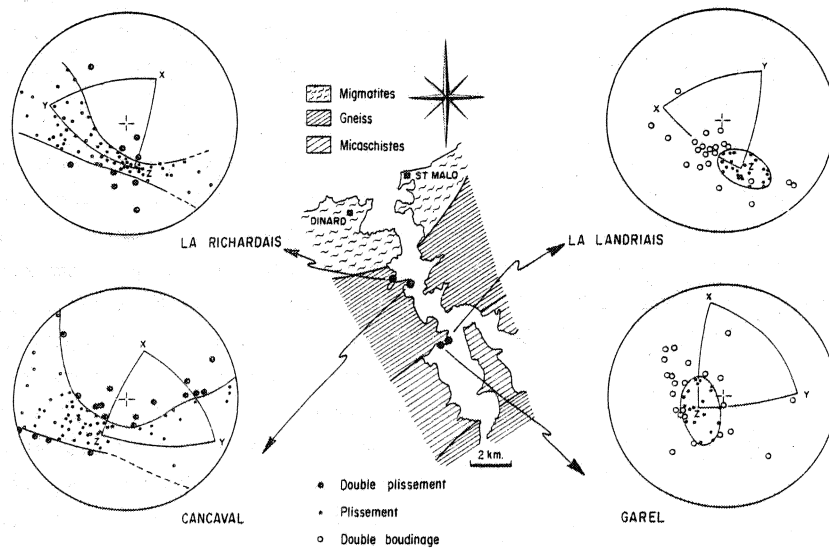


Fig. 3.14 Données relatives à quatre stations de mesures de position des veines déformées dans la Vallée de la Rance.

STRUCTURE DES VEINES			$\psi_{xy}$	$\psi_{xz}$	$\psi_{yz}$	$\frac{X}{Y}$	$\frac{Y}{Z}$	K	r
doublé plissement	plissement	doublé boudinage							
GAREL		24	22	29°	20°	1.27	1.86	0.32	2.13
LA LANDRIAIS		22	23	22°	15°	1.44	2.84	0.24	3.28
CANCAVAL	18	57		30°	14°	16.25	2.16	13.08	18.41
LA RICHARDAIS	9	63		26°	9°	27.23	3.18	11.98	29.41

Tab. 3.1 Caractéristiques des veines quartzo-feldspathiques déformées et de l'ellipsoïde de déformation finie dans la Vallée de la Rance.

### 3.43 LES GRADIENTS D'INTENSITE

La détermination des courbes  $T\alpha/\alpha$  (RAMSAY 1967), qui traduisent les variations d'épaisseur d'une couche plissée, permettent de visualiser rapidement les différentes classes de plis représentées sur un affleurement. Ainsi, le long de la coupe étudiée, on constate un rétrécissement progressif du champ couvert par ces courbes, déterminées par zones, au fur et à mesure que l'on se rapproche du noyau migmatitique (Fig. 3.15). Dans les zones externes, les courbes  $T\alpha/\alpha$  se répartissent depuis le champ des plis de classe 1A à celui des plis de classe 3. Dans l'enveloppe gneissique, elles se regroupent fortement autour de la courbe caractéristique des plis de classe 2 (semblable), et cette tendance s'accroît à proximité du noyau.

L'alternance, d'une couche à l'autre, d'isogones divergentes (classe 3) et convergentes (classe 1c) indique un processus de flambage suivi de déformation homogène (RAMSAY 1967, p. 432). On peut donc considérer ces plis, qui ont une géométrie d'ensemble proche du

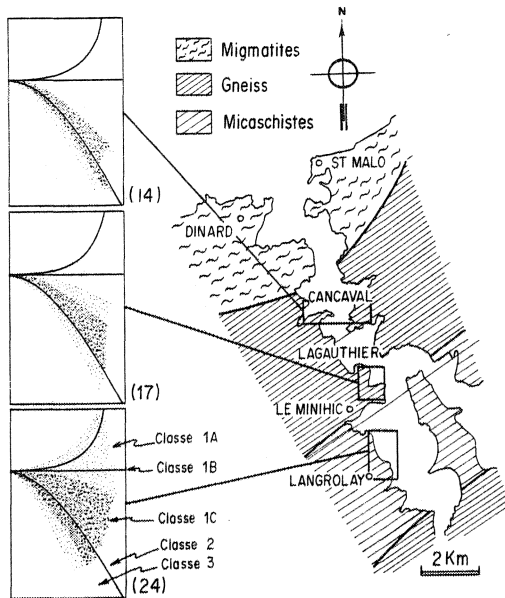


Fig. 3.15 Variation des profils de pli P2 (courbes  $t'(\alpha/\alpha)$ ) le long de la Vallée de la Rance. Entre parenthèse, le nombre des plis mesurés pour chaque station.

type semblable (classe 2), comme l'évolution de plis originellement concentriques sous l'effet d'une déformation homogène plus ou moins intense.

Le degré de métamorphisme et la nature minéralogique des paragneiss étant identiques au Minihic et à Cancaval, on peut en déduire une intensification du raccourcissement perpendiculaire au plan axial des plis P2 de l'enveloppe vers le noyau migmatitique. Il convient cependant de remarquer que cette intensification peut ne pas être le seul fait des déformations D2 et résulte probablement de la superposition des déformations D3 dont les effets, comme nous le verrons plus loin, sont intenses en bordure du noyau. L'étude des profils d'isogones (BRUN 1975) montre, d'autre part, que, quelle que soit la zone considérée, on observe une convergence - divergence alternée, d'une couche à l'autre, des isogones mais d'autant plus forte que l'on s'éloigne du noyau migmatitique.

Ceci met aussi en évidence une diminution des contrastes de propriétés rhéologiques à degré de métamorphisme croissant.

L'étude du style des plis P3 montre, comme pour celle des plis P2 une convergence vers la classe 2 (plis semblables, RAMSAY 1967) à degré de métamorphisme croissant. Cependant, cette évolution, au lieu de s'étendre de l'enveloppe au noyau migmatitique, est plus limitée et s'effectue entre le Minihic et St Malo. Dans le secteur de La Gauthier, les plis sont très variés et se répartissent de la classe 1A à la classe 3. A proximité du noyau, on n'observe plus que des plis de classe 1C à 3 avec, comme pour les plis P2, une alternance classe 1C - classe 3, d'une couche à l'autre, la géométrie d'ensemble étant semblable (classe 2).

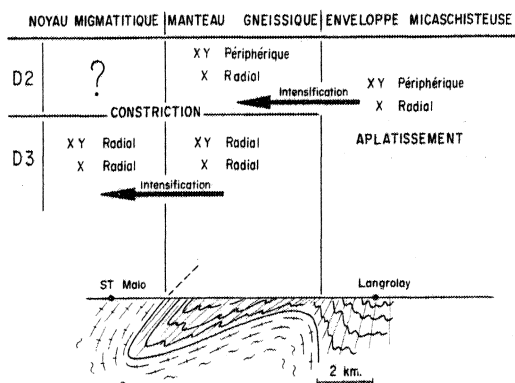


Fig. 3.16 Zonation des déformations D2 et D3 le long de la Vallée de la Rance.

L'étude de la géométrie des plis P2 et P3 met donc en évidence un gradient d'intensité de déformation, centré sur le noyau migmatitique, mais plus "resserré", autour du noyau pour D3 que pour D2.

Cette intensification de la déformation vers le noyau migmatitique est confirmée par la supériorité des valeurs du paramètre  $r$  de Cancaval et La Richardais (Fig. 3.14) sur celle du Minihic et de La Landriais, malgré les restrictions faites précédemment concernant la précision de ces valeurs.

L'ensemble de ces données permet d'établir un tableau schématique de la zonation de

la déformation dans le dôme migmatitique de St Malo (Fig. 3.16).

### 3.5 LA SUPERPOSITION DES DEFORMATIONS D2/D3 : RESULTAT D'UNE DEFORMATION PROGRESSIVE LIEE A L'EVOLUTION DU DOME

Les déformations D2 et D3 ont en commun :

- une direction d'étirement X radiale,
- un gradient d'intensité centré sur le noyau migmatitique.

Elles se distinguent par :

- la position du plan d'aplatissement XY périphérique pour D2 et radial pour D3.

La déformation finie pour l'ensemble D2/D3 passe de l'aplatissement dans l'enveloppe à de la constriction dans le noyau.

La validité, en tant que critères de diapirisme, de ces caractéristiques de la déformation dans le dôme migmatitique de St Malo sera discuté dans le chapitre 3. Nous pouvons cependant, dès à présent, montrer comment cette déformation apparemment polyphasée D2/D3 résulte, en fait, d'une déformation progressive liée à l'évolution du dôme.

Les plis P2 majeurs et mineurs, dans le manteau gneissique (Fig. 3.5) attestent d'un déversement général des structures vers le SE. Le gradient d'intensité de la déformation et de l'orientation subméridienne des directions d'étirement montrent que le déversement des plis provient d'une déformation à forte composante d'un cisaillement radial vers le sud (Fig. 3.17).

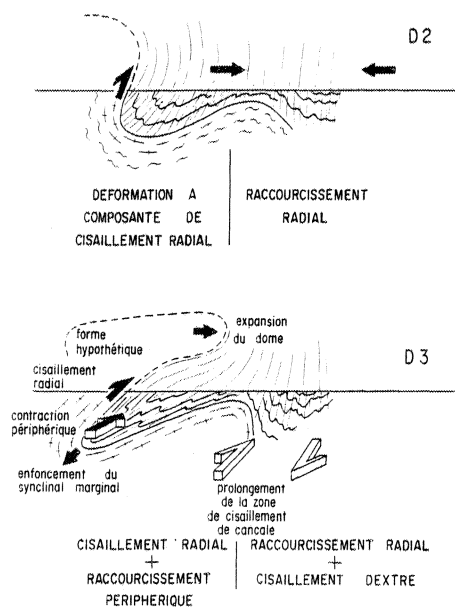


Fig. 3.17 Régime des déformations D2 et D3 le long de la Vallée de la Rance.

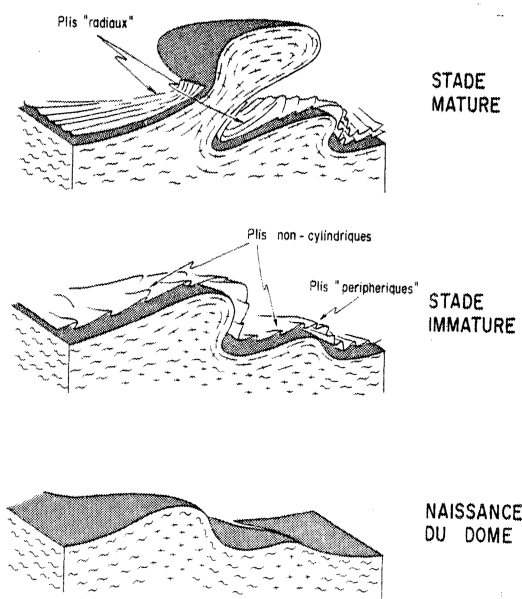


Fig. 3.18 Modèle de l'évolution progressive du dôme migmatitique de St Malo.

Dans l'enveloppe micaschisteuse, les plis droits à légèrement déversés ne témoignent, par contre, que d'un simple raccourcissement radial NNW-SSE (Fig. 3.17). Cette déformation caractérisée par un raccourcissement radial correspond à un

*stade précoce de l'évolution du dôme pendant lequel le noyau migmatitique s'individualise, et remonte en tendant à se déverser vers le Sud (Fig. 3.18).*

Le "resserrement" de la déformation D3 autour du noyau, la disposition radiale de la direction d'étirement et du plan d'aplatissement et la nature constrictive de la déformation dans le manteau gneissique traduisent une continuité du cisaillement radial vers le Sud mais avec une composante de raccourcissement périphérique (Fig. 3.17). Cette déformation traduit une "constriction" du noyau migmatitique, au niveau d'observation actuel, vraisemblablement associé à une expansion proportionnelle du chapeau du dôme pendant son évolution tardive. La courbure des trajectoires du plan d'aplatissement D3 dans l'enveloppe micaschisteuse (Fig. 3.6) traduit les effets cumulés d'un raccourcissement radial et d'un cisaillement dextre transcurrent (Fig. 3.17). Il est possible que les micaschistes de l'enveloppe du dôme de St Malo, constituent, dans la Vallée de la Rance, la prolongation de la zone de cisaillement mise en évidence dans la région de Cancale (Fig. 3.6).





# INTERFERENCE ENTRE LE GONFLEMENT DES PLUTONS ET LA DEFORMATION REGIONALE

4	MODELES CINEMATIQUES DE PLUTONS	69
4.1	INTRODUCTION	69
4.2	RHEOLOGIE DES MAGMAS PENDANT LA MISE EN PLACE DES PLUTONS	70
4.3	ASCENSION ET GONFLEMENT	70
4.4	LA DEFORMATION PENDANT LE GONFLEMENT	71
4.41	Modèle de gonflement circulaire	71
4.42	Utilisations et limites du modèle	77
4.43	Modèle de gonflement elliptique	77
4.44	Conclusions	77
5	LE GRANITE DE FLAMANVILLE : UN PLUTON SYNTECTONIQUE	79
5.1	INTRODUCTION	79
5.2	LE CONTEXTE GEOLOGIQUE	79
5.3	LA ZONATION DE LA CRISTALLINITE DE L'ILLITE	80
5.4	FRONTS ET TRAJECTOIRES DE SCHISTOSITE	82
5.41	Méthode	82
5.42	Les fronts de schistosité	82
5.43	Les trajectoires de schistosité	83
5.5	LA DEFORMATION AU CONTACT DU PLUTON	84
5.51	Le plan d'aplatissement	84
5.52	La direction d'étirement	84
5.53	Les plis	85
5.6	LA CINEMATIQUE DE MISE EN PLACE	87
5.61	Le gonflement du pluton	87
5.62	Gonflement et linéation d'étirement	89
5.63	L'influence de la lithologie sur la forme du pluton	89
5.64	L'interférence déformation régionale / diapirisme	90
6	CHAMPS DE DEFORMATION FINIE DUS A L'INTERFERENCE DU GONFLEMENT DES PLUTONS ET DE LA DEFORMATION REGIONALE. APPLICATION AUX GRANITOIDE HERCINIENS DE LA SIERRA MORENA OCCIDENTALE (ESPAGNE)	91
6.1	INTRODUCTION	91

6.2 UN MODELE MATHEMATIQUE SIMPLE D'INTERFERENCE ENTRE GONFLEMENT ET CISAILLEMENT	
SIMPLE	91
6.21 Equations de déplacement	91
6.22 Forme du pluton	93
6.23 Trajectoires du plan principal d'aplatissement et points triples	94
6.24 Position de $\lambda_1$	95
6.25 Variations de l'ellipsoïde de déformation	95
6.26 Variations d'intensité de la déformation	95
6.3 L'INTERFERENCE DEFORMATION REGIONALE / DIAPIRISME DANS L'ANTICLINAL DE BURGUILLOS (SIERRA MORENA OCCIDENTALE)	95
6.31 Les plutons	95
6.32 Le contexte tectonique	98
6.33 Les trajectoires de schistosité	100
6.34 La linéation d'étirement	101
6.35 Les superpositions de structures mésoscopiques	102
6.36 La déformation progressive dans l'anticlinal de Burguillos	102
6.37 Les deux types d'interférence gonflement / cisaillement	103
6.4 DISCUSSION	104
7 FORME ET STRUCTURE DES PLUTONS SYNCINEMATIQUES D'UN CISAILLEMENT TRANSCURRENT : APPLICATION AUX LEUCOGRANITES HERCINIENS DE BRETAGNE MERIDIONALE	105
7.1 INTRODUCTION	105
7.2 LE CONTEXTE GEOLOGIQUE	105
7.21 Géologie générale	105
7.22 Géologie structurale et déformation	107
7.23 Position du problème	108
7.3 ANALYSE DE LA FORME ET DE L'ORIENTATION DES PLUTONS	108
7.31 Données	108
7.32 La forme tridimensionnelle des plutons	109
7.33 Relations avec la structure de l'encaissant	110
7.4 MODELE MATHEMATIQUE D'INTERFERENCE INCREMENTALE ENTRE GONFLEMENT ET CISAILLEMENT	114
7.41 Le modèle de gonflement	114
7.42 Procédure de calcul	116
7.43 Résultats	116
7.5 DISCUSSION	118
7.51 Chronologie relative de la mise en place des plutons et de la déformation régionale	118
7.52 La forme des plutons et les variations régionales de la déformation synchro- ne de leur mise en place	119
8 L'INTERFERENCE ENTRE LE GONFLEMENT DES PLUTONS ET LA DEFORMATION REGIONALE. RESULTATS, METHODE et PERSPECTIVES	121
8.1 INTRODUCTION	121
8.2 LE GONFLEMENT DES PLUTONS	121
8.3 L'INTERFERENCE GONFLEMENT / DEFORMATION REGIONALE	122
8.31 Les trajectoires principales	122

8.32 Les trajectoires principales obliques aux contours des plutons	123
8.33 Les points triples de schistosité	124
8.4 LES PLUTONS MARQUEURS DE LA DEFORMATION DE LA CROUTE CONTINENTALE	124

La thèse défendue dans cette seconde partie, fondée sur des arguments de terrain et vérifiée à l'aide de modèle mathématique, est que, *lorsque des diapirs se mettent en place dans une croûte en cours de déformation, il en résulte une interférence visible dans le champ de déformation finie.*

Les plutons granitiques, on le sait, se présentent dans une grande variété de contextes géologiques. C'est la raison pour laquelle de nombreux auteurs se sont attachés à en proposer des classifications en fonction de leur niveau structural, de leur contexte métamorphique, de leur structure, de leur forme, etc... (ESKOLA 1932, WEGMAN 1935, RAGUIN 1957, READ 1957, BUDDINGTON 1959, HUTCHINSON 1970, PITCHER & BERGER 1972, CAPDEVILA et al. 1973, STEPHANSON 1975, PITCHER 1979). D'autres auteurs ont reconnu depuis longtemps, malgré cette diversité de contexte, la nature diapirique de leur mécanisme de mise en place (WEGMAN 1932, GRDUT 1945, RAMBERG 1970, SORGENFREI 1971). Cette interprétation est d'autant plus réaliste que la majorité des granites sont moins denses que leur encaissant, ce qui se traduit dans presque tous les environnements géologiques par des anomalies gravimétriques négatives importantes (ex. : BOTTEL et al. 1970, SWEENEY 1975, VIGNERESSE 1978) centrées sur les plutons. Si la flottabilité des granites est une raison suffisante de leur ascension diapirique d'autres facteurs tels que la pression des fluides, le serrage tectonique, l'expansion due à la fusion partielle, ou le pourpage sismique peuvent également y contribuer (RAST 1970, PITCHER 1979).

Les raisons énumérées brièvement ci-dessus, le nombre et la solidité des arguments réunis en faveur du diapirisme, par une pléiade d'auteurs, depuis un demi-siècle, en font des objets de choix pour l'étude des interférences du diapirisme avec la déformation régionale.

Afin d'éviter toute ambiguïté aux développements qui suivent, il convient de préciser que les plutons considérés pour cette étude sont situés à la limite du front de schistosité, c'est-à-dire dans le domaine de la déformation ductile, et au-dessus de la mésozone profonde, c'est-à-dire sans relation immédiate, à l'affleurement, avec le domaine de la fusion partielle. D'autre part, parmi les exemples de terrain retenus, le Granite de Flamanville (Massif Armoricain) et les Granitoïdes de la Sierra Morena (Hercynides Sud-Ibériques) étaient préalablement considérés comme des granitoïdes circonscrits post-tectoniques (d'après la terminologie de RAGUIN 1957).

Cette seconde partie est divisée en cinq chapitres. Dans le premier (Ch. 4), sur la base des données existant dans la littérature, et à l'aide de modèles mathématiques originaux, on passe en revue les problèmes cinématiques de mise en place des plutons. Dans les deux suivants (Ch. 5 et 6), les exemples du Granite de Flamanville et des Granitoïdes de la Sierra Morena sont présentés en détail et discutés, du point de vue des champs de déformation finie résultant de l'interférence entre le gonflement des plutons et la déformation régionale. L'exemple des leucogranites de Bretagne Méridionale (Ch. 7) est utilisé pour traiter le problème des effets relatifs du gonflement et d'un cisaillement transcurrent sur la forme tridimensionnelle des plutons, et la chronologie relative des deux phénomènes. Enfin, le chapitre 8 tente de synthétiser les résultats acquis sur le thème de l'interférence et d'en discuter les caractéristiques générales et les implications.



#### 4 MODELES CINEMATIQUES DE PLUTONS

*"I think that most geologists at some time in their career become interested in granites and, judging from past writings on this topic, it seems that one is allowed considerable poetic license when dealing with it".*

W.S. FYFE (1971)

##### 4.1 INTRODUCTION

De nombreuses études structurales, sur le terrain, ainsi que des études géophysiques ont montré que les plutons épizonaux ont très souvent, en profondeur, une forme de "mongolfière" ou de "goutte d'eau inversée", plus ou moins aplatie dans un plan horizontal. L'éventail des formes résultantes, de la "carotte" au "champignon", est correctement expliqué par des modèles diapiriques expérimentaux dans lesquels on fait varier les contrastes de densité et de viscosité entre le diapir et sa matrice (WHITEHEAD & LUTHER 1975, WOIDT 1978, Cf. Introduction générale).

Les études de terrain ont également montré, et depuis fort longtemps (CLOOS 1923), que les roches de l'encaissant étaient intensément déformées à proximité des plutons (ex : MARTIN 1953, COMPTON 1955, AKAAD 1956, HUTCHINSON 1960, MC COLL 1964, SYLVESTER 1964, MARRE 1973, BARRIERE 1976, SYLVESTER & al. 1978). Cet effet est le plus souvent désigné, dans la littérature, sous l'appellation *d'intrusion forcée*. A cause de l'impression de brutalité du phénomène que donne ce terme, et parce qu'il n'a jamais été clairement défini, il serait souhaitable de l'abandonner. Cette proposition est d'autant plus justifiée que l'enveloppe interne des plutons est, comme l'encaissant, fortement distendue (RAMSAY 1975, 1981, BARRIERE 1976, HOLDER 1979). En conséquence, l'image du *ballon gonflant* ("Ballooning", MARTIN 1953) paraît plus appropriée.

Dans ce chapitre nous essayerons de cerner les effets cinématiques liés à l'ascension de globules ou mongolfières et à leur gonflement afin de pouvoir ultérieurement en étudier les interférences avec la déformation régionale.

#### 4.2 RHEOLOGIE DES MAGMAS PENDANT LA MISE EN PLACE DES PLUTONS

Les études pétrologiques montrent que certains plutons granitiques se sont mis en place à des températures supérieures à celle du liquidus, c'est-à-dire dans un état probablement voisin de l'état liquide. L'étude des textures montre par ailleurs et notamment dans la bordure des plutons, que la fabrication de nombreux granites s'est développée alors que le magma était fortement sinon totalement cristallisé (Cf. PITCHER & BERGER 1972). Les études récentes (HOLDER 1979, RAMSAY 1981) de la déformation des enclaves dans certains plutons montrent que, dans la bordure, enclaves et granites ont subi ensemble une forte déformation ductile tandis que dans le cœur des plutons les enclaves n'apparaissent pas déformées. Sur la base de mesures quantitatives de la déformation ductile enregistrée par les enclaves, ces auteurs interprètent la déformation de la bordure comme le résultat d'arrivées successives de magma liquide au cœur du pluton. A chaque pulsation magmatique, l'enveloppe est distendue, et au cours de cette distension radiale le granite se refroidit et devient progressivement plus rigide. D'autres critères tels que la mise en place de dykes synplutoniques (RODDICK 1965, DIDIER 1973) montrent également qu'une partie au moins de la fabrication des granites peut se développer à l'état quasi-solide. Enfin, à partir de modèles physiques expérimentaux RAMBERG (1970) a argumenté le fait qu'il n'était pas nécessaire que le magma soit liquide pour obtenir des diapirs granitiques.

Ces quelques remarques tendent à montrer que l'état rhéologique des granites pendant la mise en place des plutons peut être très variable, et qu'il est hors de propos de postuler un comportement rhéologique a priori pour l'ensemble des granites observables dans la croûte continentale.

L'approche développée dans cette partie du mémoire étant essentiellement cinématique nous pouvons nous dispenser de ces considérations rhéologiques, qui ont cependant une grande importance lorsque l'on s'intéresse à la mise en place d'un magma granitoïde particulier dans un contexte géologique et tectonique précis. Certains aspects thermiques de ce problème et leurs incidences sur l'évolution des instabilités gravitaires seront discutés plus loin (Ch. 9).

#### 4.3 ASCENSION ET GONFLEMENT

Deux modèles d'association d'ascension et de gonflement d'un diapir peuvent être distingués selon que le diapir reste ou non relié à sa source pendant la montée.

Le premier (GROUT 1945, FYFE 1970, WHITEHEAD & LUTHER 1975, MARSH 1976, 1979, WOIDT 1978, modèle B, MARSH & KANTHA 1979) considère la forme d'une goutte qui très rapidement se détache de sa source et monte dans la surcharge. Cette goutte inversée et peu allongée, peut se tasser légèrement sur elle-même pendant la montée mais ce n'est que lorsqu'elle s'arrête, sous l'effet d'un obstacle ou d'une diminution de son contraste de densité avec la surcharge, que ce tassement ("gonflement") intervient de façon importante (Fig. 4.1). Des exemples de terrain (ex : SYLVESTER & al. 1978) concordent tout à fait avec ce modèle. Par ailleurs, HANMER & VIGNERESSE (1980) ont interprété la présence d'un matériel plus hétérogène, riche en enclaves, à l'intérieur d'un pluton leucogranitique comme un effet de l'intrusion de la queue du diapir dans sa tête. Une variante à ce modèle consiste en une émission successive de gouttes venant se pénétrer l'une après l'autre dans leur site de mise en place. Il

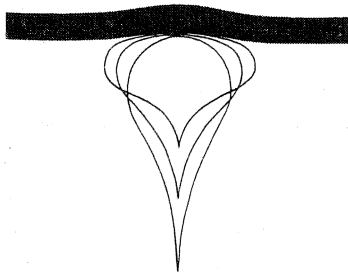


Fig. 4.1 Un schéma possible du gonflement d'un pluton lors de sa mise en place sous une couche très compétente faisant obstacle à sa montée.

n'existe pas à ma connaissance d'exemple interprété dans ce sens. Toutefois, celui décrit par HANMER & VIGNERESSE (1980) n'est pas incompatible avec un tel modèle.

Le second modèle (WHITEHEAD & LUTHER 1975, WOIDT 1978, modèle A) considère une goutte très allongée, qui reste reliée à sa source par un tube fin pendant son ascension. WHITEHEAD & LUTHER (1975, p. 711) ont montré que le volume de la goutte augmente ("gonflement") pendant la montée, et donnent une formulation quantitative de ce changement de volume. Pour que le diapir puisse ainsi être nourri continuellement pendant son ascension, il faut que le contraste de viscosité surcharge / source soit élevé ;  $\mu_1/\mu_2 = 100/1$

dans le modèle de WOIDT (1980) et 44/1 dans celui de WHITEHEAD & LUTHER (1975). Des exemples de terrain (ex : HOLDER 1979) montrent que le magma arrive dans certains plutons sous forme de pulsations successives. Il est possible que ce second modèle puisse leur être appliqué, bien qu'il ne s'agisse pas, comme dans les modèles expérimentaux, d'un nourrissage continu. Un test, qui n'a jamais été réalisé, serait de vérifier par une analyse quantitative de la déformation que le taux de gonflement de l'encaissant est plus faible que celui de l'enveloppe interne du pluton. Ceci prouverait que le pluton a gonflé avant son arrivée dans le site de mise en place.

#### 4.4 LA DEFORMATION PENDANT LE GONFLEMENT

A partir de mesures de déformation réalisées uniquement dans le pluton RAMSAY (1975, 1980) a conçu un modèle de gonflement sphéroïdal. La justification de ce choix réside essentiellement dans le fait que les mesures de déformation effectuées sur le terrain donnent des ellipsoïdes en galette  $K \approx 0$ . Il est toutefois important de noter que certains exemples de terrain montrent une gradation complète de formes d'ellipsoïde de déformation allant de l'aplatissement ( $1 < K < 0$ ) à la constriction ( $1 < K < \infty$ ) (ex : DAVIDSON 1980).

SCHWERDTNER (1972) et MORGAN (1980) considérant le problème des déformations dans l'encaissant ont basé leur modèle sur la distension d'un cylindre. Ils obtiennent ainsi les variations de la déformation finie globale dans l'encaissant.

Aucun de ces deux modèles n'est totalement satisfaisant, dans la mesure où ils ne considèrent chacun que la déformation soit de l'intérieur, soit de l'extérieur du pluton. Comme nous l'avons signalé plus haut les observations de terrain montrent (ex : PITCHER & BERGER 1972, Ch. 8) que l'enveloppe interne peut être distendue en même temps que l'encaissant. C'est la raison pour laquelle on propose ici un modèle de gonflement qui associe déformation interne et externe du pluton.

##### 4.4.1 MODELE DE GONFLEMENT CIRCULAIRE

Dans un milieu élastique infini de pression extérieure nulle, les déplacements infinitésimaux liés aux variations de diamètre, d'un trou cylindrique sous pression, sont pro-

-proportionnels à l'inverse de la distance au centre du trou. Par analogie, nous avons utilisé, dans le modèle présenté ici, une loi arbitraire de déplacement de la forme :

$$U_r = \frac{G}{r} \quad (4.1)$$

où (comparé avec l'équation (11) de JAEGER & COOK 1969, p. 129)  $U_r$  est le déplacement radial d'un point situé à une distance  $r$  du centre du trou, et où  $G$  est un facteur de gonflement. D'après l'équation (4.1),  $U_r$  et  $r$  sont des longueurs (l),  $G$  est donc nécessairement exprimé en unités de longueur au carré (l<sup>2</sup>). Dans le modèle présenté ici, le rayon du pluton n'est pas fixé a priori et le milieu est infini. Il n'a donc pas été possible d'exprimer les longueurs de façon non-dimensionnelle. On a donc réalisé les calculs avec des unités de longueur arbitraire. L'application à un cas réel est donné au chapitre suivant.

Dans le modèle, le pluton de section horizontale circulaire subit une distension radiale selon la loi (4.1). Après gonflement du pluton, un point quelconque initialement situé à une distance  $r$  du centre du pluton, est déplacé à une distance  $r'$  tel que :

$$r' = r + U_r = \frac{r^2 + G}{r} \quad (4.2)$$

Cette équation présente un minimum lorsque la dérivé première de  $r'$  s'annule :

$$dr' = 1 - \frac{G}{r^2} = 0 \quad (4.3)$$

$$\text{ou } r = \pm \sqrt{G}$$

Seule la valeur positive de  $r$  existe. Tous les points tels que  $r < \sqrt{G}$  ont des déplacements finis aberrants. Par exemple, si l'on prend deux points voisins tel que  $r$  soit respectivement juste supérieur et inférieur à  $\sqrt{G}$ , le point avec  $r < \sqrt{G}$  est déplacé plus loin du centre du pluton, que l'autre. Ceci est incompatible avec l'hypothèse d'un milieu continu. Aussi tous les points tels que  $r < \sqrt{G}$  sont éliminés pendant le calcul. Le "trou" qui en résulte n'est qu'un artefact de calcul sans conséquence sur les résultats.

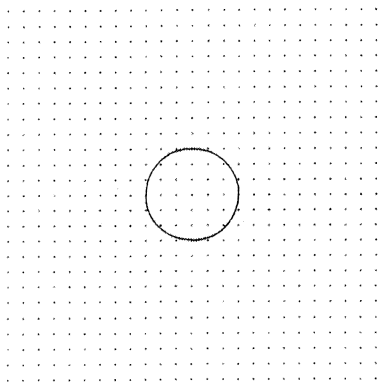


Fig. 4.2 Grille 25 x 25 utilisée pour les calculs des modèles (Ch. 4 et 6). Le contour d'un pluton est représenté au centre de la grille à titre d'exemple.

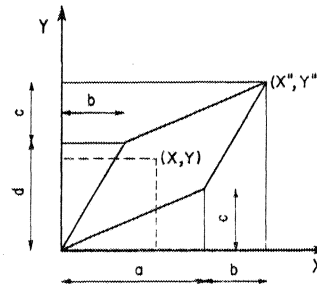


Fig. 4.3 Détermination des gradients de déformation.



A l'aide de l'équation de déplacement (4.1), on déforme, pour différentes valeurs de  $G$ , une grille carrée  $25 \times 25$  au centre de laquelle est situé le pluton (Fig. 4.2). Tout point de coordonnées  $(X, Y)$  dans cette grille est déplacé radialement. Ses coordonnées deviennent alors  $(X', Y')$  :

$$X' = \left( \frac{r^2 + G}{r} \right) \cos \alpha, \quad (4.4a)$$

$$Y' = \left( \frac{r^2 + G}{r} \right) \sin \alpha. \quad (4.4b)$$

où  $r = (X^2 + Y^2)^{1/2}$  et où  $\alpha$  est l'angle entre le rayon considéré et l'axe  $X$  du système de coordonnées.

En considérant la déformation homogène pour chaque maille de cette grille, on peut calculer l'état de déformation finie à partir de la grille déformée. Connaissant les positions initiale  $(X, Y)$  et finale  $(X', Y')$  des points de la grille, on détermine les gradients de déformation  $a, b, c$ , et  $d$  (Fig. 4.3) selon la convention utilisée par RAMSAY (1967, p. 57).  $a$  et  $b$  sont les composantes de déformation longitudinale parallèles aux axes  $X$  et  $Y$  ;  $b$  et  $c$  sont les composantes de déformation cisailante. Soit :

$$X' = a X + b Y, \quad (4.5a)$$

$$Y' = c X + d Y. \quad (4.5b)$$

en inversant, on obtient :

$$X = \frac{dX' - bY'}{ad - bc}, \quad (4.6a)$$

$$Y = \frac{-cX' + aY'}{ad - bc}. \quad (4.6b)$$

En prenant l'équation d'un cercle :

$$X^2 + Y^2 = 1. \quad (4.7)$$

et en substituant (4.6) dans (4.7), on obtient :

$$(c^2 + d^2) X'^2 - 2(ac + bd) X'Y' + (a^2 + b^2) Y'^2 = (ad - bc)^2. \quad (4.8)$$

qui est l'équation de l'ellipse de déformation.

Cette équation (4.8) réécrite sous forme matricielle (EFIMOV 1966, RAMBERG 1975) devient :

$$(X', Y') \cdot \begin{pmatrix} \frac{c^2 + d^2}{\Delta} & -\frac{(ac + bd)}{\Delta} \\ -\frac{(ac + bd)}{\Delta} & \frac{a^2 + b^2}{\Delta} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} X' \\ Y' \end{pmatrix} = 1. \quad (4.9)$$

où  $\Delta = (ad - bc)^2$

Les axes principaux ( $\lambda_1 > \lambda_2$ ) de l'ellipse de déformation finie peuvent être obtenus directement à partir des valeurs propres  $E_1$  et  $E_2$  de la matrice carrée de l'équation (4.9). Soient :

$$\lambda_1 = 1 / \sqrt{E_1}, \quad (4.10a)$$

$$\lambda_2 = 1 / \sqrt{E_2}. \quad (4.10b)$$

Les orientations des axes principaux correspondent aux vecteurs propres de la matrice carrée.

Dans ce modèle où les déplacements sont bidimensionnels, on ne peut calculer, en toute rigueur, qu'une déformation bidimensionnelle. Toutefois, on note que la surface des éléments de la grille ne gardent pas une surface constante au cours de la déformation. Nous avons donc calculé le troisième axe de l'ellipsoïde de déformation ( $\lambda_3$ ) en faisant l'hypothèse d'un changement de volume nul, et en admettant que la surface concernée par le calcul reste plane au cours de la déformation :

$$\lambda_3 = 1 / \lambda_1 \cdot \lambda_2 \quad (4.11)$$

La figure 4.4 représente, dans une coupe verticale, la déformation d'une grille à maille carrée. On a progressivement supprimé les éléments les plus proches du centre du pluton, ceux-ci étant trop intensément déformés pour être clairement représentés. On note un surépaississement croissant de la grille au fur et à mesure que G s'accroît.

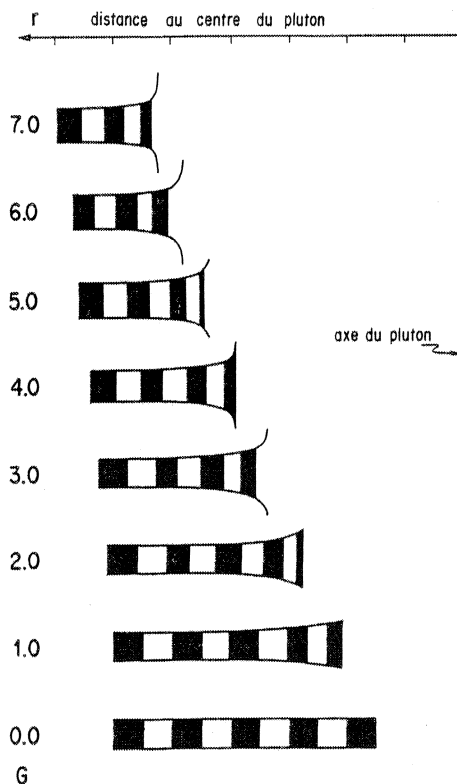


Fig. 4.4 Coupe verticale radiale de la grille à maille carrée, montrant les variations de l'extension verticale pour différentes valeurs de G.

La déformation finie passe de l'aplatissement à la déformation plane lorsque l'on s'écarte du centre du pluton. Les courbes en pointillés montrent par ailleurs que ce passage aplatisse-

La figure 4.5 donne une évaluation quantitative des extensions principales ( $1 + e_1$ ) et ( $1 + e_3$ ) en fonction de la distance au centre du pluton. Les courbes en trait gras montrent, pour différentes valeurs de G, que l'extension principale ( $1 + e_1$ ) et le raccourcissement principal ( $1 + e_3$ ) diminuent fortement lorsque l'on s'écarte du pluton. On constate en outre que la direction d'extension principale, qui est toujours horizontale pour les plus faibles valeurs d'extension, devient verticale lorsque l'extension dépasse une valeur critique variant de 100% pour  $G = 0,5$  à 60% pour  $G = 7,0$ . Ce point est particulièrement intéressant dans la mesure où sur le terrain il correspondrait à un basculement de la linéation d'étirement d'une position verticale à une position horizontale lorsque l'on s'écarte du centre du pluton. Les courbes en trait fin représentent le déplacement radial pendant le gonflement progressif (valeurs croissantes de G).

Le paramètre de forme de l'ellipsoïde de la déformation finie est représenté par K. On constate tout d'abord (Fig. 4.6) que K ne varie qu'entre 0 et 1, c'est-à-dire que la déformation finie évolue entre l'aplatissement et la déformation plane. Les courbes en trait gras montrent, pour différentes valeurs de gonflement G, que la

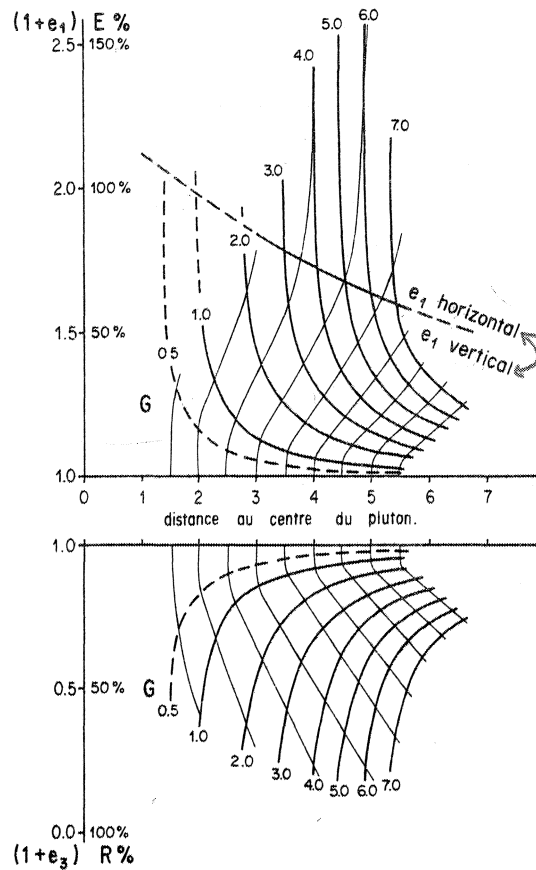


Fig. 4.5 Courbes de variation radiale des axes principaux  $(1 + e_1)$  et  $(1 + e_3)$ , de la déformation finie, pour différentes valeurs de  $G$ .

-ment - déformation plane est corrélable avec la diminution de l'intensité du raccourcissement. Pour un raccourcissement supérieur 12.5% la déformation est toujours comprise dans le champ de l'aplatissement ( $0.7 < K < 1.0$ ). Les courbes en trait fin correspondent aux déplacements radiaux associés avec les variations de  $K$ . Le champ en figuré grisé représente la zone à direction d'extension verticale.

Les courbes représentant l'augmentation du rayon du pluton au cours d'un gonflement  $G$  progressif (Fig. 4.7) admettent une courbe enveloppe unique, de type parabolique  $G = ar^2$ . Ceci a pour conséquence que pour les faibles valeurs de  $G$  la vitesse de croissance du rayon des plutons à faible rayon initial est beaucoup plus forte que celle des plutons à fort rayon initial. En outre, on constate que, lorsque  $G$  s'accroît, des plutons de rayon initial différent prennent un rayon final identique donné par la courbe enveloppe.

Il est intéressant de définir la largeur  $L$  de la zone raccourcie de plus de 25%, dans la mesure où au-delà de ce seuil une schistosité, visible sur le terrain, est susceptible de se développer, et où en-deçà de ce seuil la déformation est difficile à détecter par de simples observations de terrain. La Fig. 4.8a montre pour différentes valeurs de  $G$  la variation de  $L$  en fonction de  $\Delta r$ , augmentation du rayon du pluton. On constate que pour des valeurs

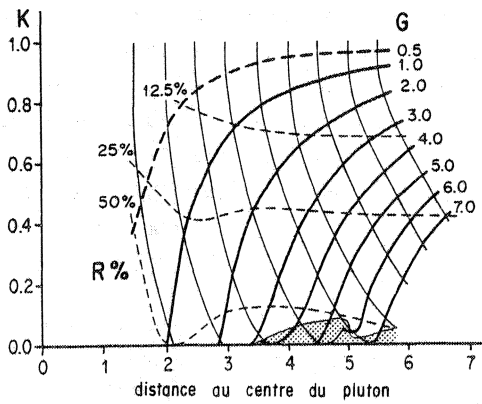


Fig. 4.6 Variations radiales de la valeur du paramètre K de l'ellipsoïde de déformation pour différentes valeurs de G. En trait pointillé fin, différentes valeurs de raccourcissement.

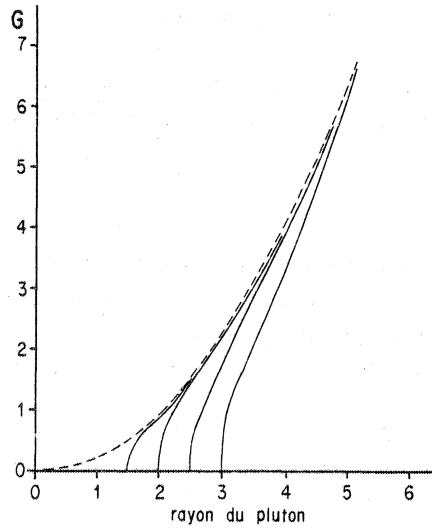


Fig. 4.7 Augmentation du rayon du pluton pour différentes valeurs initiales de ce rayon, en fonction de G.

de  $\Delta r$  supérieures à 75% l'augmentation de L se stabilise, en fonction de la variation du rayon du pluton.

Sur la Fig. 4.8b les courbes en trait fin représentent les variations de L en fonction de la variation du rayon  $r'$  du pluton pour différentes valeurs initiales de celui-ci. Les courbes en trait gras correspondent à différentes augmentations  $\Delta r$  du rayon initial.

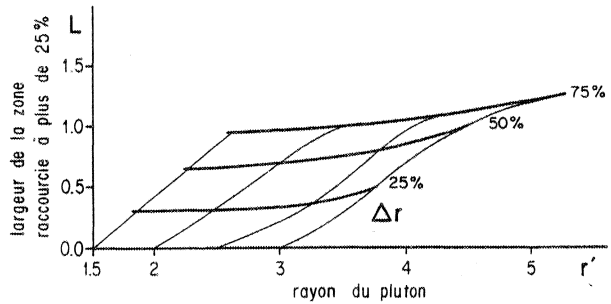
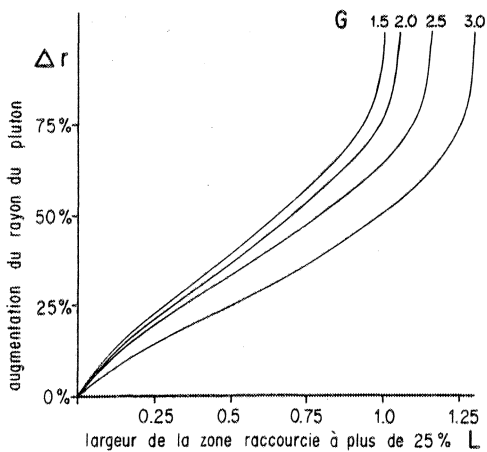


Fig. 4.8 Variations de largeur de la zone raccourcie à plus de 25%. a) en fonction de l'augmentation du rayon  $\Delta r$ . b) en fonction du rayon du pluton.

#### 4.42 UTILISATIONS ET LIMITES DU MODELE

Ce modèle peut être utilisé dans deux directions. Il nous donne tout d'abord une illustration quantitative de la déformation progressive due au gonflement d'un pluton. Il permet, d'autre part, de calculer à partir de mesures de déformation réalisées sur le terrain, la valeur du gonflement réalisé lors de la mise en place d'un pluton. Il suffit pour cela de disposer de quelques mesures sur une radiale du pluton que l'on ajuste avec l'une des courbes théoriques calculées. Une application en est donnée au chapitre suivant pour le granite de Flamanville. Etant donné que le modèle théorique n'est pas dimensionné, quant aux distances au centre du pluton, il faut réaliser l'ajustement en tenant compte des distances relatives entre les différents points de mesure et non pas des distances absolues.

Enfin, il faut rappeler que ce modèle considère les déplacements dans le plan du gonflement maximum du pluton. Son application quantitative se trouve donc limitée au cas des plutons dénudés aux environs de leur diamètre maximal.

#### 4.43 MODELE DE GONFLEMENT ELLIPTIQUE

Lorsque le milieu dans lequel le pluton se met en place est homogène et isotrope du point de vue de ses propriétés rhéologiques, le gonflement du pluton est circulaire. Par contre, si le milieu n'est pas homogène et isotrope le gonflement du pluton est contrôlé par les hétérogénéités rhéologiques et mécaniques. La cinématique du gonflement est alors d'autant plus complexe que l'hétérogénéité du milieu est elle-même complexe. Sans entrer dans le détail de ces complexités, il est possible d'envisager un certain nombre de configurations géologiques type pouvant entraîner une hétérogénéité rhéologique et mécanique, telles que celles dues à des gradients de température, des superpositions de formations lithologiques à propriétés rhéologiques différentes, l'existence de structures (failles, plis, etc...) antérieures à la mise en place.

Dans un cas de milieu rhéologiquement hétérogène le pluton gonfle préférentiellement ou plus rapidement, dans la direction des zones les plus déformables. Prenons le cas simple d'un milieu présentant une anisotropie dans le plan horizontal de sorte que le gonflement soit elliptique. Pour simuler cette situation on remplace  $G$  par  $G_e$  :

$$G_e = G (\sin^2 \alpha + (B^2/A^2) \cos^2 \alpha)^{1/2} \quad (4.12)$$

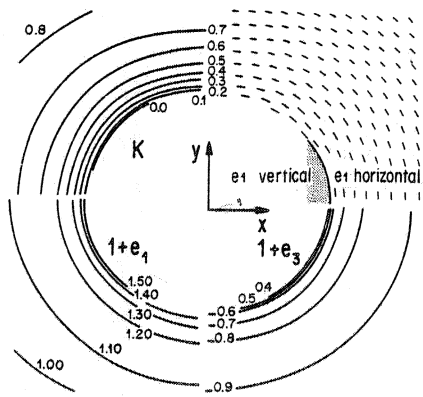
où  $A$  et  $B$  sont respectivement des facteurs de proportionnalité du gonflement suivant les axes  $Y$  et  $X$  et où  $\alpha$  est l'angle que fait une direction de gonflement donnée par rapport à  $X$ .

Les variations des paramètres  $K$ ,  $1 + e_1$ ,  $1 + e_3$ , et l'orientation de la trace du plan d'aplatissement sont représentées sur la Fig. 4.9 pour  $G = 3,0$  et  $A/B = 0,75$ .

Bien que ce modèle ne présente, outre l'ellipticité de la variation des différents paramètres représentés, aucune particularité par rapport au modèle de gonflement circulaire précédent, on verra plus loin (Ch. 6) qu'il donne des résultats significativement différents lorsque le gonflement interfère avec une déformation régionale.

#### 4.44 CONCLUSIONS

On retiendra de ce modèle dans lequel les déplacements radiaux liés au gonflement d'un pluton sont inversement proportionnels à la distance au centre du pluton :



$G = 3.0$      $A/B = 0.75$

Fig. 4.9 Exemple de gonflement elliptique pour un rapport axial  $A/B = 0.75$  et  $G = 3.0$ .

(1) que l'intensité de la déformation décroît très fortement lorsque l'on s'éloigne du centre du pluton.

(2) et que l'ellipsoïde de déformation passe du type aplatissement dans les zones les plus intensément déformées au type déformation plane dans les zones les moins déformées.

## 5 LE GRANITE DE FLAMANVILLE : UN DIAPIR SYNTECTONIQUE.

### 5.1 INTRODUCTION

Intrusif dans les séries paléozoïques du Nord-Ouest du Cotentin (cf. GRANDOR 1961), le granite de Flamanville est classiquement considéré comme un granite post-tectonique (MARTIN 1953), son intrusion scellant l'histoire hercynienne de cette région.

La pétrographie et la structure de ce pluton granitique ont fait l'objet de nombreuses études, si bien qu'il est l'un des exemples de "granites circonscrits" (RAGUIN 1957) les mieux connus à ce jour et parmi les plus utilisés dans les manuels. Les travaux les plus anciens (BIGOT 1887, MICHEL-LEVY 1894, JEREMINE 1931) ont permis de mettre en évidence sa nature magmatique et son âge post-dévonien inférieur. Plus récemment, MARTIN (1953) à partir d'une étude de la structure interne et des déformations de l'encaissant a montré que ce pluton se mettait progressivement en place à la manière d'un ballon gonflant. FOURMARIER et al. (1962) ont fait remarquer que le développement de la schistosité dans le synclinal de Siouville et autour du granite paraissait contrôlé par l'anomalie thermique associée au granite. Reprenant cette étude de la schistosité dans les sédiments paléozoïques voisinant le granite, LEDRU & BRUN (1977) en montrant que, puisque la schistosité se développait dans l'anomalie thermique du granite et était en même temps plan axial du synclinal de Siouville, la mise en place du pluton était au moins en partie synchronique de la déformation régionale, c'est-à-dire syntectonique.

Dans le chapitre, on trouvera l'essentiel de l'analyse de LEDRU et BRUN (1977) complétée par une discussion des effets relatifs du diapirisme et de la déformation régionale.

### 5.2 LE CONTEXTE GEOLOGIQUE

Le granite de Flamanville s'est mis en place dans les formations cambro-dévonniennes du flanc sud du synclinal de Siouville (Fig. 5.1a). Sans entrer dans le détail de la lithostratigraphie de cette région (cf. GRAINDOR 1963), rappelons-en brièvement les principaux termes successifs (Fig. 5.1b). La sédimentation paléozoïque débute, au Cambrien, par une épaisse formation d'arkoses puis une alternance de schistes et de grès. L'Ordovicien est représenté par le Grès Armoricaïn, les Schistes à Calymènes et les Grès de May ; le Silurien par les Grès Culinants et des schistes ampéliteux, et enfin le Dévonien par une formation composite de calcaires, grès et schistes. Les formations siluriennes et dévonniennes ne sont présentes que dans l'environnement immédiat du granite de Flamanville.

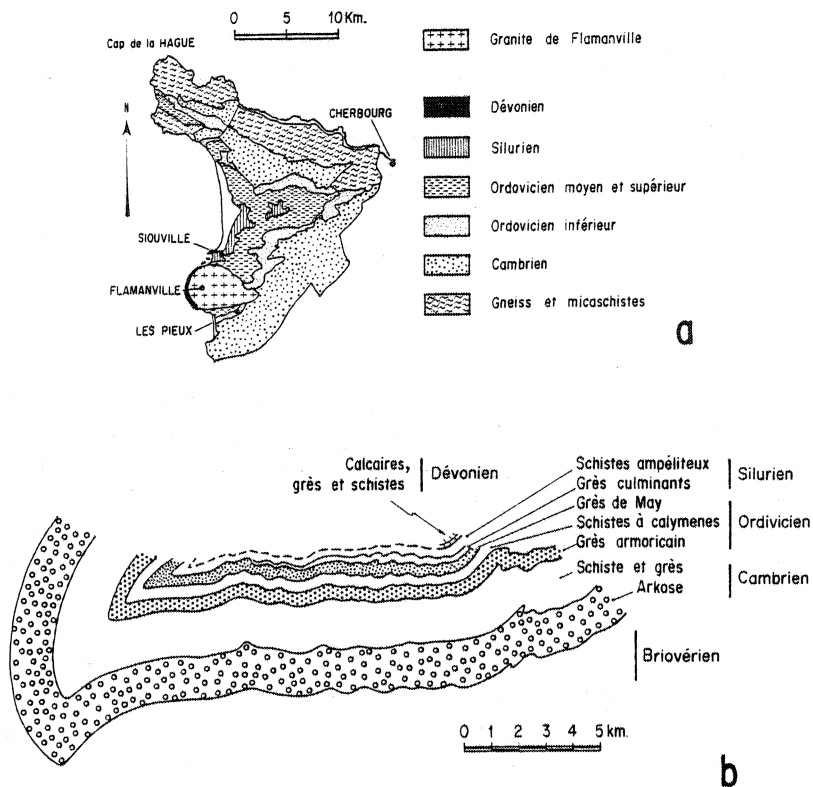


Fig. 5.1 Carte géologique sommaire des environs du granite de Flamanville (a) et coupe subméridienne du synclinal de Siouville (b) (d'après GRAINDOR 1961).

Le synclinal de Siouville, déversé vers le SE, a une orientation axiale ENE-WSW et son flanc septentrional est localement inversé. Les formations pélitiques sont caractérisées par une schistosité variant du type fracture au type schistosité de flux. Cette schistosité, dont les pendages varient de la verticale à  $50^\circ$  vers le secteur Nord, montre régionalement une disposition de plan axial dans le synclinal de Siouville.

### 5.3 LA ZONATION DE LA CRISTALLINITE DE L'ILLITE

Comme pour la plupart des plutons granitiques, le granite de Flamanville est ceinturé par une zone de métamorphisme de contact de 0,5 à 1,0 km de large (MARTIN 1953, SALEB-ROUFAIEL 1962, LEDRU 1977). Cette zone étroite s'insère dans une anomalie thermique beaucoup plus étendue qu'il est possible de mettre en évidence par l'étude de la cristallinité des micas néoformés, et plus particulièrement de l'illite.

La méthode décrite en détail par LE CORRE (1978) consiste en une détermination par diffractométrie X, du degré de perfectionnement du réseau cristallin des minéraux phylliteux du type illite-phengite-muscovite (voir bibliographie détaillée in LE CORRE 1975, 1978). On extrait par décantation, après un broyage fin, la fraction minérale inférieure à  $2 \mu$ . On réalise ensuite à partir de cette fraction un dépôt orienté qui est introduit dans le diffractomètre. L'indice de cristallinité est donné par la largeur du pic à  $10 \text{ \AA}$ , mesuré à moitié de la hauteur dans des conditions expérimentales bien précises (cf. LE CORRE 1975, 1978).



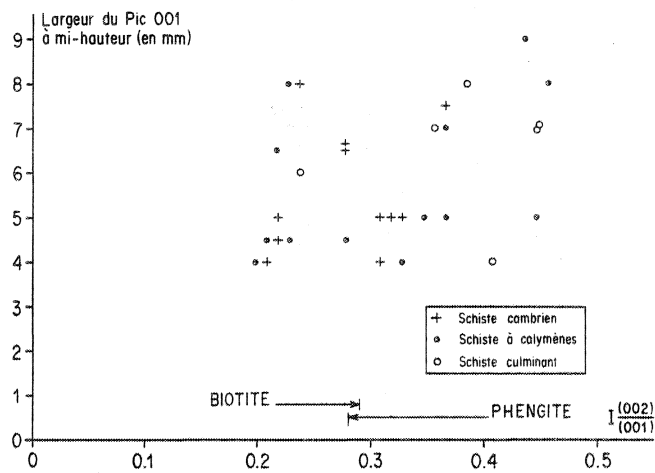


Fig. 5.2. Cristallinité comparée des micas dioctaédriques dans les formations schisteuses paléozoïques du synclinal de Siouville (d'après LEDRU 1977).

Les 40 mesures effectuées (LEDRU 1977) sont réparties dans trois formations de schistes paléozoïques : les schistes cambriens, les schistes à calymènes de l'Ordovicien moyen, et les schistes culminants du Silurien (Fig. 5.1). Le traitement uniforme des résultats doit être fait avec prudence, d'abord parce que les illites d'origine sédimentaire peuvent avoir un indice de cristallinité variable, ensuite parce que l'altération de minéraux de métamorphisme telle que l'andalousite peut donner naissance à de nombreux micas dont la cristallinité n'a aucun rapport avec les conditions du métamorphisme prograde. Les mesures reportées sur un diagramme d'Esquevin (1969) (Fig. 5.2) montrent une faible dispersion du rapport  $1002/1001$  (0,20 à 0,46). Les micas étudiés sont de type phengite et biotite. Le stock d'illite peut donc être considéré comme relativement stable durant la sédimentation paléozoïque, au moins pour les formations considérées. On constate également que, bien que l'héritage sédimen-

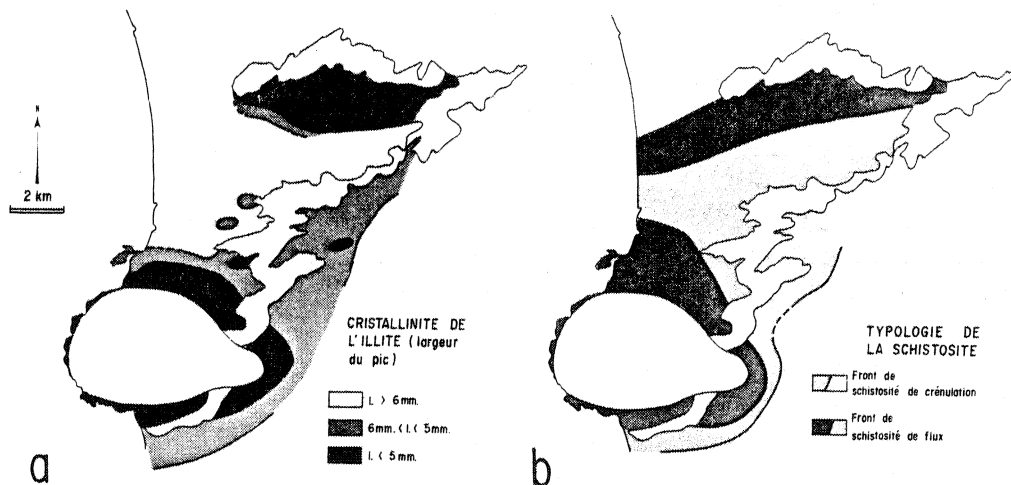


Fig. 5.3 Carte d'isocristallinité des micas (a) et carte typologique de la schistosité (b) (d'après LEDRU 1977, LEDRU & BRUN 1977).

taire soit probablement différent, on obtient pour les trois formations le même éventail de largeur de pic. L'ensemble des valeurs de largeur de pic se situe entre 4 et 9, c'est-à-dire dans le champ du métamorphisme (DUNOYER DE SEGONZAC 1969, LE CORRE 1975).

Le contour cartographique des zones d'isovaleurs (inférieur à 5, compris entre 5 et 6, et supérieur à 6) met en évidence deux zones d'anomalie, l'une ceinturant le granite et l'autre bordant le flanc nord du synclinal de Siouville (Fig. 5.3a). On constate, en outre, que la zone de valeur intermédiaire suit la base du grès armoricain, ce qui traduit vraisemblablement le rôle d'*écran thermique* de cette formation.

#### 5.4 FRONTS ET TRAJECTOIRES DE SCHISTOSITE

##### 5.41 METHODE

Pour plus de cent stations, réparties de façon homogène sur le secteur étudié (Fig. 5.1), nous avons mesuré la position de la schistosité, direction et pendage, et déterminé au microscope, le type de cette schistosité selon la classification suivante :

- *Schistosité de fracture*, dont les microlithons conservent les caractères de la stratification ;
- *Schistosité de crénulation*, qui provient d'un microflambage de la surface de stratification avec individualisation progressive d'un plan d'anisotropie dans les flancs de microplis ;
- *Schistosité de flux*, dans laquelle les minéraux phylliteux sont fortement orientés et les grains de quartz aplatis.

Le passage progressif, sans hiatus ni superposition, de l'un à l'autre de ces trois types de schistosité a été observé sur plusieurs transversales convergentes vers le granite.

##### 5.42 LES FRONTS DE SCHISTOSITE

Les fronts de schistosité de crénulation et de flux matérialisent cartographiquement la répartition des différents types de schistosité. Le front de schistosité de flux détermine deux secteurs (Fig. 5.3b), l'un entourant le granite plus largement au Nord qu'au Sud, l'autre apparaissant dans la charnière du Synclinal de Siouville. Le front de schistosité de crénulation contourne le granite au Sud et à l'Est, et suit approximativement le Grès Armoricain vers le Nord-Est.

L'identité des cartes de front de schistosité (Fig. 5.3) et d'isovaleur de cristallinité de l'illite montre le rôle de la chaleur dans le développement de la schistosité. Ce phénomène a déjà été abondamment illustré par FOURMARIER, et plus particulièrement par FOURMARIER et al. (1962) dans le cas du Synclinal de Siouville. Comme le passage, de l'un à l'autre, des trois types de schistosité distingués dans cette étude est continu, on peut penser que les secteurs affectés par la schistosité de flux ont d'abord été caractérisés par une schistosité de crénulation. Nous en déduisons donc que *le front de schistosité de crénulation traduit la forme générale d'une anomalie thermique et que le front de schistosité de flux y dessine deux maxima internes.*

## 5.43 LES TRAJECTOIRES DE SCHISTOSITE

On obtient les trajectoires de schistosité, en dessinant sur la carte les courbes-enveloppes des directions de la schistosité en chaque point. Dans la partie septentrionale du synclinal (Fig. 5.4), les trajectoires ont une direction moyenne Est-Ouest et montrent une disposition en éventail. Dans la partie méridionale, elles sont courbes, se moulent autour du granite et, au Sud, recoupent le contact et passent en continuité géométrique à la structure planaire du granite. Cette particularité peut être également observée à petite échelle (MARTIN 1953) lorsqu'il existe des apophyses du granite dans l'encaissant (Fig. 5.5).

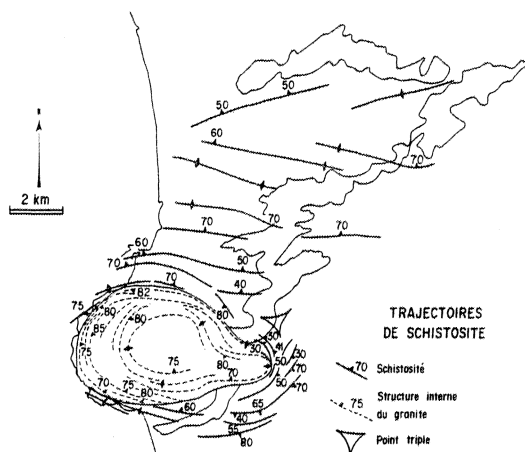


Fig.5.4 Carte des trajectoires de schistosité. Les chiffres indiquent la valeur moyenne du pendage.

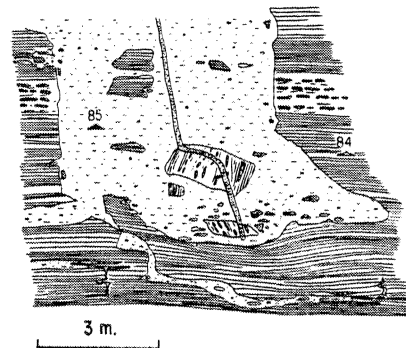


Fig.5.5 Détail des relations existant entre la fabrication du granite et la foliation de l'encaissant au niveau du contact (Anse de Sciotot) (d'après MARTIN 1953).

La transition progressive d'un secteur à l'autre et l'existence d'une zone neutre (Fig. 5.4) montrent le caractère unique de la schistosité sur l'ensemble du secteur étudié. En d'autres termes, les déformations visibles à la périphérie immédiate du granite ne sont pas superposées à une déformation régionale, postérieurement à celle-ci, mais au contraire se développent en même temps qu'elle. Ce synchronisme peut être vérifié indirectement à l'Est du granite : la schistosité y est subméridienne et ne recoupe ni n'est recoupée par une seconde schistosité d'orientation Est-Ouest comme celle visible dans le secteur septentrional du Synclinal de Siouville.

Les trajectoires de schistosité étant, au Nord, parallèles au plan axial du synclinal et moulant, au Sud, les contours du granite avec formation d'une zone neutre et passage local à la structure de flux du granite, *l'intrusion du granite de Flamanville est au moins, en partie, contemporaine du raccourcissement régional* ayant donné naissance aux plis du Nord du Cotentin.

L'étude des fronts et des trajectoires de schistosité autour du granite de Flamanville montre donc que le développement de la schistosité dans le Synclinal de Siouville

est contrôlé par l'anomalie thermique accompagnant l'intrusion du granite et que cette intrusion est, au moins en partie, synchrone du raccourcissement régional. Ce granite n'est donc en aucun cas post-tectonique (MARTIN 1953, FOURMARIER et al. 1962) et il n'existe pas, comme l'écrivait MARTIN (1953), un intervalle défini de temps entre ces deux phénomènes.

## 5.5 LA DEFORMATION AU CONTACT DU PLUTON

C'est sur la côte, entre Mont-St-Pierre et l'Anse de Sciotot, que les déformations proches du contact du pluton sont le plus spectaculaires et le plus facilement observables.

Ces déformations, qui varient d'un type lithologique à l'autre, sont caractérisées par une schistosité, une linéation d'étirement, la distorsion d'objets anté ou syn-métamorphes, du boudinage et des plis. Nous ne détaillerons pas les systèmes de fractures et de joints, également spectaculaires, mais déjà remarquablement décrits par MARTIN (1953).

### 5.51 LE PLAN D'APLATISSEMENT

Suivant le type de la roche, le degré de métamorphisme et la proximité du contact, le plan d'aplatissement se présente sous des aspects variables.

Dans les formations dévoniennes, visibles de Mont-St-Pierre à la mine, on peut observer une évolution depuis une schistosité de pression - dissolution avec aplatissement des nombreuses figures de charges qui y caractérisent les alternances schisto-gréseuses jusqu'à une très intense foliation, avec transposition de la stratification, dans les calcaires et grès au contact du granite.

Dans la zone de métamorphisme de contact intense, l'orientation préférentielle des micas est oblitérée par la recristallisation. Le plan d'aplatissement apparaît toutefois très clairement, souligné par l'orientation des agglomérats décimétriques de grenat et les taches de cornéennes sombres d'origine pélitique dans les cornéennes plus claires à grenat-pyroxène et amphibole.

### 5.52 LA DIRECTION D'ETIREMENT

La linéation d'étirement est très rarement pénétrative, sauf dans des filons de microgranite et d'aplite dans l'Anse de Sciotot. Le plus souvent, ce sont des objets discrets qui permettent de la mettre en évidence ; dans les schistes, cambriens et ordovi-ciens, ce sont les taches de métamorphisme andalousite ou cordiérite ; dans les formations calcaires et gréseuses du Dévonien ce sont des corrugations

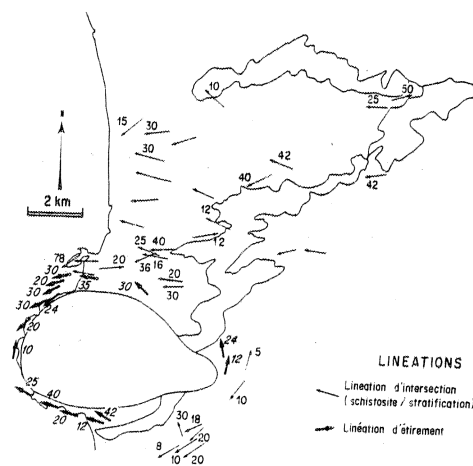


Fig. 5.6 Carte des linéations.

des surfaces de banc perpendiculaire à des petites fentes, spécialement dans les charnières de plis ; dans les niveaux de minerai de fer dévonien ce sont des fossiles (brachiopodes) et localement des oolithes.

Les linéations ont toujours un plongement inférieur à  $40^\circ$  et sont subparallèles aux axes de plis lorsque ceux-ci ont pu être observés. Cartographiquement, les linéations d'étirement sont subparallèles à la bordure du pluton (Fig. 5.6). On constate en outre que le sens de plongement qui est régulier, montre une culmination à l'Est du pluton et un point bas à l'Ouest.

### 5.53 LES PLIS

Les plis mineurs sont les structures les plus spectaculaires observables au contact du pluton (Fig. 5.7). Dans l'Anse de Sciottot, au Sud du pluton, ce sont des plis très serrés, de type semblable, légèrement déversés vers le Sud et à axes extrêmement rectilignes plongeant légèrement vers l'Ouest. Dans le port de Dielette, les plis qui sont droits, moyennement ouverts, de type concentrique aplatis, ont fréquemment une géométrie non cylindrique se traduisant par des variations du plongement axial, vers le secteur Ouest.

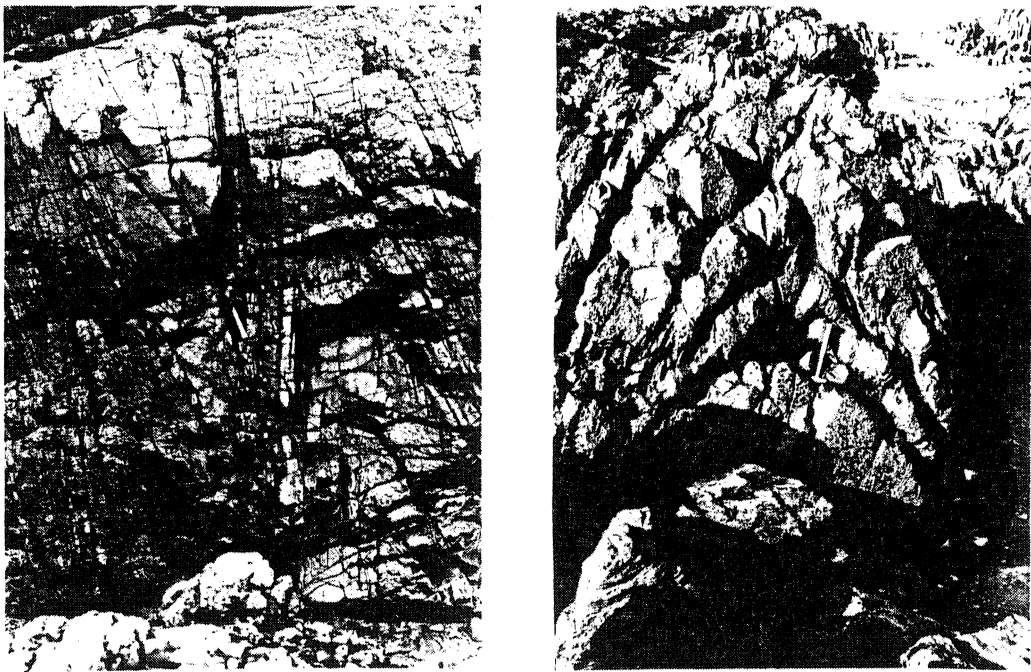


Fig. 5.7 Plis dans la zone de métamorphisme de contact. A gauche, Anse de Sciottot. A droite, Dielette.

Les plis mineurs de Dielette, de longueur d'onde métrique à décimétrique, font partie d'un périclinal kilométrique à surface axiale courbe moulant le contour occidental du pluton (Fig. 5.8). La géométrie de ce périclinal partiellement immergé est particulièrement bien connue, d'une part, grâce à l'excellente résolution des photographies aériennes de ce secteur et, d'autre part, grâce aux travaux miniers réalisés pour l'exploitation de la magnétite des niveaux de minerai de fer dévonien dans la mine de Dielette. Ces travaux miniers ont per-

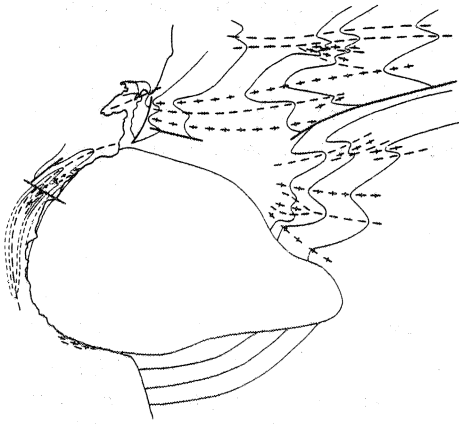


Fig. 5.8 Carte synthétique des plis dans le secteur de Flamanville. Croix : traces axiales des anticlinaux. Tiretés : traces axiales des synclinaux.

mis par leurs galeries de "travers blancs" d'obtenir une coupe verticale précise du périclinal (Fig. 5.9a). A l'aide de cette coupe, on peut évaluer la valeur du raccourcissement horizontal à travers la zone de contact, en faisant le rapport de la longueur originale des couches sur celle de leur projection horizontale (Fig. 5.9b). Le raccourcissement pour cent ainsi obtenu est une évaluation minimale, d'une part, à cause des imprécisions de la méthode et, d'autre part, parce que cette méthode ne tient pas compte de la déformation interne superposée aux plis notamment pour la mesure réalisée à proximité immédiate du contact (cf. SALEEB-ROUFAIEL 1961, p. 112). La courbe de variation du ra-

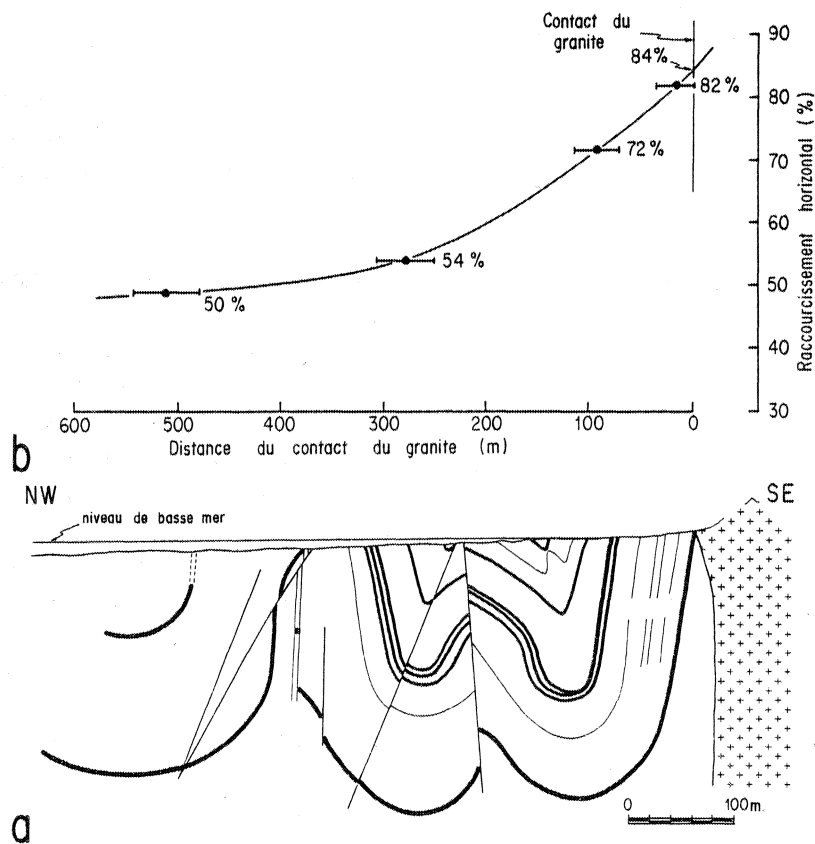


Fig. 5.9 Coupe du périsynclinal marginal à l'Ouest du pluton (a) (d'après SALEEB-ROUFAIEL 1962). Variations du raccourcissement horizontal le long de la coupe (b).

courcissement en fonction de la distance (Fig. 5.9b) montre, par extrapolation, que le raccourcissement au contact du pluton est de 84 % et que celui-ci chute à 48 % à 500 m du contact.

A plus grande échelle, on constate que la surface axiale des plis du synclinal de Siouville s'infléchit à l'approche du pluton, pour tendre à se paralléliser avec son contact (Fig. 5.8).

## 5.6 LA CINEMATIQUE DE MISE EN PLACE : DISCUSSION

Par une observation minutieuse des structures dans le pluton et à son contact, MARTIN (1953) a conclu à une intrusion suivie d'un gonflement : "Thus the granite expanded, each foliation plane in the plastic hornfels and flow-plane in the granite was distended in all directions within these planes, like the skin of a growing balloon". Ce modèle reste parfaitement valide. Cependant, comme nous l'avons démontré plus haut, la conclusion émise par MARTIN (1953) qu'il existe un intervalle défini de temps entre la mise en place du granite et la déformation régionale est erronée. Nous nous proposons donc de montrer ici que le gonflement du pluton lui-même est en partie contrôlé par la déformation régionale et de discuter des effets relatifs des deux phénomènes.

### 5.61 LE GONFLEMENT DU PLUTON

En utilisant le modèle de gonflement développé précédemment (Ch. 4) et à partir du gradient de raccourcissement radial déterminé sur la coupe du périclinal (Fig. 5.9b), il est possible d'évaluer au moins une partie de l'augmentation de surface du pluton au niveau d'érosion actuel.

Sur le diagramme représentant les variations de raccourcissement en fonction de la distance au centre du pluton (Fig. 4.5), on reporte les valeurs obtenues sur la coupe du périclinal (Fig. 5.9b). Etant donné que pour le calcul du diagramme théorique on a utilisé des valeurs arbitraires non-dimensionnées, le report ne peut être fait qu'à partir de proportions. On sait que les raccourcissements sont de 82 % à 3,020 km du centre du pluton et que de 48 % à 3,460 km. On cherche le meilleur ajustement graphique de ces deux valeurs extrêmes des valeurs intermédiaires avec l'une des courbes calculées (Fig. 5.10). Ceci nous donne une valeur de  $G = 1,5$  et nous permet de calculer le rayon du pluton avant le gonflement.

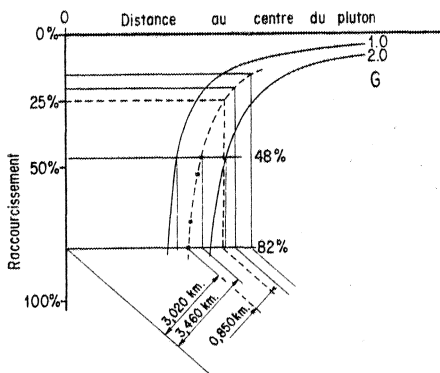


Fig. 5.10 Ajustement de la courbe de raccourcissement obtenue pour le péri-synclinal (Fig. 5.9) aux courbes théoriques calculées (Fig. 4.5).

$$r' = \frac{r^2 + G}{r}$$

d'où

$$r^2 - r'r + G = 0$$

$$r = \frac{r' + \sqrt{r'^2 - 4G}}{2}$$

Le rayon  $r = 0,65$  km, étant inférieur à  $\sqrt{G}$ , est hors hypothèse (cf. Ch. 4). Nous retenons donc pour  $r$  la valeur 2,35 km soit une augmentation de 21 % de  $r$  et de 39 % de la surface du pluton.

À titre indicatif, il faut noter que les valeurs obtenues à l'aide des modèles de MORGAN (1980) et RAMSAY (1981) sont identiques entre elles, soit de 60 % pour l'augmentation du rayon et de 88 % pour l'augmentation de la surface.

Pour obtenir l'allure du pluton avant cet incrément de gonflement, on peut utiliser la carte des trajectoires des directions principales de raccourcissement, à condition de faire l'hypothèse de l'invariance de ces trajectoires (déformation irrotationnelle) (HOSSACK 1978, COBBOLD 1979) (Fig. 5.11). Cette carte a été obtenue en traçant une série de trajectoires orthogonales aux trajectoires du plan d'aplatissement à intervalle régulier à partir de la trajectoire la plus interne du pluton (Fig. 5.4). On détermine la position initiale du contact le long de la trajectoire de raccourcissement selon laquelle la détermination du gonflement a été faite. Puis on trace, à partir de ce point, la nouvelle position du contour du pluton, ce qui correspond à la trajectoire du plan d'aplatissement passant par ce point. Pour la bordure sud du pluton, ce contour doit être corrigé étant donné qu'il est, en cet endroit, oblique aux trajectoires de schistosité (Fig. 5.4). La figure obtenue n'est probablement qu'approximative puisqu'on ne disposait d'évaluation quantitative du raccourcissement que sur une seule coupe radiale du pluton. Cependant, étant donnée la densité de mesures de schistosité obtenue dans l'encaissant (LEDRU & BRUN 1977) et de foliation dans le granite (MARTIN 1953), nous sommes en droit de penser que les cartes des trajectoires de direction principale de déformation finie sont suffisamment fiables pour autoriser une telle reconstitution.

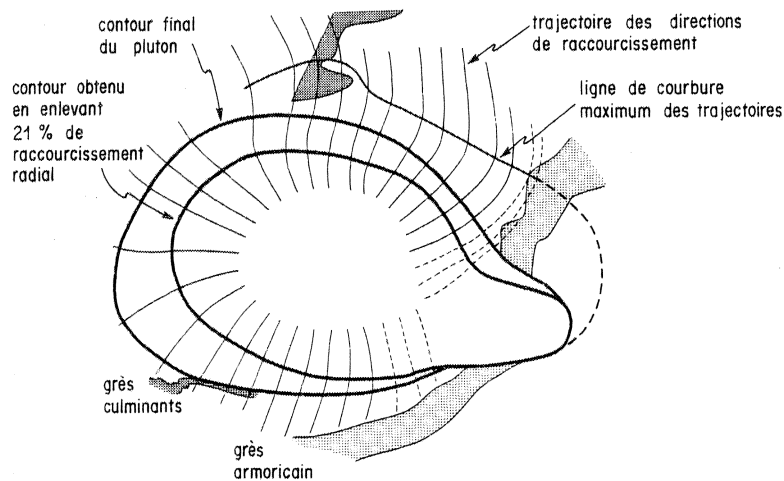


Fig. 5.11 Estimation du contour du pluton avant gonflement.



## 5.62 GONFLEMENT ET LINEATION D'ETIREMENT

Les mesures d'anisotropie de susceptibilité magnétique réalisées dans les faciès de bordure du pluton (VAN DER VOO & KLOOTWIJK 1972) montrent que le grand axe de l'ellipsoïde d'anisotropie de susceptibilité occupe une position subverticale et que la magnitude du grand axe et de l'axe intermédiaire ne diffèrent que très peu. Ceci montre que la direction principale d'extension est subverticale, et que l'ellipsoïde de fabrique du granite (et probablement de la déformation) est caractérisé par un indice de symétrie K proche de zéro. Comme nous l'avons vu précédemment, la direction d'étirement dans l'encaissant est en moyenne subhorizontale. Il y a donc basculement de la position de la direction principale d'extension à proximité du contact pluton - encaissant, et un parallèle peut être établi avec le modèle de gonflement décrit au chapitre précédent (cf Fig. 4.5 et 4.6). Comme pour le modèle, la déformation est proche de l'aplatissement vrai ( $K = 0$ ) lorsque la direction principale d'étirement est verticale (Fig. 4.6).

## 5.63 L'INFLUENCE DE LA LITHOLOGIE SUR LA FORME DU PLUTON

Les trajectoires de direction de raccourcissement montrent au Nord du pluton une inflexion systématique (Fig. 5.11). La ligne des points d'inflexion s'écarte du contour du pluton au niveau des unités gréseuses (grès armoricain et grès silurien). Les trajectoires de schistosité au Sud du pluton recoupent son contour entre ces deux mêmes unités, tandis qu'au-dessus et au-dessous de ces unités on note une concordance entre trajectoire et contour. Ces deux faits, ainsi que le resserrement du contour cartographique du pluton, à l'Est, au niveau du grès armoricain, soulignent le rôle important des unités lithologiques compétentes de l'encaissant pendant le gonflement du pluton.

Il est donc logique d'en conclure que les unités compétentes, et plus particulièrement le grès armoricain, ont contrôlé le gonflement du pluton pendant sa mise en place et sont donc, de ce fait, partiellement responsables de sa forme.

Pour extrapoler ces conclusions en trois dimensions, il faut considérer les variations de pendage de la schistosité. Au Nord, au Sud, et à l'Ouest du pluton, les pendages sont verticaux ou convergents vers le pluton, tandis qu'ils sont divergents à l'Est (Fig. 5.4).

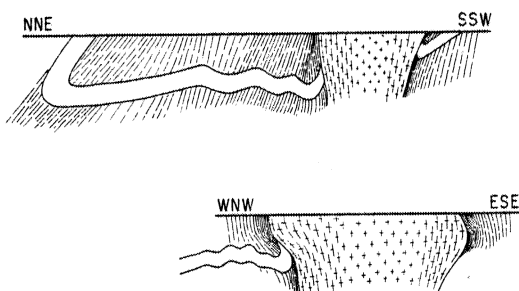


Fig.5.12 Coupes montrant l'allure de la schistosité dans le synclinal de Siouville et autour du pluton, et la forme probable du pluton en profondeur.

En considérant que cette schistosité et les plis qui l'accompagnent résultent du gonflement du pluton, on peut dessiner, en coupe, la forme approximative du pluton en profondeur (Fig. 5.12). Pour estimer la diminution de diamètre en profondeur, nous avons également utilisé : a) le contour avant gonflement qui représente, au moins à l'aplomb des contacts Nord, Sud et Ouest, une valeur minimale du diamètre du pluton à avoir

"percé" le grès armoricain, et b) la position et le pendage apparent régional du grès armoricain (GRAINDOR 1961) au niveau des coupes (Fig. 5.12).

#### 5.64 L'INTERFERENCE DEFORMATION REGIONALE - DIAPIRISME

L'étude des fronts et trajectoires de schistosité a montré que diapirisme et déformation régionale sont, au moins en partie synchrones. La discussion ci-dessus concernant la mise en place du pluton montre que le gonflement est contrôlé par la lithologie de l'encaissant et surtout par le grès armoricain. Or, comme on le constate sur les coupes synthétiques (Fig. 5.12), le Grès Armoricain avait déjà un pendage non négligeable quand le pluton l'a traversé. La mise en place s'est donc faite au cours de la déformation régionale à un moment où le plissement régional était suffisamment avancé pour avoir donné aux formations paléozoïques un pendage moyen régional de 20° à 30° NW sur le flanc sud du Synclinal de Siouville. Ce pendage moyen vers le Nord-Ouest s'accorde bien avec l'existence du périsynclinal le long du contact ouest du pluton (Fig. 5.8) et avec l'allure générale des linéations autour du pluton (Fig. 5.6).

En conclusion, le Granite de Flamanville doit être considéré comme un granite syncinématique, au sens le plus strict du terme, même si la mise en place est relativement tardive dans l'histoire de la déformation régionale. Outre certaines particularités, attribuables aux hétérogénéités lithologiques (rhéologiques) de l'encaissant, le schéma général des trajectoires de déformation finie traduit l'interférence des déformations résultant du gonflement du pluton, pendant sa mise en place, et de la déformation régionale synchrone.

## 6 CHAMPS DE DEFORMATION FINIE DUS A L'INTERFERENCE DU GONFLEMENT DES PLUTONS ET DE LA DEFORMATION REGIONALE. APPLICATION AUX GRANITOIDES HERCINIENS DE LA SIERRA MORENA OCCIDENTALE (ESPAGNE).

### 6.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, on examinera le cas des plutons qui se mettent en place pendant que l'encaissant subit une déformation à forte composante cisailante. De nombreux travaux récents montrent que la croûte continentale est affectée, pendant l'orogénèse, par de puissants cisaillements transcurrents ou tangentiels, ou simultanément transcurrents et tangentiels. La chaîne hercynienne en est un exemple didactique (BOUCHEZ & BLAIZE 1976, BERTHÉ et al 1979 a et b, BURG & MATTE 1978, BURG et al. 1980, IGLESIAS & CHOUKROUNE 1980). Les granitoïdes de la Sierra Morena Occidentale, situés entre la bordure septentrionale de la zone de cisaillement senestre de Badajoz-Cordoue et les nappes de Fregenal de la Sierra, permettent d'illustrer à la fois le cas du cisaillement tangential et celui d'un cisaillement transcurrent (BRUN & PONS 1979, 1981, sous presse, PONS & BRUN 1979).

A l'aide d'un modèle mathématique, on définira d'abord les caractéristiques des champs de déformation finie résultant de l'interférence d'un cisaillement transcurrent et du gonflement d'un pluton. On les comparera ensuite avec le cas des plutons de la Sierra Morena.

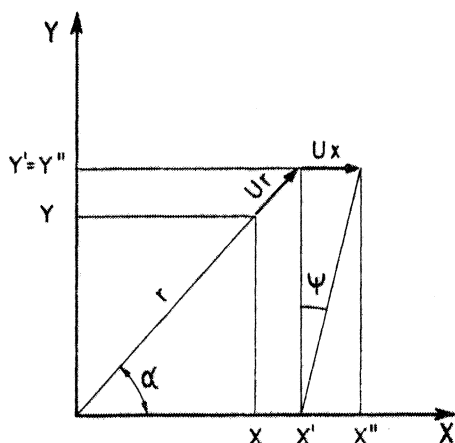


Fig. 6.1 Déplacement des points dans un modèle d'interférence du gonflement d'un pluton (vecteur de déplacement radial  $U_r$ ) et d'un cisaillement simple (vecteur de déplacement  $U_x$ ). Voir explication dans le texte.

### 6.2 UN MODELE MATHEMATIQUE D'INTERFERENCE ENTRE GONFLEMENT ET CISAILLEMENT SIMPLE

Dans ce modèle cinématique, les déplacements correspondant au cisaillement simple sont superposés à ceux du gonflement d'un pluton (Ch. 4). Le champ de déplacement ainsi obtenu est ensuite utilisé pour calculer le champ de déformation finie.

#### 6.21 EQUATIONS DE DEPLACEMENT

Le pluton est situé au centre d'une grille à maille carrée  $25 \times 25$  (Fig. 4.2). Chaque point  $(X, Y)$  de cette grille subit un déplacement radial  $U_r$  et un déplacement latéral parallèle à l'axe X du système de coordonnées (Fig. 6.1). Les relations entre les coordonnées

\* Travail réalisé dans le cadre de l'ATP N° 4061 du CNRS "Tectonophysique 1979" : projet "Interactions diapirisme-cisaillement dans la croûte continentale".

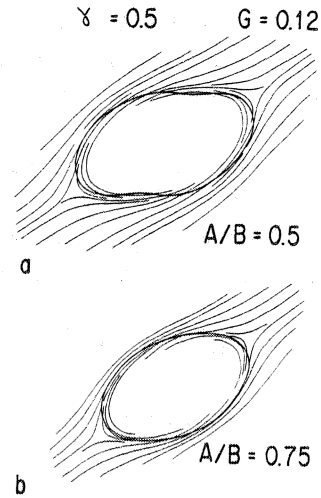
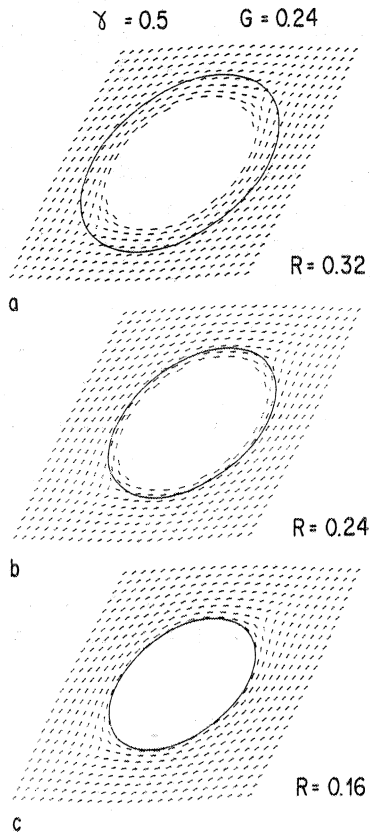


Fig. 6.3 Trajectoires du plan d'aplatissement et position des points triples pour un gonflement elliptique.  $\gamma$  et  $G$  idem. Fig. 6.2. A et B sont les augmentations du rayon suivant Y et X.

Fig. 6.2 Trajectoires du plan d'aplatissement et position des points triples relative au contour du pluton.  $\gamma$  indique l'intensité du cisaillement,  $R$  est le rapport rayon initial du pluton sur largeur du modèle et  $G$  est le rapport augmentation du rayon sur largeur du modèle.

données initiales  $(X, Y)$  et finales  $(X', Y')$  d'un point pour un déplacement radial (gonflement) sont :

$$X' = \left| \frac{r^2 + G}{r} \right| \cos \alpha, \quad (6.1a)$$

$$Y' = \left| \frac{r^2 + G}{r} \right| \sin \alpha, \quad (6.1b)$$

où  $\alpha$  est l'angle entre le rayon joignant le point au centre du système de coordonnées et l'axe X,  $r = \sqrt{X^2 + Y^2}$ .

Les déplacements correspondant au cisaillement simple sont :

$$U_x = \gamma Y', \quad (6.2a)$$

$$U_y = 0, \quad (6.2b)$$

où  $\gamma = \tan \psi$ ,  $\psi$  étant l'angle de distorsion (Fig. 6.1).

En combinant (6.1) et (6.2), on obtient les coordonnées finales  $(X'', Y'')$  :

$$X'' = \left| \frac{r^2 + G}{r} \right| (\cos \alpha + \gamma \sin \alpha), \quad (6.3a)$$

$$Y'' = \left| \frac{r^2 + G}{r} \right| \sin \alpha. \quad (6.3b)$$

Dans un premier type de modèle, pour différentes valeurs de  $G$  et de  $\gamma$ , on calcule la position finale de 625 points de la grille à l'aide des équations (6.3a) et (6.3b). Connaissant les positions initiales ( $X, Y$ ) et finales ( $X'', Y''$ ) des points du réseau, on calcule ensuite la déformation finie pour chaque maille de la grille (cf Ch. 4).

Dans un second type de modèle, le gonflement du pluton est elliptique. Le pluton a initialement une section horizontale légèrement elliptique. Les incréments de gonflement ultérieurs sont, pour un rayon donné de cette ellipse initiale, proportionnels à la longueur du rayon. Le paramètre  $G$  doit donc être remplacé dans l'équation (6.3) par  $G_e$  :

$$G_e = G (\sin^2\alpha + (B^2/A^2) \cos^2\alpha)^{1/2}, \quad (6.4)$$

où  $A$  et  $B$  sont respectivement des facteurs de proportionnalité des axes de l'ellipse initiale suivant  $Y$  et  $X$ .

#### 6.22 FORME DU PLUTON

Lorsque le gonflement est circulaire la forme finale de la section du pluton est elliptique. Le rapport axial de cette ellipse correspond au rapport axial de l'ellipse de défor-

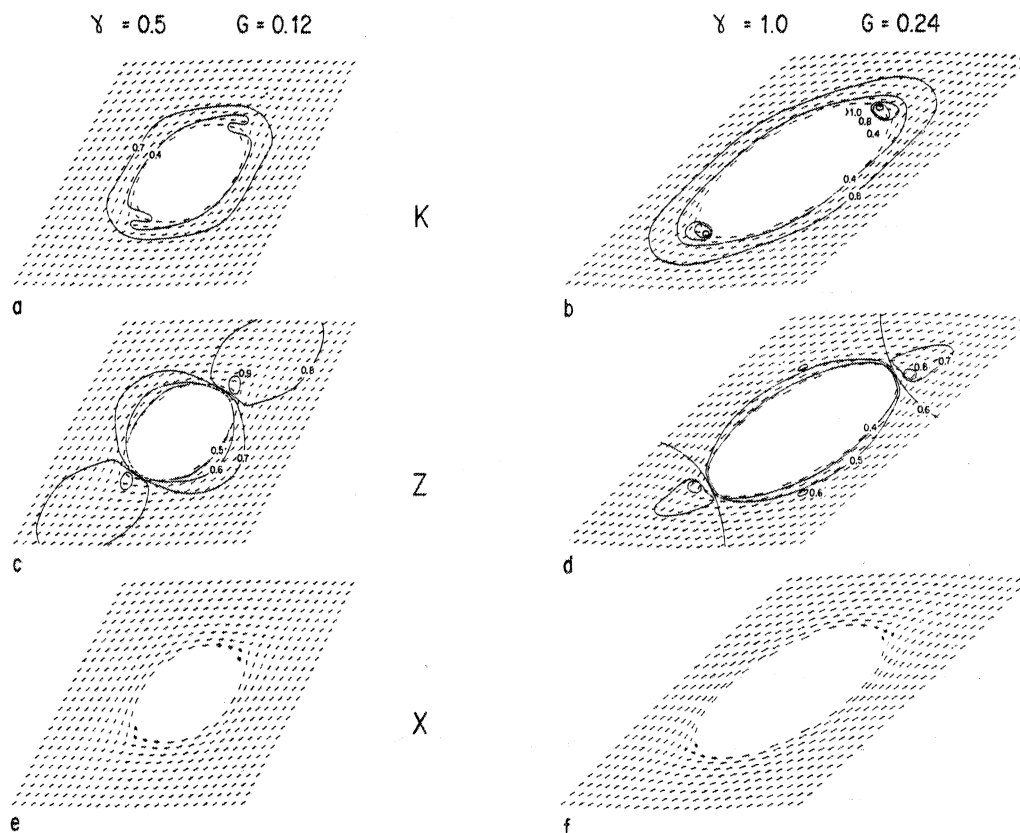


Fig. 6.4 Etat de déformation finie pour des valeurs croissantes de  $\gamma$  et  $G$  pour un gonflement circulaire. a) et b) Cartes du paramètre  $K$  ( $K = (\lambda_1/\lambda_2 - 1) / (\lambda_2/\lambda_3 - 1)$ , avec  $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$ , FLINN 1962). c) et d) Carte d'isovaleur du petit axe de l'ellipsoïde de déformation ( $\lambda_3$ ). e) et f) position horizontale (tiré) ou verticale (point) du grand axe de l'ellipsoïde de déformation ( $\lambda_1$ ).

mation du cisaillement simple (Fig. 6.2). La surface de l'ellipse est proportionnelle au rayon initial du pluton avant gonflement  $R$  et au paramètre de gonflement  $G$  (Fig. 6.2). Lorsque le gonflement est elliptique, la forme finale de la section du pluton peut être plus complexe. Elle est quasi elliptique si le rapport  $A/B$  est proche de 1 (Fig. 6.3b). Elle devient une ellipse resserrée dans sa partie médiane lorsque le rapport  $A/B$  décroît (Fig. 6.3a).

### 6.23 TRAJECTOIRES DU PLAN PRINCIPAL D'APLATISSEMENT ET POINTS TRIPLES

Pour chaque point de coordonnées  $(X'', Y'')$ , on a dessiné l'orientation du plan principal d'aplatissement (Figs. 6.4 et 6.5). La trace du plan  $\lambda_1\lambda_2$  forme des courbes elliptiques fermées dans l'environnement immédiat du pluton et devient rapidement linéaire lorsque l'on s'en écarte. Aux extrémités des courbes elliptiques, on note l'existence de deux points triples. En fonction des valeurs de  $R$  et  $G$ , les points triples peuvent être externes ou internes au pluton (Fig. 6.2). La position interne correspond à une faible valeur de gonflement, et réciproquement une position externe correspond à une valeur élevée de gonflement. Lorsque le gonflement est elliptique, les points triples ont une position légèrement asymétrique par rapport à l'allongement du pluton (Fig. 6.3). Dans ce cas, les trajectoires du plan d'aplatissement montrent une obliquité régulière sur la trace du pluton.

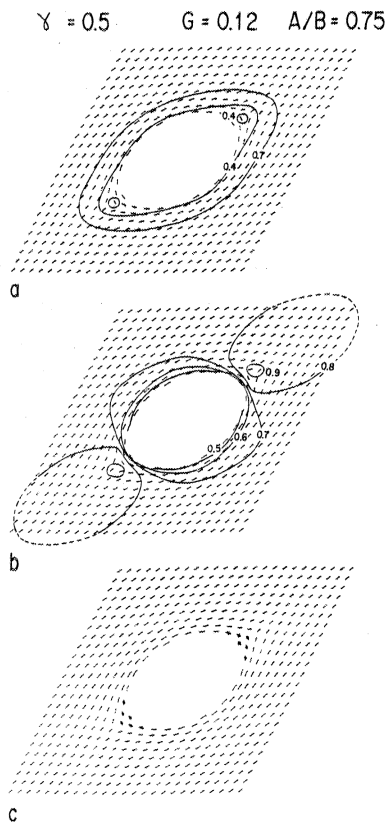


Fig. 6.5 Etat de déformation finie pour un gonflement elliptique. a) Carte du paramètre  $K$ . b) Carte d'isovaleur du petit axe de l'ellipsoïde de déformation ( $\lambda_3$ ). c) Position horizontale (tiré) ou verticale (point) du grand axe de l'ellipsoïde de déformation ( $\lambda_1$ ).

#### 6.24 POSITION DE $\lambda_1$

Le grand axe de l'ellipsoïde de déformation est pratiquement partout horizontal. On note cependant qu'il tend à devenir vertical dans une zone très réduite située sur le bord interne de la zone du point triple, par référence à la bordure du pluton (Fig. 6.4e, f et Fig. 6.5c).

#### 6.25 VARIATIONS DE L'ELLIPSOÏDE DE DÉFORMATION

On a représenté les variations de la forme de l'ellipsoïde de déformation par celles du paramètre K (FLINN 1962). Les cartes d'isovaleurs de K montrent que l'environnement immédiat du pluton est presque partout caractérisé par de l'aplatissement ( $0 < K < 0,7$ ) (Fig. 6.4 a, b et Fig. 6.5a). En dehors de cette zone, la déformation est de type déformation plane (au sens large  $0,7 < K < 1$ ). La comparaison des cartes de K pour des gonflements circulaires (Fig. 6.4a) et elliptiques (Fig. 6.5a) montre que les variations ne sont que légèrement différentes.

Aux extrémités du pluton près des points triples, on relève dans le domaine de l'aplatissement une anomalie position locale de K (Fig. 6.4 a et Fig. 6.5 a). Lorsque la déformation croît, cette anomalie est caractérisée par de la constriction. On constate que l'anomalie contient le point triple mais pas en son centre. Ceci montre clairement que les points triples ne sont pas des points neutres de déformation finie (RAMSAY 1967, p. 147, DIETERICH 1969, ROBERTS & STROMGARD 1972). Dans le cas présent, les points triples correspondent à d'étroites zones de constriction et non pas à des zones de déformation nulle (comparer avec la discussion du Ch.3).

#### 6.26 VARIATIONS D'INTENSITE DE LA DÉFORMATION

Prenons comme référence la valeur de  $\lambda_3$  correspondant uniquement au cisaillement simple dans chaque modèle. Les cartes des valeurs de  $\lambda_3$  montrent que les zones situées contre les bordures allongées des plutons sont caractérisées par une anomalie positive de raccourcissement et les zones situées aux extrémités des plutons, par une anomalie négative (Fig. 6.4 c, d et Fig. 6.5 b). Les zones d'anomalie négative sont situées à proximité des points triples, mais ne lui sont pas superposées (Fig. 6.4 c, d et Fig. 6.5 b).

Dans ce modèle, on n'a considéré que l'interférence d'un gonflement avec un cisaillement transcurrent. Les résultats peuvent être facilement extrapolés au cas d'un cisaillement tangentiel.

### 6.3 L'INTERFERENCE DÉFORMATION REGIONALE / DIAPIRISME DANS L'ANTICLINAL DE BURGUILLOS (SIERRA MORENA OCCIDENTALE)

#### 6.31 LES PLUTONS

Le segment hercynien sud-ibérique (Sierra Morena Occidentale) présente une alternance de ceintures métamorphiques où les plutons de granitoïdes sont très nombreux. L'anticlinal de Burguillos Monestiero (Fig. 6.6) en constitue une, orientée NW-SE et déversée vers le SW (BARD 1969). Parmi les nombreux plutons qui y sont représentés, nous n'avons étudié en détail l'environnement structural que de quatre d'entre eux : Salvatierra, Burguillos del Cerro, Brovales et Valencia del Ventoso (Fig. 6.6). Ces plutons se sont mis en place dans la séquence

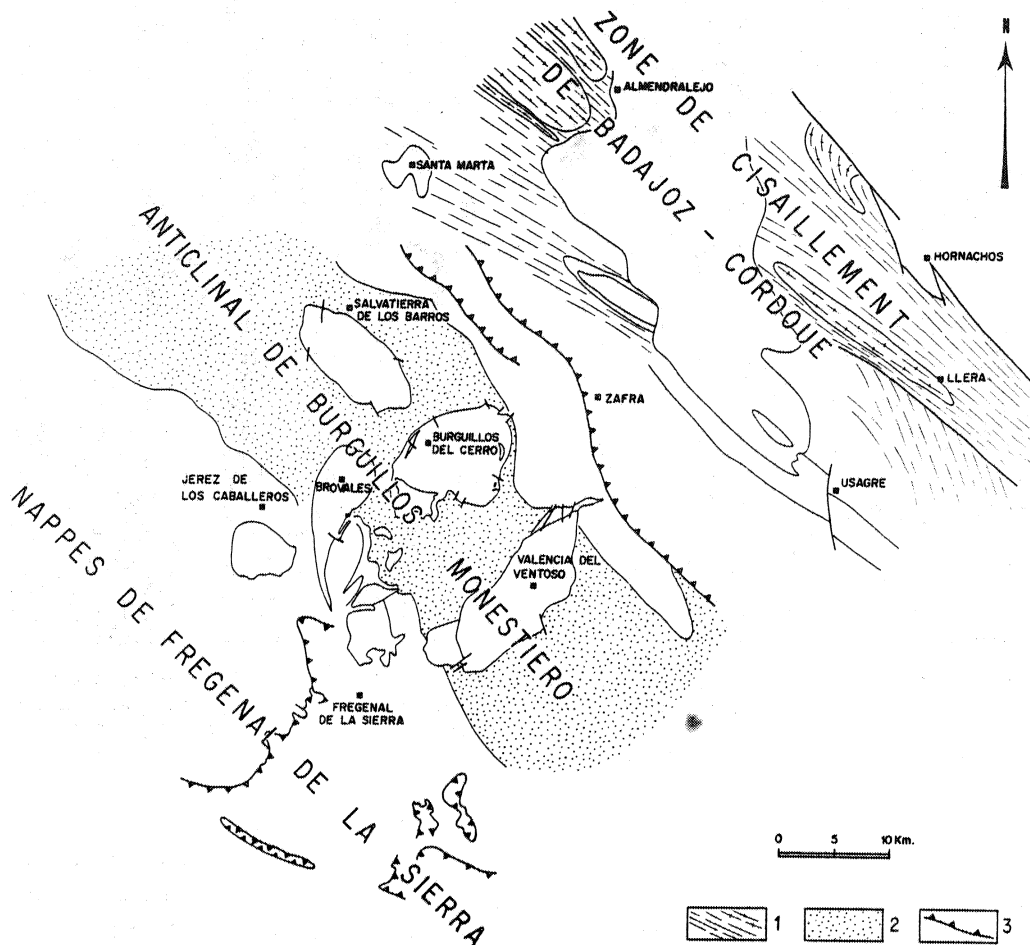


Fig. 6.6 Environnement structural des plutons de l'anticlinal de Burguillos. (1) Orientations de la foliation dans la zone de cisaillement de Badajoz-Cordoue, (2) Sédiments précambriens de l'Anticlinal de Burguillos, (3) Failles inverses.

gréso-pélique protérozoïque qui constitue le coeur de l'anticlinal de Burguillos. Seule la terminaison méridionale du Massif de Brovales recoupe les calcaires cambriens du flanc SW de l'anticlinal.

Les quatre plutons ont une forme approximativement elliptique dont l'allongement maximal présente une obliquité variable par rapport à l'axe de l'anticlinal. Les massifs de Burguillos, Valencia et Brovales sont allongés plus ou moins perpendiculairement à l'anticlinal et sont caractérisés par une zonation des types lithologiques autour d'un noyau, excentré vers le NE, de roches plus basiques (PONS 1975). Leur structure interne, litage de composition dans les variétés gabbroïques et alignement des éléments planaires (Fig. 6.7), est également excentrée. Ces particularités montrent qu'il s'agit de dômes largement déversés vers le SW ou SSW, c'est-à-dire la direction de déversement de l'anticlinal. Il faut noter que les structures linéaires internes sont également alignées dans cette direction (PONS en préparation). Le Massif de Salvatierra diffère singulièrement des massifs précédents par son allongement parallèle à l'axe de l'anticlinal et sa structure interne hélicitique.



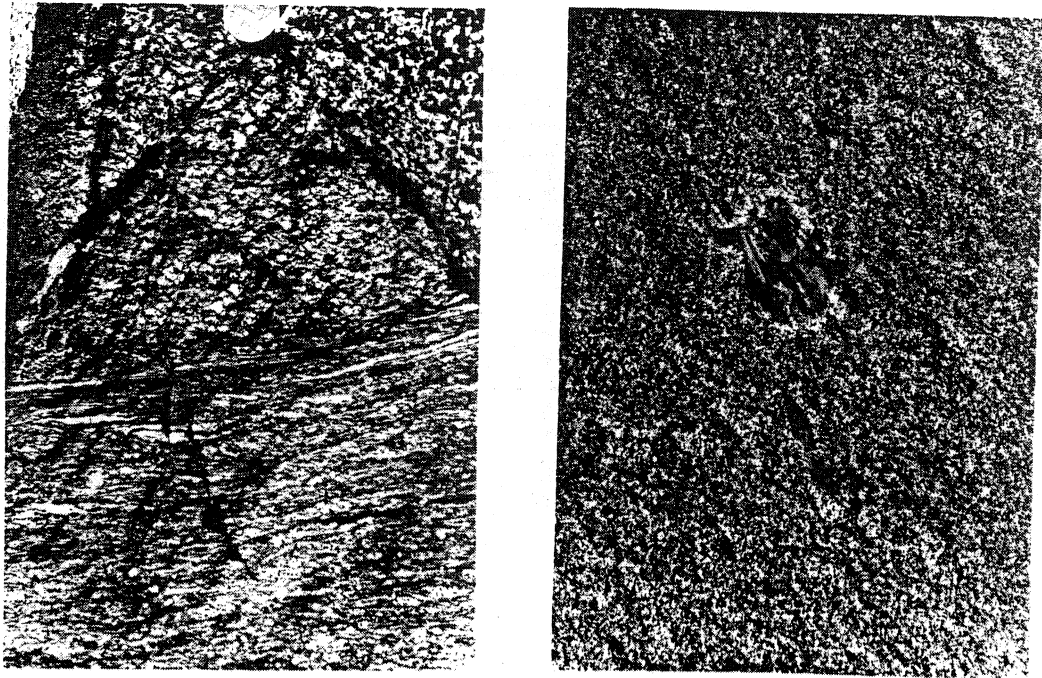


Fig. 6.7 Exemples de fabrique planaire dans des faciès granodioritiques du Massif de Burguillos. A droite, fabrique très diffuse soulignée par l'allongement des enclaves. A gauche, fabrique nette en haut de la photographie, passant à une fabrique très intense vers la partie inférieure.

Les compositions variées de ces plutons, essentiellement gabbroïque et dioritique pour celui de Burguillos, intermédiaire pour ceux de Valencia et Brovales, et granitique pour celui de Salvatierra, tendent à démontrer une différenciation croissante dans une tendance calco-alcaline unique. L'ordre de mise en place pourrait correspondre à cet ordre de différenciation. Les données géochronologiques (DUPONT et al sous presse) confirment cette interprétation et, de plus, indiquent que la période de mise en place est contemporaine de la tectonique hercynienne, conclusion obtenue antérieurement par l'analyse structurale (BRUN & PONS 1979, PONS & BRUN 1979).

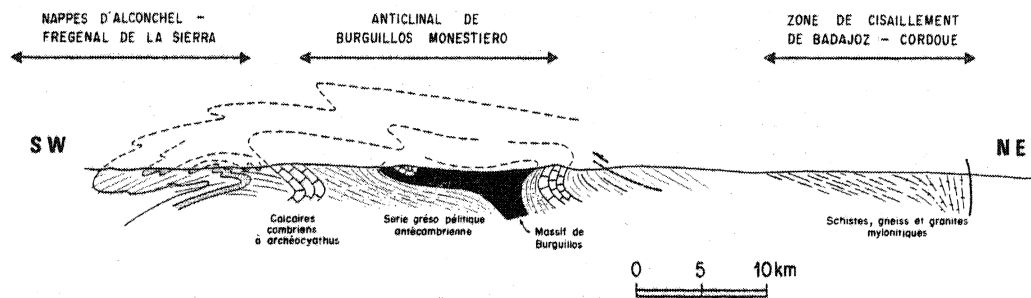


Fig. 6.8 Coupe schématique montrant les relations structurales entre les principales unités tectoniques de la région étudiée.

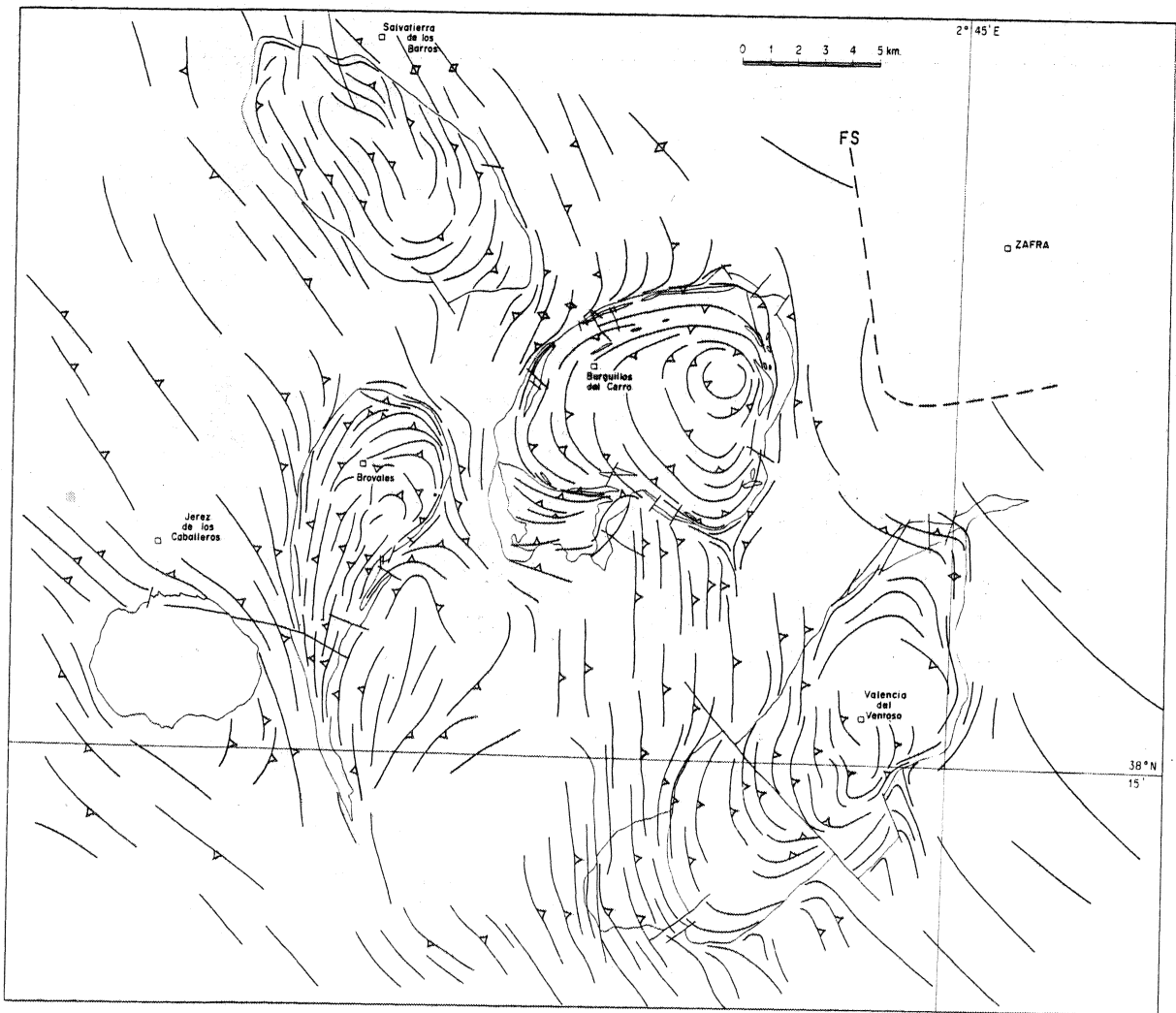


Fig. 6.9 Trajectoires de schistosité dans l'Anticlinal de Burguillos. F.S. est le front de schistosité.

#### 6.32 LE CONTEXTE TECTONIQUE

L'Anticlinal de Burguillos-Moniestiero est situé entre deux unités tectoniques majeures du segment hercynien sud-ibérique : la zone de cisaillement Badajoz-Cordoue et les nappes de Fregenal de la Sierra (Fig. 6.6). L'Anticlinal de Burguillos est probablement la zone de racine des nappes de Fregenal. Dans ces nappes, deux phases de déformation distinctes ont été distinguées par VAUCHEZ (1975). La première qui correspond à la mise en place des nappes est caractérisée par des plis couchés et une schistosité sub-horizontale. Les caractéristiques de la seconde sont principalement une schistosité verticale d'orientation NW-SE et des plis droits donnant avec les plis de première phase des interférences cartographiques de type 3 (RAMSAY 1962).

La zone de cisaillement de Badajoz-Cordoue, caractérisée par un sens de cisaillement senestre, affecte des sédiments protérozoïques et des granites hercyniens sur plusieurs

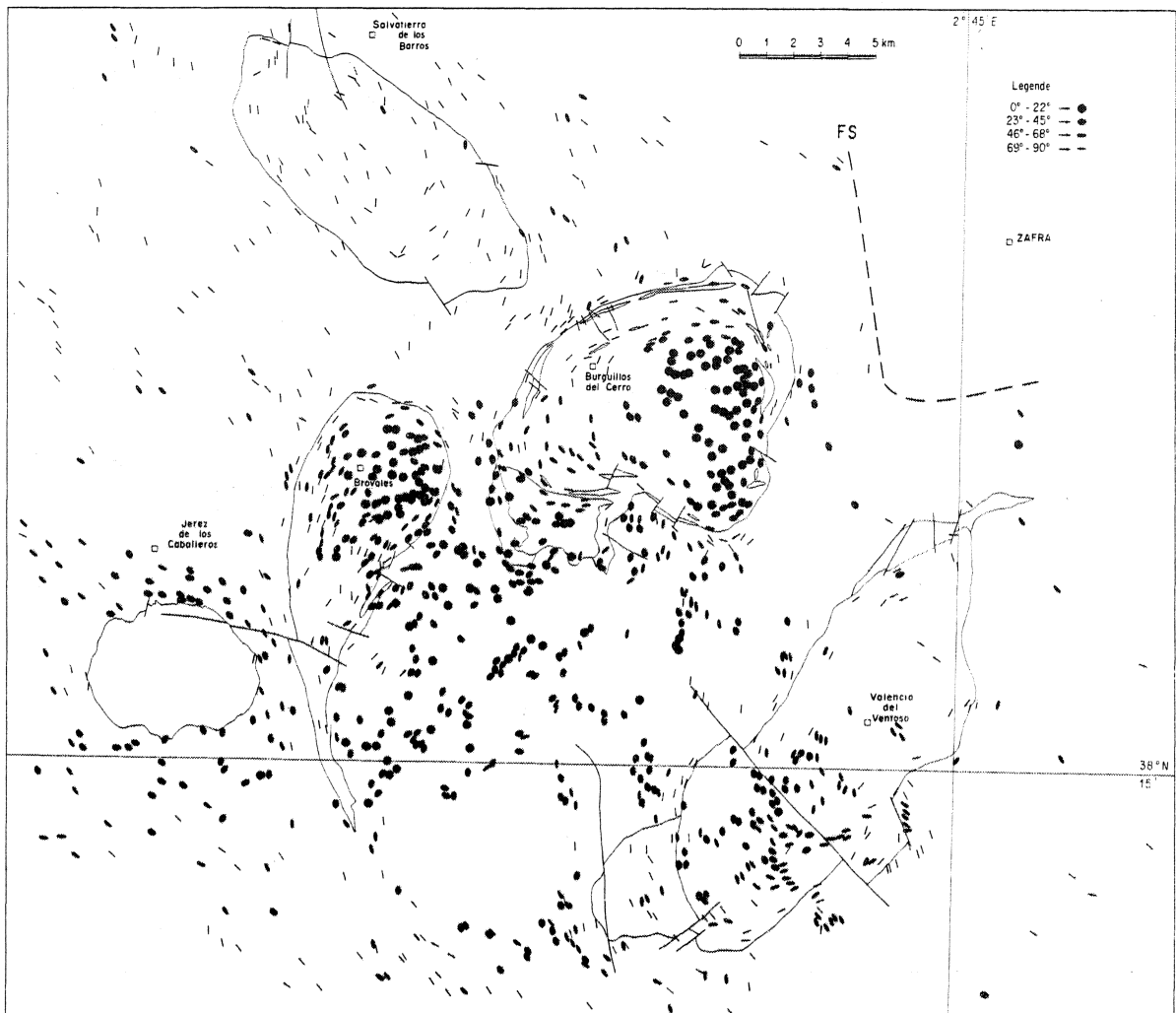


Fig. 6.10 Variation de pendage de la schistosité et la fabrique planaire des plutons dans l'Anticlinal de Burguillos. Les cercles et les tirés représentent les pendages respectivement horizontaux et verticaux. Deux classes de pendage intermédiaires sont représentées par des ellipses. Les zones caractérisées par une schistosité horizontale ou peu pentée apparaissent plus sombres que les zones à foliation subverticale.

kilomètres de large (BLADIER & LAURENT 1974, BURG et al. 1980). Entre Santa Marta et Almendralejo, la foliation des blastomylonites montre un pendage faible sur plusieurs kilomètres et devient progressivement verticale vers la limite NE de la zone (Fig. 6.8).

La linéation d'étirement étant toujours subhorizontale dans cette zone, le pendage faible de la foliation indique probablement une légère tendance au chevauchement du bloc NE sur le bloc SW pendant le fonctionnement de la zone. Entre Usagre et Llera, la foliation horizontale est recoupée par des zones à foliation verticale et affectée par des plis dont l'axe est parallèle à la linéation d'étirement. Ceci montre que la composante tangentielle est précoce dans l'histoire de la déformation. Les variations latérales de la déformation d'une coupe à l'autre le long de la zone, et les variations temporelles, caractérisées par une transition d'un régime transcurrent - chevauchant à un régime purement transcurrent montre la complexité de la déformation dans cette zone de cisaillement dominant senestre.

Dans l'Anticlinal de Burguillos, les unités cambriennes basales et les sédiments pro-térozoïques sont affectés par une déformation hétérogène pénétrative. Les hétérogénéités peuvent être détectées dans les orientations des directions principales de déformation finie et les variations d'intensité de la déformation. La cartographie de la schistosité et de la linéation d'étirement permet de démontrer que les hétérogénéités de la déformation finie sont spatialement liées à la forme des plutons.

### 6.33 LES TRAJECTOIRES DE SCHISTOSITE

Des mesures systématiques de la schistosité ont été réalisées dans les roches sédimentaires. Quand des marqueurs de la déformation étaient présents (clastes sédimentaires, galets, pellets, fossiles, taches de métamorphisme de contact), on a pu vérifier que la schistosité était parallèle au plan d'aplatissement. Dans les roches plutoniques, on a mesuré, sur le terrain, le plan d'orientation préférentielle des minéraux. Même lorsque ce plan n'est que faiblement apparent, on a vérifié qu'il correspondait également au plan d'aplatissement des enclaves (Fig. 6.7). Ceci a été confirmé par l'analyse pétrofabrique (PONS 1975). Etant donné que la schistosité des roches sédimentaires aussi bien que l'orientation préférentielle planaire des roches éruptives correspond au plan d'aplatissement, nous avons reporté sur une carte unique les mesures réalisées dans les deux types de roches (Fig. 6.9). En dehors de la zone des plutons, la schistosité a une direction NW-SE parallèle à l'axe de l'anticlinal. Des perturbations systématiques de direction apparaissent au contact des plutons et dans les zones situées entre les plutons. Autour des plutons, la schistosité tend à se paralléliser avec les contacts, et la transition entre l'orientation régionale et l'orientation du contact est progressive et est localement caractérisée par des points triples plus ou moins bien définis selon la densité des mesures. On note également que, lorsque la schistosité est oblique au contact des plutons, elle prolonge géométriquement la structure interne de ceux-ci.



Fig. 6.11 Plan de schistosité subverticale portant une linéation d'étirement, parallèle à la ligne de plus grande pente du plan, dans une formation cambrienne gréséo-pélitique, au Sud de Brovales.



Fig. 6.12 Section horizontale de plis asymétriques dans des schistes cambriens, à la bordure SW du Massif de Brovales. ces plis déforment une schistosité antérieure et sont compatibles avec une composante de cisaillement senestre.

La carte des pendages de la schistosité (Fig. 6.10) montre que la zone localisée entre les plutons de Brovaes Burguillos et Valencia est caractérisée par des pendages faibles ou intermédiaires. Les zones localisées au NW et au SE de ce groupe de pluton sont caractérisées par une schistosité subverticale.

#### 6.34 LA LINEATION D'ETIREMENT

Dans les sédiments protérozoïques, la linéation d'étirement (Fig. 6.11) peut être mise en évidence par l'étirement des grains de quartz et des taches de métamorphisme de contact (cordiérite, andalousite), ou par l'alignement des minéraux. Les observations de terrain per-

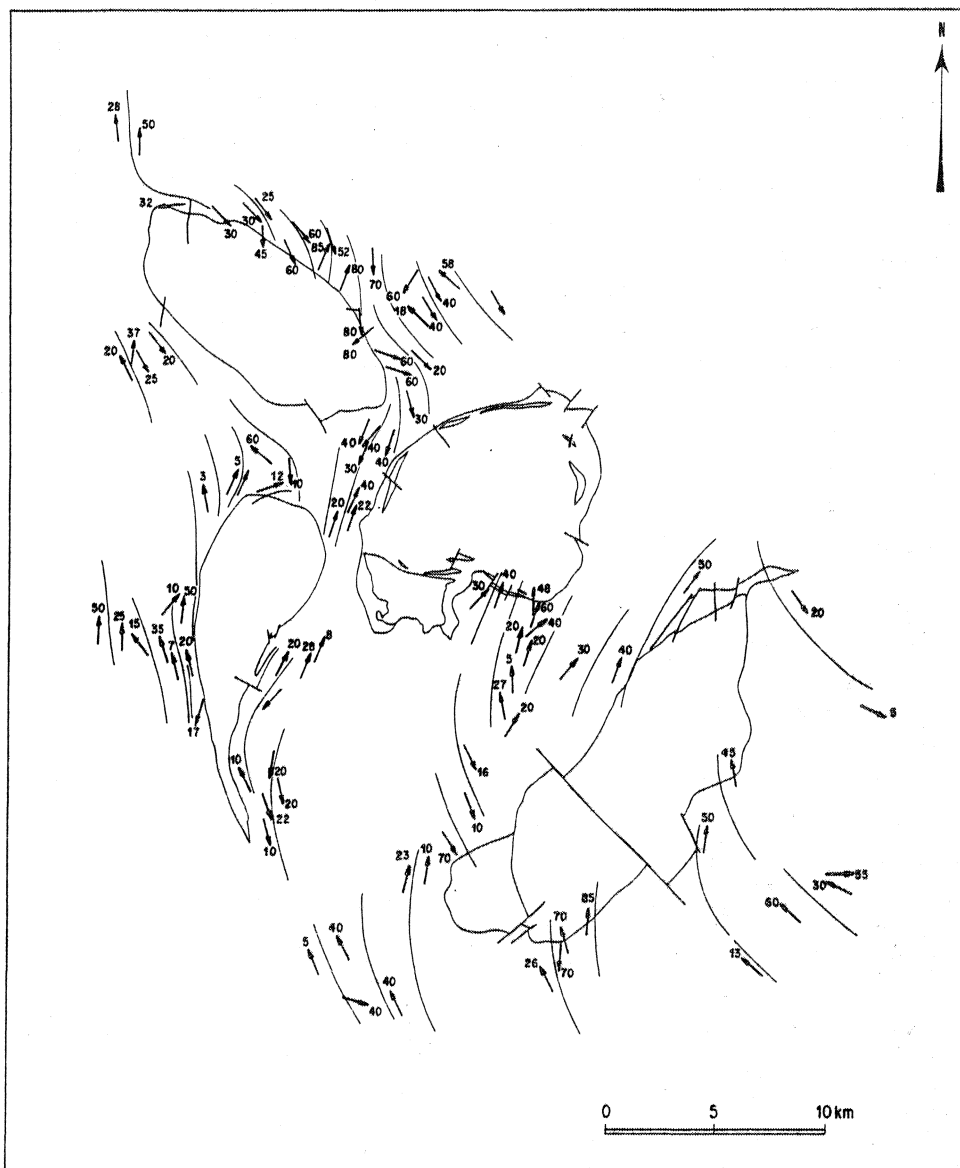


Fig. 6.13 Carte des linéations d'étirement. Le plongement est indiqué par un chiffre. Les traits fins donnent l'allure générale des trajectoires d'étirement principal.

mettent d'affirmer que l'étirement est le plus intense dans la zone localisée entre les plutons de Brovales, Burguillos et Valencia. La carte des trajectoires de la linéation d'étirement (Fig. 6.13) montre que cette zone est aussi caractérisée par une orientation moyenne NE-SW contrastant avec l'orientation NW-SE à l'extérieur de cette zone.

### 6.35 LES SUPERPOSITIONS DE STRUCTURES MESOSCOPIQUES

Des superpositions de structures mésoscopiques ont pu être observées dans la zone localisée entre les plutons de Brovales, Burguillos et Valencia, zone par ailleurs caractérisée, comme nous l'avons vu, par une anomalie d'orientation de la schistosité et de la linéation d'étirement et par une anomalie de pendage de la schistosité.

Dans cette zone, la foliation et la linéation sont localement déformées par des plis asymétriques régulièrement déversés vers le NW et dont les axes sont parallèles ou légèrement obliques à la linéation d'étirement. Pour la plupart des plis observés, ceux-ci étaient apparemment liés à des hétérogénéités initiales telles que dykes de roches éruptives ou veines de quartz (Fig. 6.12), et étaient associés à une schistosité de crénulation. Des observations identiques ont été faites au SW de la "queue" du pluton de Brovales (Fig. 6.6) et autour du pluton de Jerez, où la foliation montre également un pendage faible.

### 6.36 LA DEFORMATION PROGRESSIVE DANS L'ANTICLINAL DE BURGUILLOS

La déformation dans l'Anticlinal de Burguillos était, jusqu'à présent, décrite comme le résultat d'une superposition de deux phases distinctes, et la mise en place des plutons considérée postérieure à la seconde déformation (BARD 1965, 1969). Les données présentées ci-dessus permettent de montrer que la mise en place des plutons est syncinématique et que la déformation est progressive plutôt que superposée.

L'existence de points triples dans les trajectoires de schistosité et l'obliquité locale de ces trajectoires par rapport au contact des plutons démontre le synchronisme de la mise en place des plutons et de la déformation régionale (LEDRU & BRUN 1977, BRUN & PONS 1979). En prenant en compte les caractéristiques des cartes de schistosité (Fig. 6.9 et 6.10) et de linéation (Fig. 6.13), de l'existence locale de superpositions de structures mésoscopiques ainsi que les données pétrologiques et géochronologiques mentionnées plus haut, nous pouvons proposer le schéma de déformation progressive suivant.

La déformation régionale débute par une composante tangentielle vers le SW donnant naissance à un anticlinal déversé. Les plutons de Burguillos, Valencia et probablement aussi de Brovales se mettent en place pendant cet épisode. L'anomalie thermique associée favorise le développement d'une schistosité horizontale, ou à pendage faible vers le NE, et d'une linéation d'étirement plongeant vers le NE. Les plutons s'étirent dans cette direction d'autant plus que leur ascension est ralentie, sinon stoppée, par les calcaires cambriens. Cet épisode précoce peut être mis en relation avec la tendance au chevauchement observée dans la zone de cisaillement de Badajoz-Cordoue et avec la mise en place des nappes de Fregenal.

Dans le prolongement de ce premier épisode, la déformation se poursuit mais avec une composante cisailante essentiellement transcurrente parallèle à l'axe de l'anticlinal. La schistosité se développe alors verticalement et la linéation d'étirement apparaît subparallèle à l'axe de l'anticlinal avec des plongements NW ou SE. Le pluton de Salvatierra qui se met en

place pendant ce second épisode est étiré le long de l'axe de l'anticlinal. Sa structure interne helicitaire (Fig. 6.9) atteste d'une composante de cisaillement senestre. Dans les zones ayant subi le développement antérieur d'une foliation à faible pendage, des plis se développent dont l'asymétrie et le déversement vers le NW attestent également d'une composante de cisaillement senestre (comparer avec Fig. 6.3b). L'extrémité méridionale du pluton de Brovales est fortement déformée dans une zone de cisaillement intense. Le pluton prend alors cartographiquement la forme caractéristique d'une goutte asymétrique (BERTHÉ et al. 1979). Ce second épisode peut être mis en relation avec un comportement essentiellement transcurrent de la zone de cisaillement de Badajoz-Cordoue, et probablement avec la seconde phase de déformation dans les nappes de Fregenal.

Il n'a pas été trouvé de limite claire entre les domaines à schistosité verticale et à faible pendage. La transition apparaît, au contraire, continue. La déformation dans l'Anticlinal de Burguillos peut être, de ce fait, interprété comme un phénomène progressif donnant naissance à des structures superposées.

#### 6.37 LES DEUX TYPES D'INTERFERENCE GONFLEMENT / CISAILLEMENT

La déformation associée à la mise en place des plutons de l'Anticlinal de Burguillos peut être résumée par deux types distincts d'interférence diapirisme / cisaillement (Fig. 6.14).

Le type A, qui correspond aux plutons de Burguillos et de Valencia, résulte d'une interférence entre un cisaillement tangentiel et le gonflement d'un pluton. Le type B, qui correspond au pluton de Salvatierra, résulte d'une interférence entre un cisaillement transcurrent et le gonflement d'un pluton. Les caractéristiques de chacun des deux types sont résumées sur la figure 6.14. Ces deux types distincts ont en commun l'existence de points triples de schis-

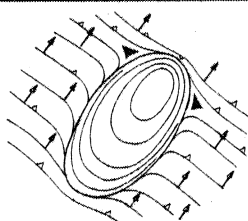
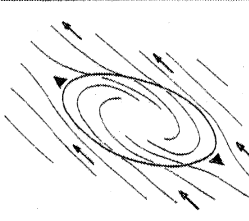
	MODELE A Type : Burguillos - Valencia	MODELE B Type : Salvatierra
CARACTERISTIQUES COMMUNES  Point triple  Obliquités locales du plan XY sur la limite pluton - encaissant		
ORIENTATION du PLUTON	Sub-orthogonal à l'axe de l'anticlinal	Sub-parallèle à l'axe de l'anticlinal
PENDAGE DU PLAN XY DANS L'ENCAISSANT	Nul ou intermédiaire	Vertical
TRAJECTOIRE DU PLAN DANS LE PLUTON	Excentrique	Helicitaire
LINEATION D'ETIREMENT	Sub-orthogonal à la direction du plan XY	Sub-parallèle à la direction du plan XY
COMPOSANTE DE CISAILLEMENT	TANGENTIEL	TRANSCURRENT

Fig. 6.14 Les deux modèles d'interférence gonflement / cisaillement régional représentés dans l'Anticlinal de Burguillos.

tosité et des obliquités locales de la schistosité sur les contacts. Ils diffèrent dans l'orientation relative des plutons et de la direction régionale de la schistosité, dans le pendage de la schistosité, et l'allure de la structure interne des plutons. Le pluton de Brovales peut être assimilé au type A dans sa partie NE.

#### 6.4 DISCUSSION

Le modèle mathématique d'interférence entre cisaillement et gonflement présenté dans ce chapitre est purement cinématique et ne considère que des déplacements bidimensionnels dans le plan du plus grand diamètre des plutons. Pour être plus réaliste, le modèle devrait, en outre, prendre en compte les effets mécaniques, tels que ceux dus aux gradients de viscosité autour des plutons, et la nature nécessairement tridimensionnelle des déplacements liés au gonflement. Malgré ces restrictions, ce modèle simple permet, dès à présent, d'expliquer un certain nombre des caractéristiques structurales observées sur le terrain.

Premièrement, le modèle confirme l'interprétation, proposée antérieurement, sur de simples arguments de terrain, des points triples de schistosité en tant que conséquence d'une interférence entre le gonflement d'un pluton et une déformation régionale (LEDRU & BRUN 1977, BRUN & PONS 1979). Il donne en outre une explication de la position relative des points triples et des contacts des plutons (Figs. 6.2 à 6.5).

Deuxièmement, la similarité entre les trajectoires du plan d'aplatissement (schistosité) obtenues numériquement, par interférence d'un gonflement elliptique et d'un cisaillement (Fig. 6.5b), et sur le terrain pour le pluton de Salvatierra (Figs. 6.9 et 6.14, type B), est intéressante. Elle suggère que le gonflement dans le cas du pluton de Salvatierra est elliptique. En fait, cette explication est tout à fait possible dans la mesure où ce pluton est le dernier à s'être mis en place, parmi les quatre plutons étudiés, et que l'anticlinal était, à ce moment là, pratiquement achevé. Le pluton a donc probablement gonflé plus facilement dans la direction de l'axe de l'anticlinal que dans une direction orthogonale.



## 7 FORME ET STRUCTURE DES PLUTONS SYNCINEMATIQUES D'UN CISAILLEMENT TRANSCURRENT : APPLICATION AUX LEUCOGRANITES HERCINIENS DE BRETAGNE MERIDIONALE. \*

### 7.1 INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent nous avons distingué deux schémas d'interférence selon que le cisaillement était tangentiel ou transcurrent. L'interprétation et le modèle proposés étaient réalisés en termes de déformation finie ou plus exactement d'une interférence de deux déformations finies, l'une correspondant au gonflement et l'autre au cisaillement. Nous avons, en outre, fait remarquer que les relations entre les trajectoires de déformation finie et la forme du pluton étaient particulières lorsque la forme initiale du pluton était elliptique. L'ellipticité des plutons peut être due à des causes externes telles que l'existence de structures dans l'encaissant ou de variations latérales des propriétés rhéologiques. Dans ce chapitre nous examinerons les effets d'une cause interne d'ellipticité, à savoir le développement progressif de l'ellipticité du pluton au cours de la déformation. On peut en effet s'attendre à ce que le gonflement soit progressivement accentué dans la direction du grand axe du pluton, au cours de la déformation progressive.

L'exemple des leucogranites hercyniens de Bretagne méridionale est particulièrement approprié pour cette étude étant donné le nombre et la nature des données dont on dispose pour le faire : gravimétrie, géologie structurale et géochronologie. Ces données permettent de connaître la forme tridimensionnelle des plutons et d'établir ses relations avec la déformation de l'encaissant au cours de la mise en place.

Pour expliquer les particularités géométriques observées on propose un modèle numérique d'interférence incrémentale dérivé du modèle développé dans le chapitre précédent.

### 7.2 LE CONTEXTE GEOLOGIQUE

#### 7.21 GEOLOGIE GENERALE

Les leucogranites du Sud du Massif Armoricaire affleurent le long de trois alignements séparés par les deux branches du cisaillement sud-armoricain. Au Nord de la branche septentrionale ce sont, d'Ouest en Est, les plutons de Locronan, Pontivy, Guehenno, La Gacilly, Saumur, Vatan, Issoudun et Marchenoir ; entre les deux branches ce sont les plutons de

---

\* Travail réalisé en collaboration avec J.L. VIGNERESSE.

Questembert, Vigneux, Saint-Etienne de Montluc, Mortagne et Bressuire ; au Sud de la branche méridionale ce sont les plutons de Pont-L'Abbé, Pleumeur et Guérande (Fig. 7.1). Les massifs de la Gacilly, Saumur, Vatan, Issoudun et Marchenoir n'apparaissent pas à l'affleurement mais tous sont bien localisés par la gravimétrie, certains peuvent l'être également par le métamorphisme (La Gacilly, LE CORRE 1975), ou par des sondages (WEBER 1973).

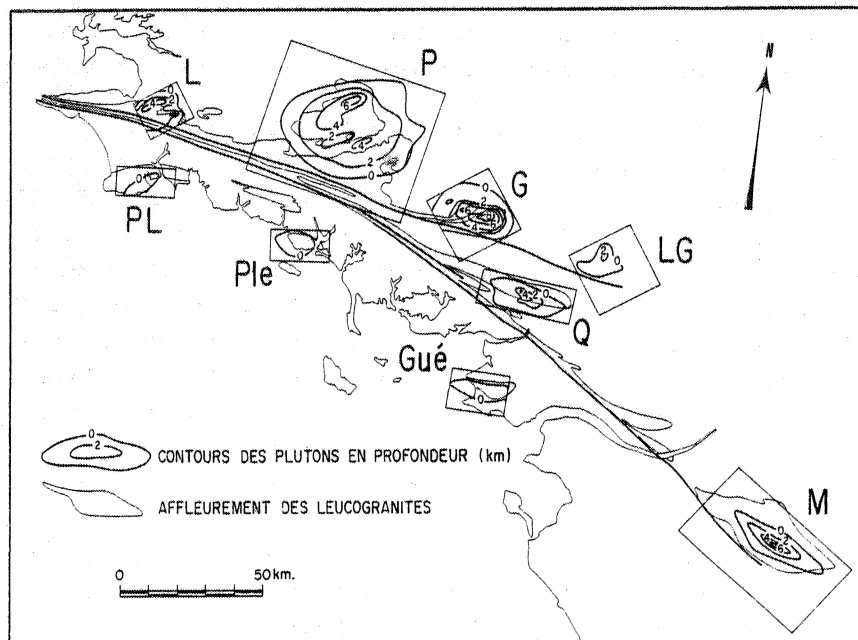


Fig. 7.1 Les leucogranites de Bretagne méridionale. En grisé : la surface affleurante des plutons. Les courbes donnent la forme des plutons en profondeur (à 0, 2, 4, 6 et 8 Km) calculée à partir des anomalies gravimétriques (d'après VIGNERESSE 1978b). Abréviations : L : Locronan, P : Pontivy, G : Guehenno, LG : La Gacilly, Q : Questembert, M : Mortagne, PL : Pont-L'Abbé, Ple : Pleumeur, Gué : Guérande.

Ces massifs sont, en majeure partie, intrusifs dans des formations sédimentaires briovériennes ou paléozoïques de degré de métamorphisme variable. L'examen des cartes montre que la majorité des plutons s'est mise en place au niveau du contact Briovérien - Paléozoïque. BARROIS (1884, 1885, 1890, 1891, 1934) considérait ces massifs comme mis en place au sein d'un antiforme majeur pendant le plissement hercynien, mais dans un encaissant préalablement structuré pendant l'orogène cadomien. Cependant, LE CORRE (1978) et HANMER & al. (1981) ont récemment montré à l'aide d'arguments concernant la déformation, le métamorphisme et leurs relations mutuelles que les sédiments briovériens ne devaient leur structuration qu'à l'orogène hercynien. Les granites de l'alignement septentrional montrent dans leur partie nord des faciès à gros grain à texture quasi-isotrope. A l'approche de la branche nord du cisaillement sud armoricain, les granites montrent une structure plano-linéaire pénétrative (COGNE 1957) attestant d'un cisaillement dextre intense (BERTHE & al. 1979 a et b, JEGOUZO 1980). Les granites des deux autres alignements sont également tous intensément mylonitisés (COGNE 1957, BERTHE & al. 1979, JEGOUZO 1980).

Sur la base d'un isochrone Rb/Sr composite VIDAL (1973) rapporte la mise en place de ces plutons au Namuro-Westphalien avec un âge radiométrique de 327 MA (âge recalculé à  $\lambda^{87}\text{Rb} = 1,42 \cdot 10^{-11} \text{an}^{-1}$ ). Les résultats Rb/Sr récents (PEUCAT & al. 1979, PEUCAT, non publié) montrent que les granites de l'alignement septentrional sont les plus anciens (entre 338 et 344 MA), ceux de l'alignement médian donnent des âges intermédiaires (327 et 329 MA), et ceux de l'alignement méridional sont les plus jeunes (entre 300 et 316 MA).

## 7.22 GEOLOGIE STRUCTURALE ET DEFORMATION

Les travaux d'analyse structurale réalisés récemment en Bretagne centrale et méridionale ont aboutit récemment à un schéma relativement simple de la tectonique hercynienne.

En Bretagne Centrale, les structures sont essentiellement des plis droits d'orientation axiale EW à ESE-WNW ; une schistosité de plan axial et une linéation d'étirement parallèle à leurs axes leur sont associées (LE CORRE & LE THEOFF 1976, LE THEOFF 1977, LE CORRE 1978, GAPAIS 1979). L'étude de la déformation finie a montré que la déformation était de façon dominante de l'aplatissement ou de la déformation plane bien que l'on note dans certaines bandes étroites de la constriction (LE CORRE & LE THEOFF 1976, LE THEOFF 1977, LE CORRE 1978, LOPEZ-MUNOZ 1970, CRAMBERT 1981). Les analyses des orientations préférentielles de réseau du quartz dans les sédiments (BOUCHEZ & BLAIZE 1976, GAPAIS 1978, GAPAIS & LE CORRE 1980) et dans les granites (BERTHE & al. 1979 a, b), l'analyse de la tectonique cassante (OUALI 1980), l'analyse du développement progressif des plis (BERTHE & BRUN 1980) ont montré que cette déformation hercynienne était caractérisée par une forte composante de cisaillement transcurrent dextre. La "dé-déformation" à partir des mesures de déformation finie (PERCEVAULT 1981, PERCEVAULT & COBBOLD 1981) et la considération, à l'échelle de la région, des caractéristiques géométriques et cinématiques de cette déformation (GAPAIS & LE CORRE 1980) démontrent par ailleurs que ce cisaillement intéresse une portion de croûte relativement large ; plus de 50 km en ce qui concerne la Bretagne Centrale.

La Bretagne méridionale proprement dite a une histoire plus complexe. Elle est constituée de roches métamorphiques variées et de granites. Un premier événement tectonique majeur est marqué a) par un phénomène d'obduction (schistes bleus de l'île de Groix, NICOLAS & BOUDIER 1976, QUINQUIS & al. 1978, QUINQUIS 1980, QUINQUIS & CHOUKROUNE 1981) rapporté au Siluro Dévonien (PEUCAT & COGNE 1977) et caractérisé par un cisaillement tangentiel intense subméridien. b) par la mise en place de granite ultérieurement orthogneissifiés (ex : Roguedas, Golfe du Morbihan ; PEUCAT, LE METOUR & AUDREN 1978, daté à 463 MA) et le développement de migmatites (ex : AUDREN & LE METOUR 1976, granites d'anatexie datés à 370 MA, VIDAL 1976).

Le second événement, qui affecte ces formations préalablement structurées et métamorphisées peut être mis directement en parallèle avec la déformation cisailante dextre, décrite plus haut, pour la Bretagne Centrale. Elle se marque surtout par le développement de zones de cisaillement dextre, ou chevauchant vers le Sud, très intense affectant indifféremment sédiments paléozoïques peu métamorphisés, gneiss, micaschistes et granites (COGNE 1967, JEGOUZO 1980). Deux zones convergentes d'Est en Ouest et longues de plus de 400 km sont visibles sur la partie émergée du Massif Armoricain (Fig. 7.1), une autre zone au moins est suspectée dans la partie immergée (AUDREN & LEFORT 1977).

Les leucogranites sont présents dans la partie sud de la Bretagne centrale et dans tout le domaine de Bretagne méridionale y compris dans sa partie immergée. Ils sont cartogra-

-phiquement en relation avec le cisaillement sud-armoricain (Fig. 7.1). Bien que nous présentions ici des données pour l'ensemble de ces plutons c'est surtout sur ceux de l'alignement septentrional que nous développerons notre analyse : a) parce que la déformation de l'encaissant y est monophasée, et au moins en partie, synchrone de leur mise en place ; et b) du fait de la qualité et de l'abondance des données, concernant cette déformation, que nous avons brièvement passées en revue plus haut.

### 7.23 POSITION DU PROBLEME

Cette brève revue des données structurales et géochronologiques de la zone d'affleurement des plutons de leucogranites hercyniens en Bretagne montre que ces plutons se sont mis en place pendant que la croûte continentale était soumise à une déformation cisailante dextre. Notre but, en tenant compte de ces données est de montrer que la forme des plutons, que la gravimétrie nous permet d'estimer en profondeur, dépend du cisaillement synchrone de leur mise en place.

Notre démonstration s'appuie sur l'hypothèse que cette forme résulte d'une interférence des déplacements résultants du gonflement et de ceux dus au cisaillement, interférence se modifiant au cours du temps. On tente donc ici d'*expliquer une structure finie en termes de déformation progressive*. L'analyse de la forme des plutons est faite à partir des données gravimétriques. Un modèle mathématique d'interférence incrémentale est proposé pour expliquer les variations de formes en profondeur pour chaque pluton et les variations géographiques de formes tridimensionnelles d'un pluton à l'autre.

## 7.3 ANALYSE DE LA FORME ET DE L'ORIENTATION DES PLUTONS

### 7.31 DONNEES

Les données utilisées pour ce travail sont essentiellement cartographiques et de deux types. Le premier type a été obtenu à partir de la carte géologique de France au 1/320.000e et le second, de la carte gravimétrique du Massif Armoricain.

L'existence de données gravimétriques couvrant la totalité du Massif Armoricain (GOGUEL 1950, 1967) avec une densité relativement forte (1 point pour 2 km<sup>2</sup>) a permis la résolution, massif par massif, de la forme et l'extension en profondeur des plutons leucogranitiques. Le détail de ces interprétations a été décrit antérieurement (VIGNERESSE 1978b). Pour chaque massif il a été procédé à une saisie de données sous forme d'un maillage régulier (avec un pas moyen de 2 km, variable pour chaque massif). Une interprétation bi et tri-dimensionnelle est ensuite menée à l'aide de diverses méthodes et comparées entre elles. Parmi ces méthodes, celles dites de problème inverse (VIGNERESSE 1977, 1978 a) ont été employées systématiquement et l'interprétation retenue, dès lors qu'il existait une convergence des résultats des différents processus. Le tracé des profondeurs du plancher des granites est alors reporté sur une carte régionale (Fig.7.1). L'analyse et la discussion des différents paramètres d'entrée aux calculs ont été longuement décrits ailleurs (VIGNERESSE 1978 b). Notons le choix pour les modèles bidimensionnels d'une densité constante avec la profondeur et l'observation d'une variation très faible (0.01 g/cm<sup>3</sup>/km) déduite des méthodes inverses. Le contraste se situe entre les leucogranites (2,62 g/cm<sup>3</sup>) et l'encaissant (2,70 g/cm<sup>3</sup>).

Les profondeurs obtenues pour les planchers des différents massifs sont en accord

avec celles calculées pour d'autres granites (BOTT & al. 1970) et concordent avec des mesures effectuées dans la région par des méthodes électriques (MIGAUX & al. 1960), magnétotelluriques (FOURNIER & al. 1975) et sismiques (SAPIN 1973).

La profondeur des plutons reste faible avec 95% de leur masse comprise dans la partie supérieure de la croûte continentale (5 km). Leur forme indique une plus grande extension latérale que verticale donnant lieu, compte tenu d'une érosion, à une forme de cône elliptique. Leur extension verticale moyenne est de 3,0 km et les demi axes de leur plus grande section elliptique sont en moyenne de 12,3 et 9,0 km. Il est à noter que la disposition cartographique des sections elliptiques est affectée sur sa bordure méridionale par le cisaillement sud armoricain, mais que le barycentre des plutons n'est jamais centré sur cet accident, sauf pour quelques uns des plus petits. De plus, les différents massifs situés au long de la branche nord de ce cisaillement sont affectés par un décrochement orienté globalement N60 qui se marque par un décalage des profondeurs du plancher (VIGNERESSE & LEFORT 1976). Enfin, sur les massifs de Locronan et de Pontivy, une zonation des anomalies corrélables à une variation de faciès (passage d'un granite à biotite - muscovite à un granite à biotite - sillimanite à gros grain) a été interprétée comme résultant de la mise en place de diapirs à queue hétérogène (HANMER & VIGNERESSE 1980).

### 7.32 LA FORME TRIDIMENSIONNELLE DES PLUTONS

Afin de pouvoir caractériser les dimensions des plutons nous avons assimilé les contours obtenus par inversion des données gravimétriques (Fig. 7.1) à des ellipses dont le demi grand axe est appelé A et le demi petit axe B. Le rapport B/A qui nous donne une mesure de l'ellipticité, est égal à 1 pour un pluton circulaire et à 0 pour un pluton en forme de lame. Les plutons sont désignés par l'initiale de leur localité type.

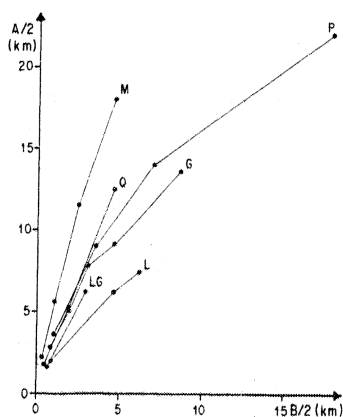


Fig. 7.2 Relation entre les dimensions du grand axe et du petit axe des contours de pluton des rides septentrionale (L, P, G, LG) et médiane (Q, M).

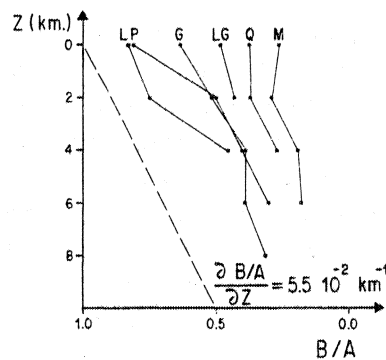


Fig. 7.3 Variations de l'ellipticité des contours de pluton (B/A) en profondeur (Z) pour les plutons des rides septentrionale et médiane. En pointillé le gradient d'ellipticité vertical moyen ( $\partial(B/A)/\partial Z$ ).

Le report sur un diagramme orthonommé de A en fonction de B montre qu'il n'existe pas de relation simple et évidente entre ces deux valeurs pour l'ensemble des données. Par contre la distribution des points relatifs à chaque pluton montre une courbure légère mais régu-

-lière vers l'axe B tandis que l'ensemble des courbes forme un éventail régulier (Fig. 7.2). Cette relation indique que B/A diminue avec la profondeur dans chaque pluton et varie d'un pluton à l'autre. Ceci apparaît également sur le diagramme B/A = f(Z) (Fig. 7.3) où on peut, en outre, déterminer une valeur moyenne de  $\partial(B/A)/\partial Z = 5,5 \times 10^{-2} \text{ km}^{-1}$  valable pour l'ensemble des plutons.

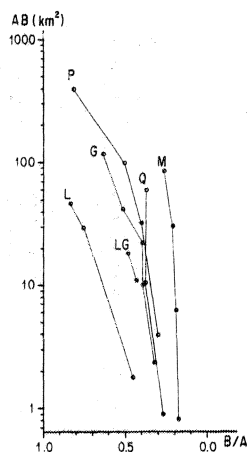


Fig. 7.4 Variations de l'ellipticité des contours de pluton (B/A) en fonction du produit des axes (AB) pour les plutons des rides septentrionale et médiane.

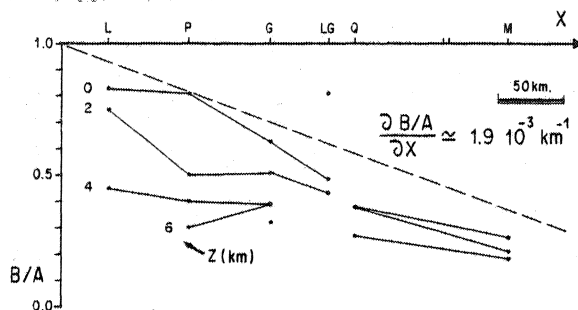


Fig. 7.5 Variations longitudinales (suivant X) de l'ellipticité des contours de plutons (B/A) le long des rides septentrionale et médiane.

Le produit AB permet d'évaluer l'effet de la taille des plutons sur l'ellipticité B/A (Fig. 7.4). On constate que pour tous les plutons l'ellipticité est inversement proportionnelle à la taille. Pour l'ensemble de ces plutons et pour les trois variations étudiées (Fig. 7.2, 7.3, et 7.4) on constate que les courbes ne se recoupent que très peu.

La variation de B/A, le long des alignements de plutons, avec la distance X (Fig. 7.5) montre que l'ellipticité croît d'Ouest en Est (de L vers M). En surface ( $Z = 0$ ),  $\partial(B/A)/\partial X \approx 1,9 \times 10^{-3} \text{ km}^{-1}$ . Cette variation longitudinale d'ellipticité en surface (Fig. 7.5) diminue en profondeur.

Les valeurs utilisées pour la construction des diagrammes sont récapitulées dans le Tableau (7.1).

### 7.33 RELATIONS AVEC LA STRUCTURE DE L'ENCAISSANT

Les plutons de leucogranite ont, en Bretagne Centrale, une forme cartographique caractéristique en virgule ou goutte asymétrique. Dans l'approche présentée ici, et dans un but de simplification, cette forme en goutte est décomposée en deux parties. La partie septentrionale est globalement elliptique (Fig. 7.6), et apparaît plus ou moins oblique à la direction des zones de cisaillement intense. La partie méridionale, en général intensément cisailée (BERTHE & al. 1979), forme une bande effilée dont la direction tend à se rapprocher fortement de la direction des zones de cisaillement.

PROF. (km)			AXES (km)		1/2 AXES		AB	B/A
					A	B		
<b>LOCRONAN</b>								
4,7	4,0	0	14,7	12,5	7,4	6,2	45,8	0,83
4,0	3,0	2	12,5	9,4	6,2	4,7	29,1	0,75
1,3	0,6	4	4,0	1,8	2,0	0,9	1,8	0,45
<b>PONTIVY</b>								
14,0	10,4	0	44,0	36,0	22,0	18,0	396,0	0,81
9,0	4,5	2	28,0	14,0	14,0	7,0	98,0	0,50
6,0	2,3	4	18,0	7,2	9,0	3,6	32,4	0,40
2,3	0,7	6	7,2	2,2	3,6	1,1	3,9	0,30
<b>GUEHENNO</b>								
8,7	5,5	0	27,2	17,4	13,6	8,7	118,3	0,63
5,8	3,0	2	18,2	9,4	9,1	4,7	42,7	0,51
5,0	2,0	4	15,6	6,2	7,8	3,1	24,1	0,39
3,3	1,3	6	10,3	4,0	5,1	2,0	10,2	0,39
1,8	0,6	8	5,6	1,8	2,8	0,9	2,5	0,32
<b>LA GACILLY</b>								
4,0	2,0	0	12,5	6,0	6,2	3,0	18,6	0,48
1,1	0,5	2	3,3	1,5	1,6	0,7	11,2	0,43
<b>QUESTEMBERT</b>								
8,0	3,0	0	25,0	9,4	12,5	4,7	58,7	0,37
3,3	1,3	2	10,4	4,0	5,2	2,0	10,4	0,38
1,2	0,3	4	3,7	0,9	1,8	0,5	0,9	0,27
<b>MORTAGNE</b>								
11,5	3,0	0	36,0	9,4	18,0	4,7	84,6	0,26
6,5	1,6	2	23,0	5,0	11,5	2,5	28,7	0,21
3,6	0,7	4	11,2	2,2	5,6	1,1	6,1	0,19
1,4	0,3	6	4,4	0,9	2,2	0,4	0,8	0,18

Tab. 7.1 Paramètres géométriques de la forme des plutons calculée à partir des anomalies gravimétriques (Cf. Fig. 7.1).

Nous avons tenté de relier par des paramètres géométriques l'ellipticité et l'orientation des plutons en surface, à l'orientation de la schistosité, structure omniprésente dans l'encaissant, et aux zones de cisaillement intense.  $L$  est la distance qui sépare le centre des plutons, aplomb de la zone la plus profonde, des zones de cisaillement intense.  $\theta$  et  $\beta$  sont les angles définissant l'obliquité de la schistosité et du grand axe  $A$  des plutons sur la direction des zones de cisaillement intense (Fig. 7.6).

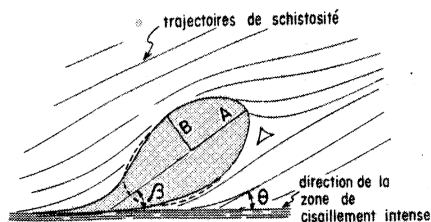


Fig. 7.6 Paramètres géométriques reliant la forme des plutons aux structures de l'encaissant.

On peut admettre, en première approximation, que les zones de cisaillement intense donnent la direction de cisaillement moyenne régionale. On comparera donc l'ellipticité des plutons et l'orientation de leur axe  $A$  avec la forme de l'ellipse de déformation et son orientation avec le cas du cisaillement simple (Valeurs  $B/A$ ,  $\beta$ ,  $\theta$ ,  $\beta-\theta$ ; Tab. 7.2).

Les diagrammes  $\beta = f(L)$  (Fig. 7.7a) et  $B/A = f(L)$  (Fig. 7.7b) montrent qu'il n'existe pas de relation évidente entre l'obli-

	Z	B/A	AB	$\beta$	$\theta$	$\beta - \theta$
LOCRONAN	4	0,83	45,8	30°	20°5	9°5
PONTIVY	6	0,81	396,0	36°	12°	24°
GUEHENNO	8	0,63	118,3	35°	7°5	27°5
LA GACILLY	2	0,48	18,6	37°5	10°	27°5

Tab. 7.2 Paramètres géométriques reliant la forme des plutons en surface avec la structure de l'encaissant. Pour la signification des symboles voir Fig. 7.6.

-quité des plutons sur la direction de cisaillement et leur ellipticité, et la distance les séparant des zones de cisaillement. Dans les deux diagrammes le point P, représentatif du pluton de Pontivy, s'écarte fortement du groupe des autres points du fait des grandes dimensions de ce pluton.

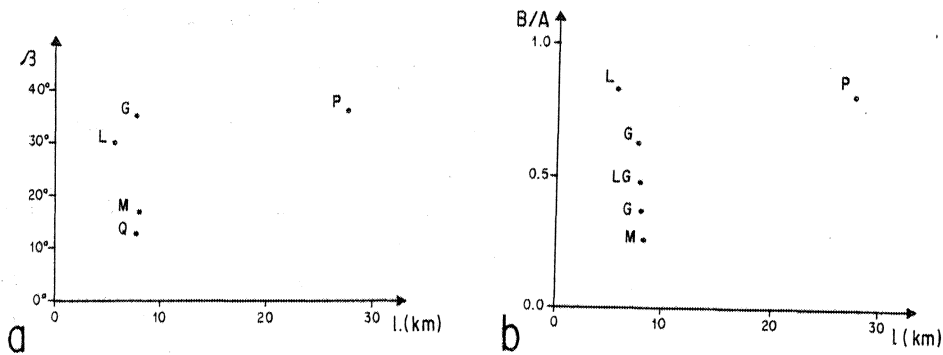


Fig. 7.7 Effet de la distance (L) du centre des plutons aux zones de cisaillement intense sur l'ellipticité des contours de plutons (a) et sur l'obliquité du grand axe des plutons sur la direction des zones de cisaillement (b), pour la ride septentrionale.

L'orientation  $\beta$  des plutons en fonction de l'ellipticité B/A pour l'ensemble des plutons étudiés ne montre pas de relation simple (Fig. 7.8), par ailleurs, la comparaison de la distribution des points correspondants avec la courbe de l'orientation du grand axe de

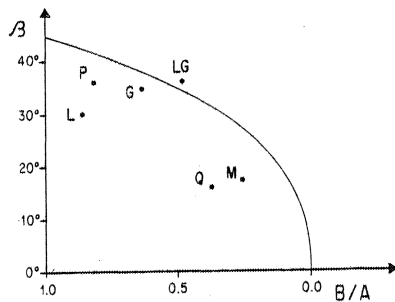


Fig. 7.8 Relations entre l'ellipticité des contours en surface (B/A) et l'obliquité pluton - zone de cisaillement intense ( $\beta$ ) pour les plutons de la zone septentrionale. La courbe représente  $B/A = f(\theta)$  pour le cisaillement simple,  $\theta$  étant l'obliquité de la direction principale d'étirement sur la direction de cisaillement.



l'ellipse de déformation en fonction du rapport des axes (ellipticité) pour le cisaillement simple, montre que  $\beta = f(B/A)$  pour les plutons ne peut pas être assimilé au résultat d'une déformation passive des plutons dans un régime de cisaillement simple.

L'étude des trajectoires de schistosité dans l'encaissant montre que l'obliquité  $\theta$  de la schistosité sur la direction locale de la zone Nord de cisaillement intense du "cisaillement sud armoricain" (HANMER & al. 1981) diminue de Locronan vers la Gacilly (Fig. 7.9).

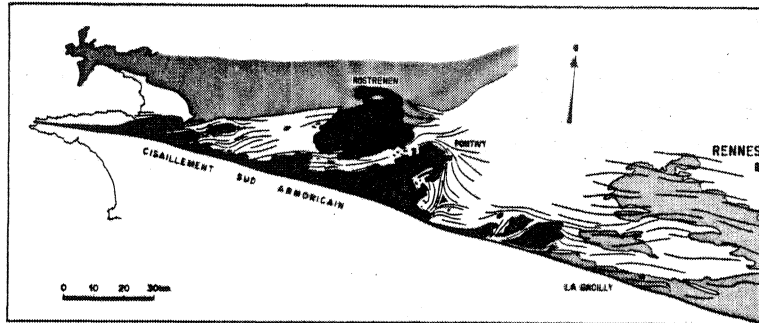


Fig. 7.9 Allure des trajectoires de schistosité en Bretagne Centrale (d'après HANMER & al. 1981).

Ceci, dans le contexte d'une déformation non-coaxiale (GAPAIS & LE CORRE 1980, PERCEVAULT & COBBOLD 1981), peut être interprété comme le résultat d'une augmentation, d'Ouest en Est, de l'intensité de la déformation finie. Le contournement des plutons par les trajectoires de schistosité, et l'existence de points triples à proximité des plutons (HANMER & al. 1981) (Fig. 7.9) montrent que leur mise en place est au moins en partie synchrone de la déformation régionale (LEDRU & BRUN 1976, BRUN & PONS 1979, Ch. 5 et 6). Cependant, la disposition asymétrique des points triples ainsi que l'obliquité du grand axe des plutons sur la schistosité régionale ( $\beta - \theta$ ), qui en fonction de  $\theta$  (Fig. 7.10b) et de  $B/A$  (Fig. 7.10a), décroît de Locronan (L) à la Gacilly (LG), pourraient traduire un certain "retard" de la déformation des plutons sur la déformation régionale.

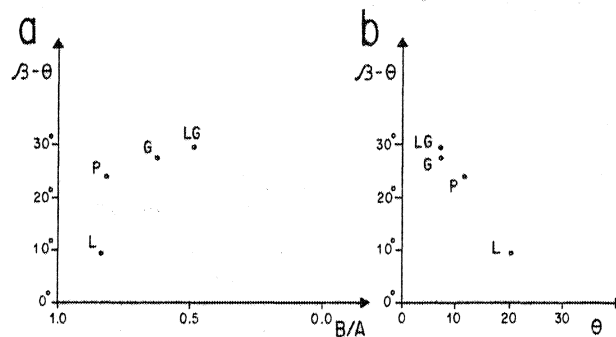


Fig. 7.10 Relations entre l'obliquité du grand axe des plutons sur la schistosité régionale ( $\beta - \theta$ ) et l'ellipticité du contour des plutons  $B/A$  (a) et l'obliquité de la schistosité régionale sur la direction des zones de cisaillement intense (b).

## 7.4 MODELE MATHEMATIQUE D'INTERFERENCE INCREMENTALE ENTRE GONFLEMENT ET CISAILLEMENT

Dans le chapitre précédent on a étudié les résultats d'une interférence entre le gonflement d'un pluton et le cisaillement de l'encaissant en termes de déformation finie. Le modèle mathématique présenté était obtenu en combinant les équations des déplacements finis liés au gonflement avec celles des déplacements finis dus au cisaillement. La déformation homogène d'un élément était :

$$\begin{pmatrix} X' \\ Y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}$$

où  $X'$  et  $Y'$  sont les coordonnées après déformation, d'un point de coordonnées initiales  $X$  et  $Y$  et  $D = D(G, \gamma)$  est la matrice des gradients de déformation finie. Dans le modèle qui suit, la déformation homogène d'un élément est :

$$\begin{pmatrix} X' \\ Y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D \end{pmatrix}^n \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}$$

où  $D = D(\dot{G}, \dot{\gamma})$  est la matrice des gradients de déformation incrémentale, où  $\dot{G}$ , et  $\dot{\gamma}$  sont les incréments de gonflement et de cisaillement. La déformation finie est le résultat de la répétition de  $n$  incréments.

Le gonflement du pluton étant lié au tassement de la mongolfière lors de la mise en place, au lieu de postuler une valeur de  $G$ , a priori (Cf. Ch. 4, 6) on choisira ici un profil de mongolfière et on calculera la variation progressive du rayon maximum, du pluton au cours de son tassement vertical.

## 7.41 LE MODELE DE GONFLEMENT

On considère la partie conique située sous le plan du diamètre maximal d'un pluton en forme de mongolfière. Le profil d'équilibre d'une telle forme n'est pas exactement conique (Fig. 7.11a) (Cf. WEERTMAN 1971 a et b, WEERTMAN & CHANG 1977). On l'assimilera cependant ici à un cône, dans un but de simplification des calculs, sans que les erreurs soient très importantes.

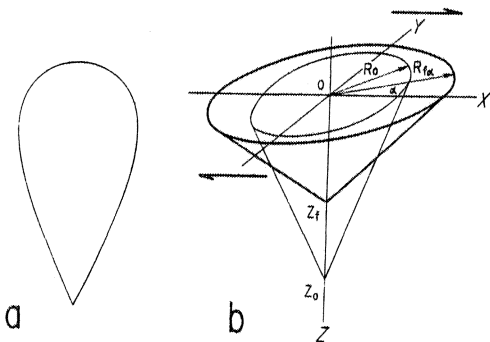


Fig. 7.11 a) Profil d'un diapir en forme de mongolfière (calculé d'après WEERTMAN 1971 a et b). b) Géométrie du modèle utilisé pour simuler l'effet du tassement d'un pluton. Seule la partie située sous le plan du diamètre maximal de la mongolfière est représentée, et le profil est ramené dans un but de simplification, à une droite. Les configurations initiales et finales sont respectivement représentées en trait fin et épais.

Comme, par ailleurs, les formes les plus régulières obtenues par la gravimétrie ont elles-mêmes des profils coniques, on supposera donc, qu'au cours du tassement progressif du pluton, le profil reste rectiligne et la forme globale conique.

Partant d'un cône de profondeur initiale  $Z_0$  et de rayon initial  $R_0$  devenant  $Z_f$  et  $R_f$  après tassement et sachant que le volume du pluton est conservé (Fig. 7.11b)

$$R_0^2 Z_0 = R_f^2 Z_f. \quad (7.1)$$

En posant par ailleurs :

$$R_f/Z_f = C \quad \text{et} \quad R_0 = 1, \quad (7.2)$$

On obtient en combinant (7.1) et (7.2) :

$$R_f = (Z_0 C)^{1/3} ; \quad Z_f = (Z_0/C^2)^{1/3}. \quad (7.3)$$

On utilise une loi de tassement du pluton  $\Delta Z = f(Z)$  linéaire de la forme :

$$\Delta Z = \frac{\Delta Z_0}{Z_0 - Z_f} (Z - Z_f), \quad (7.4)$$

où  $\Delta Z$  sont les incréments de tassement et où  $\Delta Z_0$  est la valeur initiale du tassement.

Pour  $Z = 0$ , dans le plan horizontal la variation du rayon est donnée par :

$$R' = R (1 + e_R) \quad \text{où} \quad e_R = \frac{\Delta R}{R}. \quad (7.5)$$

La variation de la profondeur du pluton est donnée par :

$$Z' = Z (1 + e_Z) \quad \text{où} \quad e_Z = \frac{\Delta Z}{Z}. \quad (7.6)$$

D'après (7.1) l'extension radiale dans le plan du diamètre maximal du pluton ( $Z = 0$ ) est :

$$R^2 Z = (R + \Delta R)^2 (Z + \Delta Z),$$

d'où :

$$(1 + e_R) = \frac{1}{(1 + e_Z)^{1/2}}. \quad (7.7)$$

Dans une direction  $\alpha$  quelconque du plan horizontal ( $\alpha = \arctg Y/X$ ,  $X$  et  $Y$  étant les coordonnées d'un point du contour du pluton) on a :

$$e_\alpha = e_{11} \cos^2 (\alpha - \alpha_0) + e_{22} \sin^2 (\alpha - \alpha_0), \quad (7.8)$$

où  $e_{11}$  et  $e_{22}$  sont les valeurs propres de l'incrément de déformation principale dus au cisaillement, agissant à  $\alpha_0$  et  $(\alpha_0 + \pi/2)$  de la direction de cisaillement (Fig. 7.11). En posant  $e_{22} = -e_{11}$  cette équation se réduit à :

$$e_\alpha = e_{11} \cos^2 (\alpha - \alpha_0) \quad (7.9)$$

d'où :

$$e_{R\alpha} = e_R (1 + e_{11} \cos^2 (\alpha - \alpha_0)) \quad (7.10)$$

$$\text{et} \quad R'_\alpha = R_\alpha (1 + e_{R\alpha}) \quad (7.11)$$

$$\text{où} \quad R_\alpha = \sqrt{(x^2 + y^2)} \quad \text{et} \quad R'_\alpha = \sqrt{(x'^2 + y'^2)}$$

Les équations (7.10) et (7.11) traduisent l'effet du cisaillement incrémental sur le gonflement du pluton dans le plan du diamètre maximal.

Pour tenir compte de l'effet du contraste de viscosité, existant entre le pluton et son encaissant, on introduit la relation (BILBY & al. 1975) :

$$e_{11}^{\text{Pluton}} = -e_{22}^{\text{Pluton}} = \frac{1}{a} \frac{da}{dt} = \frac{\mu_1 (a^2 + a_0^2)^2}{2a^2 a_0^2 (\mu_2 - \mu_1) + \mu_1 (a^2 + a_0^2)^2} e_{11}^{\text{Cis}} \quad (7.12)$$

où  $a$  et  $b$  sont respectivement le grand et le petit axe du pluton,  $a_0 = \sqrt{ab}$ ,  $\mu_2$  est la viscosité du pluton,  $\mu_1$  la viscosité de l'encaissant et  $e_{11}^{\text{Cis}}$  l'incrément de déformation imposée. Cette équation (7.12) déterminée, pour une déformation coaxiale telle que les incréments  $e_{11}$  et  $e_{22}$  soient parallèles aux axes  $a$  et  $b$  de l'objet elliptique considéré, dans le cas d'un contraste de viscosité  $\mu_1/\mu_2$  de l'ordre de  $10^2$  se simplifie à :

$$e_{11}^{\text{Pluton}} = \frac{(a^2 + a_0^2)^2}{a^4 + a_0^4} e_{11}^{\text{Cis}}$$

La déformation, dans le modèle n'étant pas coaxiale, il conviendrait de modifier cette équation pour prendre en compte l'obliquité des incréments  $e_{11}^{\text{Cis}}$  sur le grand axe du pluton. Cependant, comme pour un cisaillement de faible amplitude ( $\gamma = 0,5$ ) cette obliquité est elle-même faible, nous nous contenterons de projeter  $e_{11}^{\text{Pluton}}$  sur le grand axe  $a$  :

D'où :

$$e_{11}^{\text{Pluton}} = \frac{(a^2 + a_0^2)^2}{a^4 + a_0^4} e_{11}^{\text{Cis}} \cos(\alpha_0 - \beta) \quad (7.13)$$

#### 7.42 PROCEDURE DE CALCUL

Pour des valeurs initiales ( $Z_0, R_0$ ) et finales ( $Z, R$ ) de la profondeur et du rayon du pluton, on choisit une valeur de l'incrément initial de tassement  $\Delta Z_0$  et une valeur constante de cisaillement incrémental  $\dot{\gamma}$ . Pour chaque incrément on détermine le profil du pluton (Equ. 7.5 et 7.6) et on en calcule le contour (Equ. 7.10 et 7.11 et Equ. 7.13 lorsque l'on prend en compte un contraste de viscosité). La décroissance des incréments de tassement est réglée par l'équation 7.4 et les incréments de cisaillement sont constants. On poursuit le calcul jusqu'à ce qu'une valeur totale de  $\gamma$  soit atteinte (0,5 ou 1,0). Au cours du calcul on trace le contour du pluton à des intervalles finis de cisaillement (valeur donnée de  $\gamma$ ) (Cf. ex : Fig. 7.12a et 7.12b).

Remarque :

Le contour obtenu dépend surtout des valeurs relatives des vitesses (incrément) de tassement initial et de cisaillement choisis. Etant donné que les incréments de tassement décroissent linéairement, au cours du calcul, le cisaillement, dont les incréments sont constants, prend de plus en plus d'importance au fur et à mesure que la déformation progresse. Les contours théoriques obtenus, par comparaison avec les contours réels observés sur la carte nous renseignent donc sur la valeur relative des vitesses de déformation liées au gonflement et au cisaillement. Ce point sera discuté plus loin à partir de l'exemple des leucogranites sud-armoricains.

#### 7.43 RESULTATS

Dans le cas où il n'y a pas de contraste de viscosité entre le pluton et son encaissant ( $\mu_1/\mu_2 = 1$ ) le grand axe du pluton est parallèle à la direction d'étirement dans l'encaissant (Fig. 7.13a) et l'ellipticité du pluton est homothétique de celle de l'ellipse de dé-

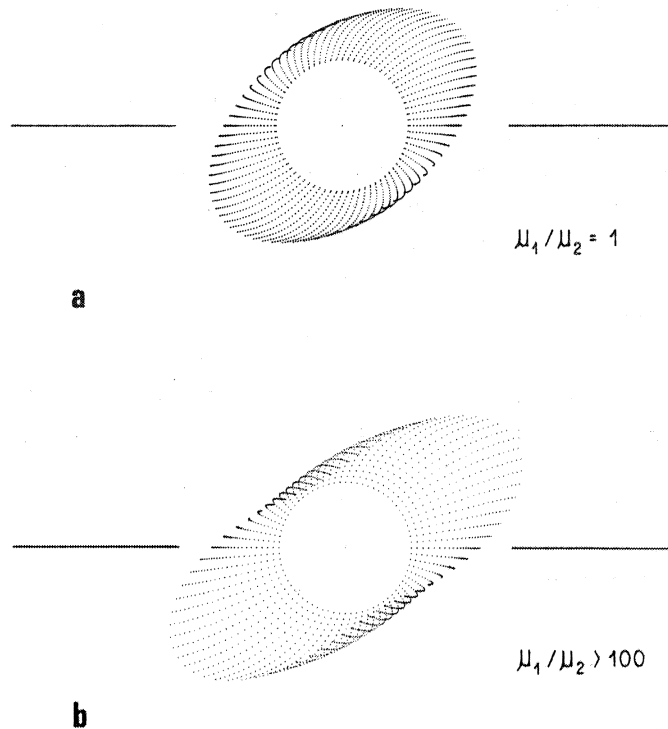


Fig. 7.12 Evolution de la forme du contour du pluton au cours de la déformation progressive. a) Modèle sans contraste de viscosité encaissant - pluton. b) Modèle avec un contraste de viscosité encaissant - pluton de 100/1. Paramètres d'entrée aux calculs :  $R_0/Z_0 = 1/2$ ,  $\Delta Z_0 = 0,3$ ,  $R_f/Z_f = 3$ ,  $\dot{\gamma} = 0,025$ ,  $\gamma_{Total} = 0,5$ .

formation (Fig. 7.13b). Le contour des plutons est en tout point comparable à ceux calculés précédemment (Ch. 6).

Dans le cas où il existe un contraste de viscosité fort entre l'encaissant et le pluton ( $\mu_1/\mu_2 > 100$ ), le grand axe du pluton se réoriente plus rapidement que la direction d'étirement dans l'encaissant (Fig. 7.13a), et l'ellipticité du pluton est plus accentuée que celle de l'ellipse de déformation régionale ( $B/A < \lambda_2/\lambda_1$ ) (Fig. 7.13b). On note d'autre part, qu'un resserrement du contour du pluton apparaît et s'accroît au niveau de son petit axe à partir du moment où le gonflement commence à s'atténuer (Fig. 7.12b). Cette forme de contour est comparable à celle obtenue précédemment (Ch. 6, Fig. 6.3), pour un gonflement elliptique d'un pluton dont le contour était initialement une ellipse dont le grand axe était parallèle à la direction de cisaillement.

Le tracé des courbes  $\theta = f(B/A)$  (Fig. 7.14) montre que lorsque le contraste de viscosité est égal à 1 cette courbe est confondue avec celle du cisaillement simple imposé, et que lorsque le contraste de viscosité est de l'ordre de 100, cette courbe est située au-dessus de la courbe du cisaillement simple imposé.

Les deux modèles (Fig. 7.12) se distinguent, en outre, par l'allure des trajectoi-

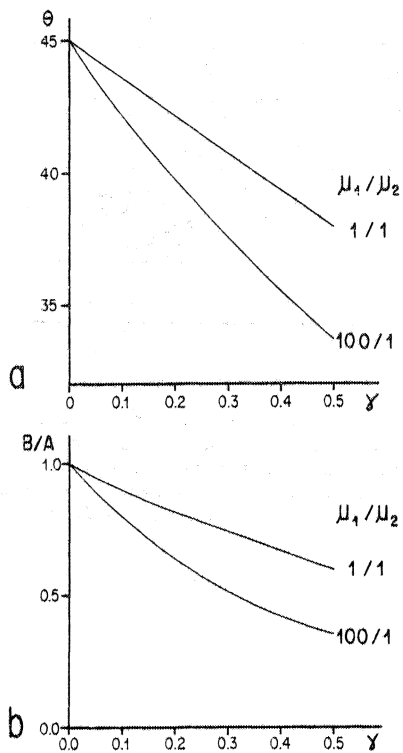


Fig. 7.13 Orientation du grand axe a) et rapport axial b) des contours de pluton en fonction de l'intensité du cisaillement de l'encaissant (incrément constants), pour les deux modèles représentés sur la Fig. 7.12.

res de déplacement des points du contour du pluton après la fin du gonflement (nettement marqué par un rebroussement).

#### 7.5 DISCUSSION

La forme cartographique, en "virgule" des plutons de la ride septentrionale ne se marque pas dans les contours des anomalies gravimétriques (Fig. 7.1) qui ont été utilisés pour cette étude. Les ellipses décrites ne correspondent donc pas à la déformation intense de ces plutons sur leur bordure méridionale mais seulement à leur déformation moyenne dans la partie située en-dehors des zones de cisaillement intense. La signification de cette forme, en "virgule", des plutons et son extension aux formes en "bandes", en "feuillets" seront discutées ultérieurement.

Le modèle présenté ci-dessus nous permet de tirer plusieurs conclusions qualitatives importantes, relatives :

(1) au synchronisme entre déformation régionale et mise en place des plutons,

(2) aux variations régionales de la forme des plutons.

et nous conduit à en discuter les implications régionales possibles.

#### 7.51 CHRONOLOGIE RELATIVE DE LA MISE EN PLACE DES PLUTONS ET DE LA DEFORMATION REGIONALE

Les plutons de la ride septentrionale sont plus obliques sur la direction des zones de cisaillement intense (assimilée ici à la direction de cisaillement régionale), que les trajectoires de schistosité (Fig. 7.9 et 7.10). Le modèle montre que s'il n'existait pas de contraste de viscosité entre l'encaissant et les plutons, et que si leur mise en place était totalement synchronisée de la déformation régionale une telle obliquité ne devrait pas exister (Fig. 7.13a). Il montre également que dans le cas où un contraste de viscosité existe, la viscosité du pluton étant supposée inférieure à celle de l'encaissant, (ce qui est fortement probable, Cf. Ch. 13), l'obliquité est inverse de celle observée : le grand axe des plutons devrait être plus réorienté que la schistosité régionale (Fig. 7.13a).

La mise en place des plutons est donc postérieure au début de la déformation régionale. Comme on n'observe pas sur le terrain le rétrécissement du contour mis en évidence dans le modèle (Fig. 7.12b) on peut également conclure que la déformation régionale ne s'est pas ou peu poursuivie après la mise en place des plutons.

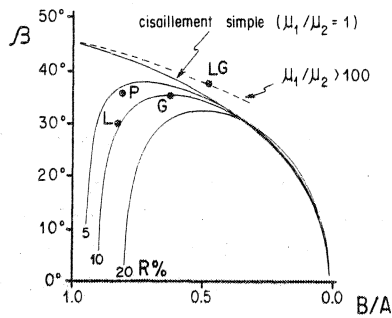


Fig. 7.14 Variation de l'orientation  $\beta$  du grand axe de l'ellipse de déformation (et des plutons lorsque  $\mu_1/\mu_2 = 1$ ) en fonction du rapport axial B/A pour une combinaison d'un cisaillement simple et d'un raccourcissement uniaxial (R%) orthogonal à la direction de cisaillement. En pointillé, la courbe correspondant au modèle calculé pour un contraste de viscosité  $\mu_1/\mu_2 = 100/1$  (Fig. 7.12b). Les points relatifs aux plutons de la ride septentrionale sont reportés pour comparaison.

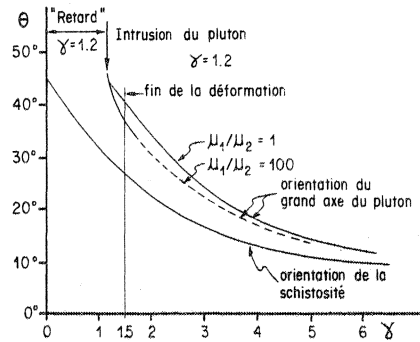


Fig. 7.15 Modèle, en termes de cisaillement simple, des relations chronologiques déformation de l'encaissant - mise en place de pluton pour la partie orientale de la ride septentrionale (La Gacilly).

Par déformation inverse, et à partir des données de LE THEOFF (1977), PERCEVAULT & COBBOLD (1981) ont montré que la déformation régionale, dans le secteur de La Gacilly, était globalement plane. L'intensité de la déformation cisailante peut être estimée à  $\gamma = 1,5$  d'après les résultats de ces auteurs. L'orientation du grand axe du pluton de La Gacilly et son ellipticité B/A reportées sur les courbes théoriques obtenues à l'aide du modèle (pour  $\mu_1/\mu_2 = 100$ ) (Fig. 7.13), permet d'estimer la quantité de cisaillement enregistrée par le pluton à  $\gamma = 0,3$ . Dans la limite de précision des mesures et du modèle, le cisaillement aurait donc atteint une valeur de  $\gamma = 1,2$  avant la mise en place du pluton.

La figure (7.15) résume ces données. On y constate cependant qu'à la fin de la déformation la schistosité devrait faire une obliquité  $\theta = 27^\circ$  avec la direction de cisaillement alors que l'obliquité mesurée est de  $\theta = 10^\circ$ . La signification de cette différence n'est pas évidente. Il pourrait s'agir d'une rotation de la direction de cisaillement pendant la déformation, ou de l'intervention, même faible, d'une composante de déformation plane coaxiale.

#### 7.52 LA FORME DES PLUTONS ET LES VARIATIONS REGIONALES DE LA DEFORMATION SYNCHRONE DE LEUR MISE EN PLACE

Si on superpose la distribution des points, représentant sur le diagramme  $\beta = f(B/A)$  les plutons de la ride septentrionale, avec le diagramme théorique obtenu à l'aide du modèle, seul le pluton de la Gacilly (LG) est compatible avec un cisaillement simple régional dans le cas d'un contraste de viscosité élevé ( $\mu_1/\mu_2 = 100$ ) (Fig. 7.14). Les points représentatifs des plutons s'écartent d'autant plus de la courbe du cisaillement simple (avec ou sans contraste de viscosité) que l'on se dirige vers l'Ouest. Sur le diagramme synthétique (Fig. 7.14) on a représenté des courbes combinant un cisaillement simple transcurent et un raccourcissement horizontal orthogonal à la direction de cisaillement. Pour des valeurs de raccourcisse-

-ment relativement faibles ( $R\% = 5, 10, 20$ ) les points peuvent s'écarter notablement de la courbe du cisaillement simple. Dans le contexte régional, l'intervention d'une composante de raccourcissement subméridienne est compatible avec les arguments tendant à montrer le caractère "chevauchant" des zones de cisaillement intense vers l'Ouest et vers le Sud. Ce point est largement développé plus loin (Ch. 13).

*Le gradient d'ellipticité longitudinal, mis en évidence plus haut (Fig. 7.5), traduit donc principalement une intensification de la déformation vers l'Est mais également, à un moindre degré, l'existence d'une composante de raccourcissement subméridienne vers l'Ouest du Massif Armoricain.* La constance de ce gradient avec la profondeur montre que cette conclusion est non seulement valide en surface mais également en profondeur jusqu'à au moins 4 à 6 km.

Par contre, la signification du gradient vertical d'ellipticité (Fig. 7.3) ne reste que partiellement élucidée. La conclusion précédente implique que ce gradient, valable pour l'ensemble des plutons, est indépendant de la déformation régionale. Si, de ce fait, *le gradient vertical d'ellipticité est attribuable à la dynamique de mise en place des plutons*, il n'est pas possible, à l'issue de ce travail, d'en donner la signification physique précise.



## 8 L'INTERFERENCE ENTRE LE GONFLEMENT DES PLUTONS ET LA DEFORMATION REGIONALE. RESULTATS, METHODE ET PERSPECTIVES.

### 8.1 INTRODUCTION

La notion d'interférence entre le gonflement d'un pluton et la déformation régionale, introduite et développée dans la seconde partie de ce mémoire, est originale tant du point de vue de la méthode d'étude que du concept. Il m'a donc semblé nécessaire, en guise de conclusion sur ce thème, de tenter une synthèse des résultats acquis et des perspectives qu'elle offre.

Il convient cependant de signaler que cette notion est relativement proche, du point de vue conceptuel, de l'analyse, par la théorie de l'élasticité, de la géométrie des célèbres intrusions de Spanish Peaks (Colorado, Etats Unis) réalisée par ODE (1957). Cet auteur, en superposant le champ local de contraintes dû à l'intrusion d'un corps magmatique à un champ régional de contraintes d'origine tectonique, a calculé le champ résultant (Fig. 8.1). L'allure des trajectoires de contraintes principales ainsi obtenues rappelle celle des trajectoires de déformation finie calculées ici. Mais l'analogie est purement géométrique et ne peut en aucune façon être poussée plus loin. Dans le modèle de ODE (1957) la déformation est de très faible amplitude finie (domaine élastique), ce qui en limite l'application aux structures de type, cassant (fractures). D'autres approches théoriques de l'interférence d'un champ de contrainte local lié à une intrusion et d'un champ de contrainte régionale ont été réalisés à l'aide de la théorie de l'élasticité. Ce sont principalement l'étude des profils, en goutte ou en mongolfière, des corps magmatiques (WEERTMAN 1971 a, b, 1980, WEERTMAN & CHANG 1977, SECOR & POLLARD 1976, POLLARD & MULLER 1976). Mais, comme pour le modèle de ODE (1957), ces analyses qui utilisent la théorie de l'élasticité sont de peu d'utilité pour l'étude des déformations de grande amplitude finie.

### 8.2 LE GONFLEMENT DES PLUTONS

La déformation liée à la mise en place des plutons correspond à une distension de l'encaissant ainsi que de la bordure interne du pluton lui-même. Ce phénomène appelé ici "gonflement" est connu depuis CLOOS (1925) et a été argumenté sur des bases qualitatives par de nombreux auteurs.

Récemment, l'analyse de la déformation a permis d'en donner des images plus quantitatives à partir d'exemples naturels (CLIFFORD 1972, RAMSAY 1975, 1981, SYLVESTER & al. 1978, HOLDER 1979, 1981, LONGMAN & COWARD 1979). Pour tenter d'expliquer les déformations mesurées et selon que les mesures proviennent du pluton lui-même ou de l'encaissant, divers modèles

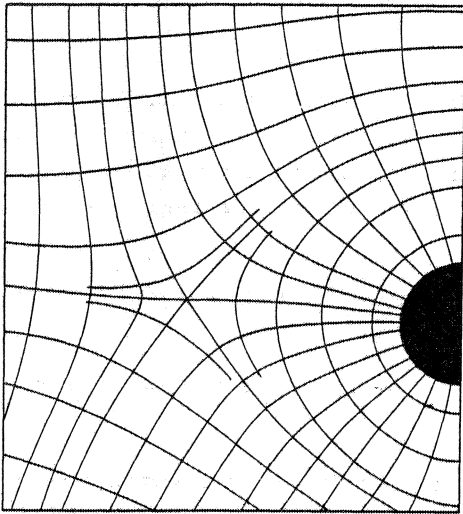


Fig. 8.1 Trajectoires des contraintes principales  $\sigma_1$  et  $\sigma_3$  résultant de la superposition d'un champ de contrainte local lié à une intrusion de forme cylindrique et d'un champ de contrainte régional. D'après ODE (1957).

ont été proposés. RAMSAY (1975, 1981) et HOLDER (1979, 1981), en généralisant à l'ensemble du pluton le fait de la déformation finie et tri-axiale utilisent un modèle d'expansion sphéroïdale. Outre les hypothèses concernant la forme et le type de la déformation ce modèle pose un problème de déplacements aux limites si on tente de l'étendre à l'encaissant. SCHWERTNER (1972) et MORGAN (1980) ne considèrent, au contraire, la déformation due à la distension d'un pluton cylindrique, que dans l'encaissant, et supposent qu'elle s'annule à une distance donnée du pluton. Dans le modèle développé dans ce travail on ne fait pas d'hypothèse sur la forme du pluton mais on suppose que les déplacements sont inversement proportionnels à la distance au centre du pluton. Ce modèle a l'avantage de fournir le champ de déformation pour l'intérieur et l'extérieur du pluton (cf. Comparaison des trois types de modèles Tab. 8.1).

Si le gonflement des plutons est prouvé de façon indéniable et si tel modèle permet d'expliquer de façon satisfaisante certaines observations de terrain, il demeure que le problème général est encore relativement mal cerné et que des modèles plus élaborés restent à trouver.

MODELES	REFERENCES	Domaine de déformation considéré	HYPOTHESES
Expansion sphéroïdale	RAMSAY (1975, 1981) HOLDER (1979, 1981)	Intérieur du pluton	<ul style="list-style-type: none"> <li>. la déformation est uniaxiale</li> <li>. le pluton est sphérique</li> </ul>
Expansion cylindrique	SCHWERTNER (1972) MORGAN (1980)	Extérieur du pluton	<ul style="list-style-type: none"> <li>. la déformation s'annule à une certaine distance du pluton.</li> <li>. le pluton est cylindrique</li> </ul>
Expansion circulaire ou elliptique (dans le plan du diamètre maximal du pluton)	ce travail	Intérieur et extérieur du pluton	<ul style="list-style-type: none"> <li>. les déplacements sont inversement proportionnels à la distance au centre du pluton</li> </ul>

Tab. 8.1 Tableau comparatif des modèles de gonflement des plutons.

### 8.3 L'INTERFERENCE GONFLEMENT / DEFORMATION REGIONALE

On a démontré plus haut, à partir d'exemples de terrain et de modèles mathématiques,

que lorsqu'un pluton se met en place dans un segment de croûte en cours de déformation, il en résulte une interférence visible dans le champ de déformation finie.

### 8.31 LES TRAJECTOIRES PRINCIPALES

L'analyse de cette interférence sur le terrain est simple et consiste en une mesure de la position du plan d'aplatissement (schistosité) et de direction d'étirement (linéation), puis en la construction de leurs trajectoires cartographiques. Les exemples présentés dans ce travail ont montré que les trajectoires principales de déformation finie ainsi obtenues permettent d'évaluer au moins qualitativement :

- (1) la simultanéité entre le gonflement des plutons et la déformation régionale,
- (2) le rôle structurant du gonflement des plutons,
- (3) le rôle relatif joué par les deux composantes dans le développement des structures régionales.

Combinées à une détermination de l'ellipsoïde de déformation finie, elles devraient permettre une évaluation quantitative à ces trois niveaux par déformation (COBBOLD 1981, PERCEVAULT 1981).

Enfin, les trajectoires principales de déformation présentent sur le terrain certaines singularités sur la signification desquelles il est utile de revenir ici.

### 8.32 LES TRAJECTOIRES PRINCIPALES OBLIQUES AUX CONTOURS DES PLUTONS

Les trajectoires de schistosité obliques au contour des plutons impliquent qu'il n'existe pas ou très peu de contraste de viscosité entre les roches du pluton et celles de l'encaissant. Les causes de cette absence de contraste de viscosité, de part et d'autre du contact du pluton, sont d'origine thermique. La bordure interne du pluton est refroidie par rapport au centre et l'encaissant au contact du pluton est réchauffé. Il existe donc pendant la mise en place une transition continue entre un magma éventuellement proche de l'état liquide et un encaissant relativement froid, c'est-à-dire un gradient de viscosité. De ce fait, la déformation ne subit pas de sauts brutaux de part et d'autre du contact.

L'obliquité des trajectoires de schistosité peut être due au fait que des hétérogénéités rhéologiques de l'encaissant modifient la cinématique du gonflement. C'est le cas de l'obliquité des trajectoires sur la bordure sud du granite de Flamanville (Fig. 5.4). Mais dans ce cas les obliquités sont relativement localisées et doivent pouvoir être mises en relation avec certaines unités lithologiques de l'encaissant.

L'obliquité, lorsqu'elle est systématique ou qu'elle suit un schéma non arbitraire en relation avec la forme du pluton (ex : structure interne hélicoïdale du granite de Salvatierra (Fig. 6.8)), obliquité systématique du contact occidental du granite de Valencia (Fig. 6.8) traduit directement l'interférence du gonflement du pluton et de la déformation. Comme l'ont fait remarquer BERGER & PITCHER (1970, p. 452) de telles obliquités sont un critère de la mise en place syncinématique au sens strict.

Il est intéressant de noter que la mise en évidence de telles obliquités permet de discuter le problème de la signification des structures internes des roches plutoniques. Si la fabrique planaire d'un granite prolonge cartographiquement la schistosité de l'encaissant

le développement simultané des deux structures, et l'absence de contraste brutal de viscosité sont implicites. Il n'y a donc pas lieu pour l'une des roches d'invoquer un écoulement magmatique et pour l'autre une déformation à l'état solide. Dans le cas des granites de la Sierra Morena (Ch. 6) il est important de préciser que chaque fois qu'une telle obliquité a été mise en évidence cartographiquement les granites ne présentaient à l'oeil nu qu'une orientation faible à modérée et auraient pu être classés a priori dans les roches dites à "structure fluidale" au sens de BALK (1937). L'étude des trajectoires de schistosité a, en ce qui concerne ce point particulier, une retombée inattendue dans le domaine de la rhéologie des roches plutoniques.

### 8.33 LES POINTS TRIPLES DE SCHISTOSITE

Nous avons démontré, à l'aide d'un modèle mathématique, que les points triples de schistosité qui apparaissent à la limite des trajectoires qui moulent le pluton et celles qui le contournent ne sont pas des points neutres de déformation comme ceux mis en évidence à l'extrados de plis (RAMSAY 1967, DIETRICH 1969, ROBERTS & STROMGARD 1972) ou à l'intersection de zones de cisaillement (RAMSAY & ALLISON 1979, RAMSAY 1980b). Au lieu d'être nulle la déformation est, dans ces points, de type constriction ( $K > 1$ ).

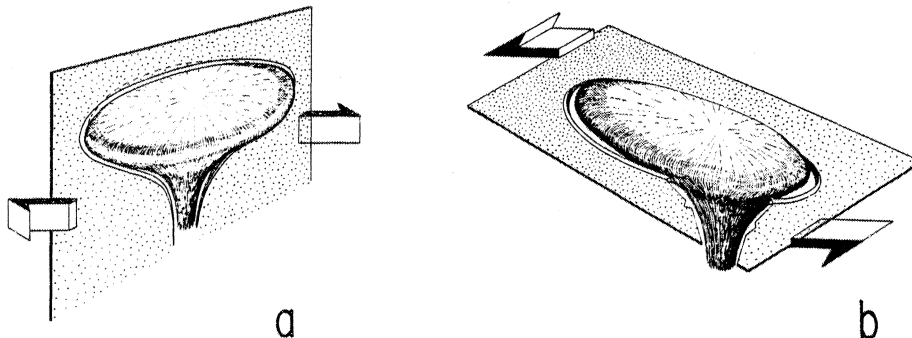


Fig. 8.2 Forme des plutons et disposition des tubes de constriction (lieu des points triples) dans le cas d'une interférence du gonflement avec un cisaillement régional, a) transcurrent et b) tangentiel.

Ces points triples de schistosité, qui ont une signification cinématique et non mécanique, correspondent en fait à l'intersection avec la surface topographique d'un tube de constriction (Fig. 8.2) qui peuvent ceinturer complètement le pluton, notamment dans le cas d'une déformation à forte composante tangentielle (Fig. 8.2 b). La disposition des points triples par rapport au contour cartographique du pluton peut, aussi nous donner, en fonction du niveau d'érosion, des renseignements précieux quant à la forme tridimensionnelle du pluton.

### 8.4 LES PLUTONS MARQUEURS DE LA DEFORMATION DE LA CROÛTE CONTINENTALE

En définissant les répercussions de l'interférence entre le gonflement des plutons et la déformation régionale, sur la forme des plutons et les champs de déformation finie, nous avons déterminé des critères qui permettent de définir certaines caractéristiques de la déformation de la croûte continentale ; cisaillement transcurrent ou tangentiel, intervention d'une composante de raccourcissement, vitesses relatives de déformation... (Cf. Ch. 6 et 7). Les plutons syncinématiques sont, à ce titre, d'excellents marqueurs de la déformation à l'échelle de

la croûte. Leur utilisation systématique devrait permettre d'obtenir des schémas de déformation à l'échelle des chaînes, ce qui pourrait dans certains cas pallier à l'absence de marqueurs de la déformation finie, ou à la difficulté d'intégration à grande échelle des résultats de l'analyse de la déformation finie obtenus à petite échelle.

D'autre part, comme on l'a vu pour l'exemple de la Sierra Morena, lorsque des plutons se mettent en place successivement dans un segment orogénique, leurs schémas respectifs d'interférence avec la déformation régionale peuvent permettre de reconstituer certaines étapes de l'histoire de la déformation progressive.



# CHALEUR ET INSTABILITES GRAVITAIRES

9 REGIMES THERMIQUES DE LA CROUTE CONTINENTALE ET INSTABILITES GRAVITAIRES : ESSAI DE SYNTHESE	129
9.1 INTRODUCTION	129
9.2 LES CONDITIONS INITIALES	129
9.21 Les gradients de densité inverse d'origine non-thermique	129
9.22 Causes d'anomalie thermique et gradients de densité inverse	129
9.3 STRUCTURES, TYPE D'INSTABILITE ET CHALEUR	131
9.31 Lois d'écoulement et amolissement thermique	131
9.32 Conséquences des variations de température sur les instabilités de Rayleigh-Taylor. Application aux Mantled gneiss domes	133
9.33 Instabilités gravitaires d'origine thermique, dômes migmatitiques et plutons	135
9.4 VITESSE DE MONTEE DES ISOTHERMES ET VITESSE D'AMPLIFICATION DES INSTABILITES	140
9.5 L'ETAT RHEOLOGIQUE DES MAGMAS GRANITIKES ET LA MONTEE DES PLUTONS	143
9.6 CONCLUSIONS	145
10 GRADIENTS DE TEMPERATURE ANORMALEMENT ELEVES ET PLISSEMENT DES ISOTHERMES	147
10.1 INTRODUCTION	147
10.2 LE DOME MIGMATITIQUE DE ST MALO	148
10.21 Relations migmatisation-déformation dans le noyau migmatitique	149
10.22 Les isogrades de métamorphisme dans la ceinture gneissique	150
10.3 LA DEFORMATION DES ISOTHERMES : UN MODELE ADIABATIQUE	151
10.31 Déformation adiabatique d'un gradient de température	152
10.32 Déformation des isothermes et gradients de température autour d'un diapir sphérique	152
10.33 Déformation des isothermes et gradients de température dans un dôme ma- ture	154
10.34 Intérêt et limites du modèle adiabatique	155
10.4 LE ROLE RELATIF DES EFFETS DE LA DEFORMATION ET DES EFFETS THERMIQUES DANS LES DOMES GNEISSIQUES	155
10.41 L'effet de socle	156
10.42 L'hypothèse de la convection non-cylindrique	157

11 LA DECOMPRESSION DIAPIRIQUE	159
11.1 INTRODUCTION	159
11.2 MODELES DE VARIATION DE PRESSION	159
11.3 LA VARIATION DE PRESSION SYNMETAMORPHE DANS LES MANTLED GNEISS DOMES DE KUOPIO	162
11.31 Gneiss pélitiques	162
11.32 Amphibolites	163
11.33 Discussion	164

Dans les chapitres précédents, à partir d'une approche essentiellement structurale, nous avons constaté que des structures aussi géologiquement différentes que des dômes gneissiques de la mésozone et des plutons granitiques de l'épizone présentaient de nombreuses analogies cinématiques. Les variations qu'il est nécessaire d'invoquer pour établir, entre ces différentes structures, un lien de parenté en termes d'instabilité gravitaire reposent essentiellement sur les propriétés rhéologiques du système initial et leur évolution au cours de l'instabilité. La rhéologie précise des matériaux constituant la croûte continentale est relativement mal connue, mais on sait que les propriétés rhéologiques des roches sont extrêmement dépendantes de la température. Il va donc de soi que la dynamique des instabilités gravitaires dépend directement du régime thermique de la croûte continentale.

On tentera donc d'abord (Ch. 9) de cerner les relations qui existent entre l'évolution thermique des zones orogéniques et la dynamique des instabilités gravitaires. Les deux chapitres suivants seront consacrés à l'étude : a) des conséquences du développement des instabilités gravitaires sur la géométrie des isothermes et les gradients thermiques que l'on peut en déduire (Ch. 10) et b) des modifications de pression dues aux mouvements verticaux relatifs dans les dômes (Ch. 11).



## 9 REGIMES THERMIQUES DE LA CROUTE CONTINENTALE ET INSTABILITES GRAVITAIRES : ESSAI DE SYNTHESE.

### 9.1 INTRODUCTION

Les zones orogéniques sont caractérisées par de fortes anomalies thermiques fossilisées notamment par la zonation des roches métamorphiques. Le but de ce chapitre est de montrer que les structures issues des instabilités gravitaires peuvent caractériser certains des régimes thermiques particuliers, responsables de ces anomalies.

On passera donc d'abord brièvement en revue les principaux types de régimes thermiques transitoires des zones orogéniques. Puis on discutera les conditions d'instabilité en fonction des modifications rhéologiques dues aux variations de température inhérentes de ces régimes thermiques transitoires.

### 9.2 LES CONDITIONS INITIALES

#### 9.21 LES GRADIENTS DE DENSITE INVERSE D'ORIGINE NON-THERMIQUE

Les gradients de densité inverse, qui sont inhérents au développement d'une instabilité de Rayleigh-Taylor peuvent résulter de processus sédimentaires, magmatiques ou volcaniques, et tectoniques. Ils sont réalisés, par exemple, lors du dépôt d'une série sédimentaire détritique sur un socle granito-gneissique érodé, d'un épanchement volcanique sur un socle érodé ou sur une série sédimentaire, de l'intrusion d'un magma dense (ex : gabbroïque) dans une série sédimentaire, d'un grand chevauchement ou d'une obduction, etc... Dans ce type de situations géologiques, le gradient de densité inverse, qui n'est pas d'origine thermique, satisfait aux conditions initiales de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Cependant, certains de ces processus, et plus particulièrement ceux qui entraînent un surépaississement de la croûte continentale, modifient le régime thermique (ex : épanchement d'une importante épaisseur de volcanites (WEST & MARESCAL 1980), grand chevauchement (OXBURG & TURCOTTE 1970, GRAHAM & ENGLAND 1976), et par conséquent les gradients initiaux de viscosité et de densité.

#### 9.22 CAUSES D'ANOMALIE THERMIQUE ET GRADIENTS DE DENSITE INVERSE

Les valeurs les plus élevées du gradient géothermique sont généralement localisées dans les zones d'activité volcanique et tectonique intense et constituent de ce fait des anomalies. Trois causes principales d'anomalie thermique peuvent être distinguées dans les zones orogéniques : l'échauffement dû à la déformation, l'épaississement crustal et l'accrétion sous-crustale de magmas.

### *L'échauffement dû à la déformation*

Au cours de la déformation, une partie du travail effectué est transformée en chaleur. Lorsque la déformation est peu intense la quantité de chaleur produite et l'élévation de la température qui en résulte est négligeable (GOGUEL 1948). Par contre, lorsque la déformation est intense, par exemple dans les grandes zones de cisaillement transcurrent ou à la base des grands chevauchements, une élévation significative de la température ambiante peut se produire (cf. synthèses par BRUN & COBBOLD 1980, FLEITOUT & FROIDEVAUX 1980, SCHOLZ 1980). Les élévations de température estimées à l'aide de modèles mathématiques sont de l'ordre de 100 à 200°C (BARTON & ENGLAND 1979, FLEITOUT & FROIDEVAUX 1980).

L'association, fréquemment observée, de grandes zones de cisaillement transcurrent et de plutons granitiques a conduit certains auteurs (ex : BLAISE & BOUCHEZ 1976, NICOLAS & al. 1977) à considérer ces grandes zones de cisaillement comme des sites de fusion partielle et donc d'instabilité gravitaire. Les modèles calculés par FLEITOUT & FROIDEVAUX (1980) montrent cependant que si l'élévation de température est suffisante pour produire un amollissement rhéologique dans de telles zones de cisaillement, elle ne permet pas d'atteindre le seuil de la fusion partielle. Il est donc peu probable, en ce qui nous concerne, que l'échauffement dû à la déformation puisse à lui seul être responsable de gradients de densité inverse dans les zones de cisaillement transcurrent.

### *L'épaississement crustal*

Deux modèles peuvent être invoqués : soit que la croûte s'épaissit uniformément sous l'effet d'un raccourcissement horizontal, soit que l'épaisseur de la croûte est augmentée par chevauchement. Seul le second cas a fait l'objet d'une investigation détaillée, de ses conséquences thermiques, à l'aide de modèles mathématiques (OXBURG & TURCOTTE 1970, 1974, BICKLE & al. 1975, GRAHAM & ENGLAND 1976). L'évolution dans le temps, du profil de température perpendiculaire à la surface de chevauchement a été calculée par GRAHAM & ENGLAND (1976) en tenant compte d'une production de chaleur par friction sur le chevauchement, pour différentes valeurs initiales de la température à base de la tranche chevauchante (Fig. 9.1). Bien que ce modèle ait été conçu pour expliquer les zonations inverses de métamorphisme associées avec les grands chevauchements, il est possible de les utiliser pour une prédiction des sites probables d'instabilité gravitaire d'origine thermique.

Si la température initiale à la base de la tranche chevauchante est suffisamment élevée, et si la production de chaleur au niveau du chevauchement est suffisante, on constate (Fig. 9.1) que le profil de température, au niveau du chevauchement, recoupe la courbe de fusion des granites en présence d'eau, 5 MA après le début du chevauchement, et que, à la base de la croûte chevauchée, le profil recoupe cette courbe entre 5 et 10 MA. Ce modèle montre donc deux sites probables d'instabilité gravitaire d'origine thermique, le premier au niveau de la zone de chevauchement et le second, plus tardif, à la base de la croûte. L'exemple des leucogranites prenant naissance sur le "Main Central Thrust" dans l'Himalaya (LEFORT 1975) est un exemple typique d'instabilité gravitaire d'origine thermique associée à un chevauchement. Plusieurs exemples de dômes migmatitiques dans la chaîne hercynienne peuvent être interprétés comme des instabilités gravitaires développées à la base d'une croûte chevauchée. Ce sont par exemple les dômes migmatitiques du Golfe du Morbihan (Massif Armoricain) dans lesquels les reliques de paragenèses à disthène montrent que la migmatisation a été précédée par un épisode de métamorphisme de pression intermédiaire - haute température (LE METOUR 1976, BROWN 1980).

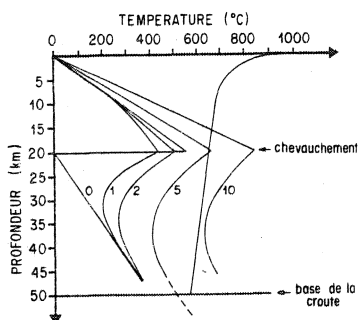


Fig. 9.1 Développement dans le temps d'un profil de température dans une croûte épaissie par chevauchement (d'après GRAHAM & ENGLAND 1976). Le chiffre indique, pour chaque courbe, la durée en million d'années après le début du chauffage (chevauchement).

A l'aide d'un modèle thermique simple HODGE (1974) a calculé les profils des températures maximales atteintes et l'épaisseur des zones de fusion partielle provoquée par le refroidissement d'un sill de 4 km d'épaisseur et de température initiale de 1.200°C, mis en place à 30 km de profondeur dans une croûte présentant un gradient géothermique de 20°C km<sup>-1</sup> (Fig. 9.2).

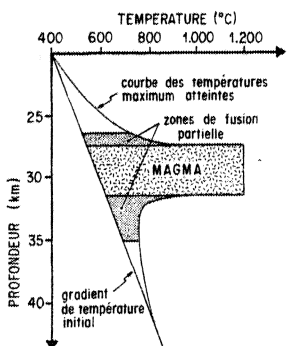


Fig. 9.2 Profil des températures maximales atteintes autour d'une intrusion de 4 km d'épaisseur mise en place à 30 km de profondeur (d'après HODGE 1974). En grisé, les zones de fusion partielle. a : températures maximales et b : gradient géothermique. Température initiale du magma : 1200°C.

C'est également le cas des migmatites du Haut-Allier (Massif Central) dans lesquelles des reliques granulitiques, dont la paragenèse initiale indiquant une température de 800°C et une pression de 11 Kb, a été rétrotransformée à une température de 600-650°C et une pression de 2-3 Kb (MARCHAND 1974). Dans ce deuxième exemple, l'interprétation est d'autant plus réaliste que ces migmatites sont situées sous une zone de chevauchement majeure (BURG & MATTE 1978) et que la décompression observée ne peut pas être expliquée par le seul effet de l'érosion (ALBAREDE 1976).

#### L'accrétion sous-crustale de magmas

La montée de magma basique du manteau venant s'étaler à la base de la croûte continentale modifie considérablement le régime thermique de celle-ci.

Les deux zones de fusion partielle qui sont épaissies de 1 km au-dessus et de 4 km au-dessous du sill, constituent des sites potentiels d'instabilité gravitaire d'origine thermique. Ce modèle est particulièrement approprié pour expliquer l'origine des batholithes granitiques le long des marges continentales. D'autres modèles d'accrétion magmatique plus complexes ont été réalisés par WELLS (1980) en vue d'une application à la croûte archéenne.

### 9.3 STRUCTURES, TYPE D'INSTABILITE, ET CHALEUR

#### 9.31 LOIS D'ECOULEMENT ET AMOLLISSEMENT THERMIQUE

L'état des connaissances concernant la rhéologie des roches de la croûte continentale est trop embryonnaire pour qu'il soit possible aujourd'hui de prédire le comportement des variétés lithologiques, même les plus courantes, avec un bon

degré de confiance. On sait cependant que pour une structure et une composition données, que les caractéristiques de l'écoulement dépendent principalement de trois paramètres : la contrainte, la température et la vitesse de déformation (cf. par ex : HEARD 1976, NICOLAS & POIRIER 1976). La forme des équations qui relient ces paramètres dépend du mécanisme de déformation dominant (WEERTMAN & WEERTMAN 1975). Dans la croûte ces mécanismes (Fluage de Coble,

fluage de Nabarro-Herring, pression - dissolution) (RUTTER 1976, McCLAY 1977) sont largement contrôlés par la diffusion (HEARD 1976). La loi correspondante, pour un écoulement stationnaire, montre que vitesse de déformation et contrainte sont liées par une loi de puissance. D'après NYE (1953) :

$$\dot{\epsilon}'_{ij} = (KD/RT) \Sigma_2' \frac{n-1}{2} \sigma'_{ij} \quad (9.1)$$

où  $\dot{\epsilon}'_{ij}$  est le tenseur de vitesse de déformation déviatorique,  $\sigma'_{ij}$  celui de contrainte déviatorique,  $\Sigma_2'$  le second invariant du tenseur de contrainte, T la température, R la constante des gaz parfaits, D la diffusivité, n l'exposant de la contrainte et K une constante.

Dans cette équation D dépend de la température :

$$D = D_0 \exp(-Q/RT) \quad (9.2)$$

où  $D_0$  est une constante, Q l'énergie d'activation et  $(-Q/RT)$  le facteur d'Arrhénius. C'est de ce dernier facteur que provient la grande dépendance du fluage vis-à-vis de la température. Pour la plupart des roches, Q varie entre 0 et 300 KJ mole<sup>-1</sup> (HEARD 1976) (Cf. ex. Tab. 9.1). Ainsi, pour un matériel ayant une énergie d'activation de 200 KJ mole<sup>-1</sup> une augmentation de température de 100°C, à contrainte constante, augmente la vitesse de déformation par un facteur 10.

MATERIAUX	n	Q (KJ mol <sup>-1</sup> )	REFERENCE
Quartzites			
Canyon Creek (humide)	2.6 ± 0.4	230 ± 7.0	PARRISH & al (1976)
Simpson (sec)	5.0 ± 0.8	267 ± 5.5	PARRISH & al (1976) HEARD & CARTER (1968)
GRANITES			
Westerly granite	3.0	326	GOETZE (1971)

Tab. 9.1 : Caractéristiques rhéologiques de quelques roches.

Pour une déformation élémentaire telle que le cisaillement simple l'équation (9.1) se réduit à :

$$\frac{\partial u}{\partial y} = (2 B/T) \exp(-Q/RT) \sigma'_{xy}{}^n \quad (9.3)$$

où x est la direction de cisaillement, xy le plan de cisaillement, u la vitesse de déplacement selon x,  $\sigma'_{xy}$  la contrainte de cisaillement et B une constante ( $B = KD_0/R$ ).

Dans cette équation l'exposant de la contrainte n peut être également un facteur d'amollissement (POIRIER 1976). Cependant, comme pour la plupart des roches  $1 < n < 5$  (GOETZE 1971, HEARD 1976) le rôle des variations de température est beaucoup plus important que celui des variations de contrainte. En outre, en ce qui concerne les instabilités gravitaires, comme les contraintes différentielles maximum sont de l'ordre de 0.1 à 1.0 MPa (1 à 10 b) (Cf. BERNER & al. 1972, Fig. 8) les mécanismes de déformation sont essentiellement le fluage de Coble et

le fluage de Nabarro-Herring, où  $n = 1$  (cf. RUTTER 1976).

Dans ce qui suit, on peut donc écrire schématiquement la viscosité à température  $T$  sous la forme :

$$\mu = \mu_0 \exp(-Q/RT) \quad (9.4)$$

### 9.32 CONSEQUENCES DES VARIATIONS DE TEMPERATURE SUR LES INSTABILITES DE RAYLEIGH-TAYLOR. APPLICATION AUX MANTLED GNEISS DOMES

Les mantled gneiss domes (ESKOLA 1949) présentent la particularité d'être polyorogéniques, leur noyau étant constitué par un socle, généralement granito-gneissique, issu d'un cycle orogénique plus ancien que les roches sédimentaires et volcaniques qui l'encapuchonnent. Les roches provenant du cycle le plus récent (surcharge) (arkoses, graywakes, volcanites, etc. ..), étant en moyenne plus denses que le socle granito-gneissique (source) il existe dès la sédimentation un gradient de densité inverse ; ce qui rend un tel système potentiellement instable. Connaissant les viscosités moyennes de la surcharge ( $\mu_1$ ) et de la source ( $\mu_2$ ) on peut prédire la longueur d'onde ( $\lambda$ ) et la vitesse d'amplification ( $\dot{A}$ ) de la deflection de l'interface source/surcharge qui doit en résulter (ex : SELIG 1965) :

$$\lambda = \frac{2\pi h_2}{2,15} \left( \frac{\mu_1}{\mu_2} \right)^{1/3} \quad (9.5)$$

$$\dot{A} = \frac{0,33}{2\pi} \lambda \frac{g(\rho_1 - \rho_2)}{\mu_1 + \mu_2} \quad (9.6)$$

où  $h_2$  est l'épaisseur de la source.

Du point de vue rhéologique, la longueur d'onde est proportionnelle au contraste de viscosité. La vitesse d'amplification est, pour une longueur d'onde donnée, inversement proportionnelle à la somme des viscosités. Pour  $\mu_1/\mu_2 \neq 1$  elle dépend donc essentiellement de la plus élevée des viscosités du système.

Le contraste de viscosité peut être réécrit sous la forme :

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{\mu_{0/1} \exp(-Q_1/RT)}{\mu_{0/2} \exp(-Q_2/RT)} \quad ((9.7)$$

pour une variation de température de  $T_1$  à  $T_2$  on obtient :

$$(\mu_1/\mu_2)_{T_1} = (\mu_1/\mu_2)_{T_2} \exp \left[ \frac{Q_2 - Q_1}{R} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \right] \quad (9.8)$$

La combinaison des équations (9.5) (9.6) et (9.8) permet de calculer les longueurs d'onde et vitesses d'amplification caractéristiques d'un système instable à deux composantes en fonction de la température. La comparaison des modèles expérimentaux et théoriques avec les exemples naturels montrent que la plupart des mantled gneiss domes sont caractérisés par de faibles contrastes de viscosité (de 10 à 0.1).

En s'appuyant sur ce fait et en postulant une température ( $T_2$ ) moyenne de 600°C (base de la mésozone, seuil de la fusion partielle) on peut calculer la variation de  $(\mu_1/\mu_2)_{T_1} / (\mu_1/\mu_2)_{T_2}$  en fonction de la température pour différents ordres de grandeur de  $[Q_1 - Q_2]$  (Fig. 9.3) et en déduire la variation de  $(\lambda/h_2)_{T_1} / (\lambda/h_2)_{T_2}$  (Fig. 9.4).

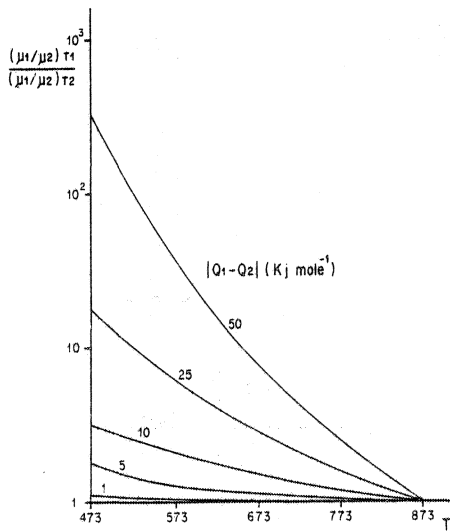


Fig. 9.3 Variation d'un contraste de viscosité en fonction de la température pour des différences d'énergie d'activation  $[Q_1-Q_2]$  croissantes, de 1 à 50 KJ mole<sup>-1</sup>;  $T_2$  étant fixé à 873°K

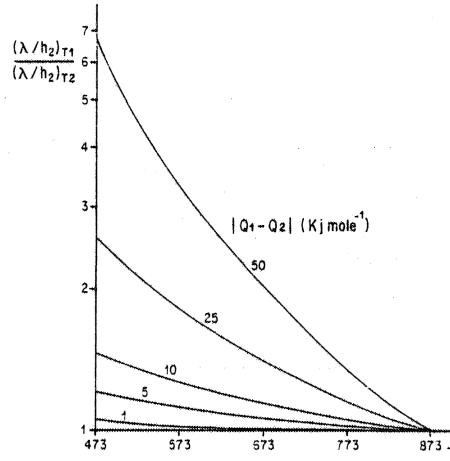


Fig. 9.4 Variation de la longueur d'onde  $(\lambda/h_2)$  d'une instabilité de Rayleigh-Taylor en fonction de la température  $T_1$ . Avec  $T_2$  fixé à 873°K, et pour des différences d'énergie d'activation croissantes

A partir de l'équation (9.6) on peut exprimer le rapport des vitesses d'amplification aux températures  $T_1$  et  $T_2$  :

$$\frac{\dot{A}_{T_1}}{\dot{A}_{T_2}} = \frac{\lambda_{T_1}}{\lambda_{T_2}} \cdot \frac{(\mu_1 + \mu_2)_{T_2}}{(\mu_1 + \mu_2)_{T_1}} \quad (9.9)$$

Pour le cas d'un contraste de viscosité supérieur ou inférieur à 1, au moins d'un ordre de grandeur, cette équation devient :

$$\frac{A_{T_1}}{A_{T_2}} = \frac{\lambda_{T_1}}{\lambda_{T_2}} \cdot \frac{(\mu \max)_{T_2}}{(\mu \max)_{T_1}} \quad (9.10)$$

$\mu \max$  étant la plus élevée des deux viscosités ( $\mu_1, \mu_2$ )

$$\text{ou } \frac{\dot{A}_{T_1}}{\dot{A}_{T_2}} = \frac{\lambda_{T_1}}{\lambda_{T_2}} \cdot \frac{\frac{2B \max}{T_2} \exp - \frac{Q \max}{RT_2}}{\frac{2B \max}{T_1} \exp - \frac{Q \max}{RT_1}} \quad (9.11)$$

Ce qui, en simplifiant, devient :

$$\frac{\dot{A}_{T_1}}{\dot{A}_{T_2}} = \frac{\lambda_{T_1}}{\lambda_{T_2}} \cdot \frac{T_1}{T_2} \cdot \frac{\exp - (Q \max/RT_2)}{\exp - (Q \max/RT_1)} \quad (9.12)$$

Cette équation permet de calculer la variation de  $\dot{A}_{T_1}/\dot{A}_{T_2}$  en fonction de la température pour différents ordres de grandeur de  $[Q_1 - Q_2]$  (Fig. 9.5).

C'est pour les valeurs les plus élevées de  $[Q_1 - Q_2]$  que se produisent les variations les plus fortes de  $\lambda$  et de  $\dot{A}$  (Fig. 9.4 et 9.5). Ainsi, entre 200°C et 600°C et lorsque la dif-

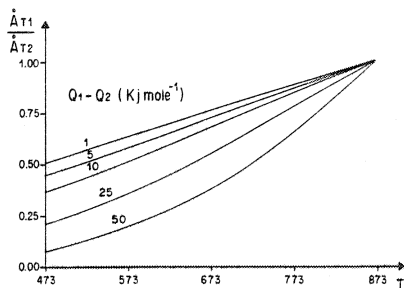


Fig. 9.5 Variation de la vitesse d'amplification  $A_{T1}$ , d'une instabilité de Rayleigh-Taylor en fonction de la température  $T_1$ . Avec  $T_2$  fixé à 873°K et pour des différences d'énergie d'activation croissantes.

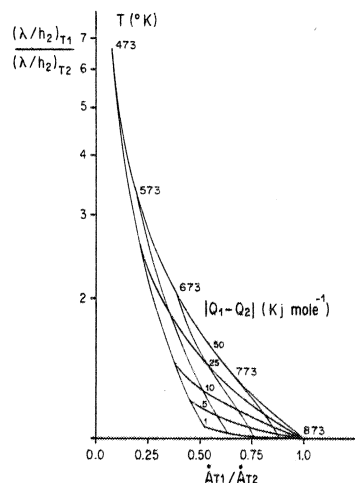


Fig. 9.6 Relation entre les variations de longueur d'onde et de vitesse d'amplification d'une instabilité de Rayleigh-Taylor en fonction de la température. Les courbes de température sont reportées en trait fin, et les différences d'énergie d'activation en trait gras.

-férence d'énergie d'activation est de l'ordre de 25 à 50 KJ mole<sup>-1</sup>, la longueur d'onde décroît de 2 à 7 fois tandis que la vitesse d'amplification croît de 8 à 9 fois (Fig. 9.6). Une conséquence possible d'un tel effet est le développement de dômes de plusieurs ordres de grandeur dans un système soumis à un réchauffement progressif. Ceci expliquerait bien le fait que les mantled gneiss domes apparaissent généralement regroupés dans de larges antiformes (ex : dômes du Vermont dans les Appalaches, dômes de Colombie britannique dans les Rocheuses). Ceci est également compatible avec l'approche de RAMBERG (1968, 1973) dans laquelle il considère une couche source double caractérisée par des viscosités  $\mu_2$  et  $\mu_3$  et des hauteurs  $h_2$  et  $h_3$  sous une surcharge de viscosité  $\mu_1$  et de hauteur  $h = \infty$ . La résolution mathématique de ce problème (cf. RAMBERG 1973) montre qu'il se développe deux longueurs d'onde distinctes (Fig. 9.7). La différence essentielle entre ces deux approches est que dans le modèle de Ramberg le développement des longueurs d'onde multiples est synchrone tandis que dans le modèle développé ici des longueurs d'onde distinctes peuvent se développer au cours du réchauffement, c'est-à-dire successivement dans le temps. Pour connaître exactement le nombre de longueurs d'onde à s'être développé à un moment donné, dans le système, il faudrait résoudre simultanément l'équation des moments (ex : équation biharmonique, RAMBERG 1972, 1973) et l'équation de la chaleur. Ceci nécessiterait l'emploi de méthodes numériques qui n'ont pas été utilisées dans cette étude.

### 9.33 INSTABILITES GRAVITAIRES D'ORIGINE THERMIQUE, DOMES MIGMATITIQUES ET PLUTONS

Les mantled gneiss domes peuvent montrer un début de migmatisation des roches constituant le noyau et la base de l'enveloppe. Les dômes migmatitiques diffèrent de ceux-ci dans la mesure où leur noyau est essentiellement constitué de migmatites présentant tous les stades d'évolution de la fusion partielle (WEGMANN 1935, HALLER 1956, KRANCK 1956). En outre il n'est pas toujours possible de délimiter cartographiquement, et avec précision, les unités

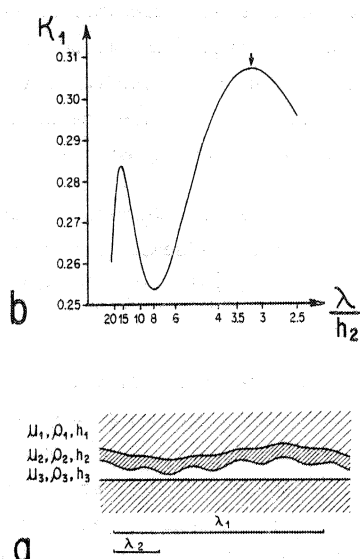


Fig. 9.7 Système instable développant deux séries de longueurs d'onde (d'après RAMBERG 1973). a) Caractéristiques géométriques et mécaniques du système ; b) Fonction  $K_1 = f(\lambda/h_2)$  ;  $K_1$  étant la plus grande valeur propre de la "matrice couplante" qui est la matrice qui caractérise la dynamique du système (Cf. RAMBERG 1972, 1973) et  $\lambda/h_2$  la longueur d'onde rapportée à l'épaisseur de la couche source. Les rapports sans dimension sont  $\mu_1:2 = \mu_2:3 = 10$  ;  $h_2:3 = 1$  ;  $(\rho_1 - \rho_2)/(\rho_2 - \rho_3) = 1$  ;  $\rho_1 - \rho_2 > 0$  ;  $\rho_2 - \rho_3 > 0$  ;  $h_1 = \infty$ . Dans un tel système, les deux maxima de  $K_1$  coïncident avec deux longueurs d'onde distinctes

lithologiques initiales dans ces structures qui s'apparentent plus fréquemment à des structures tangentielles ou des nappes profondes qu'à des dômes au sens classique du terme (cf. Ch. 1) (HALLER 1956, GRIFFIN 1976, BRUN 1977, BRUN & MARTIN 1978, 1979, TALBOT 1979) (Fig. 1.1).

#### Les modèles de convection thermique

Le fait que certains dômes migmatitiques ne présentent pas, de façon évidente, un gradient de densité inverse d'origine sédimentaire ou volcanique tend à prouver que l'inversion de densité provient de la fusion partielle et est d'origine thermique. Il est évident que si un système présente un gradient de densité inverse initial, la migmatitisation dans ce système ne fera qu'accroître l'instabilité. Ceci a incité plusieurs auteurs à rechercher dans la convection thermique une explication rationnelle de l'origine des dômes migmatitiques. Deux approches sont menées simultanément.

La première, dimensionnelle, vise à tester si le seuil critique de convection peut être atteint dans des conditions rhéologiques et thermiques de la croûte continentale (TALBOT 1968, 1971, 1979, DEN TEX 1975). Ces auteurs tentent d'estimer la valeur du nombre de Rayleigh qui est un nombre sans dimensions défini par :

$$R = g \alpha \beta d^4 / K \eta$$

où  $g$  est l'accélération due à la gravité,  $\alpha$  l'expansion thermique,  $\beta$  l'inverse du gradient thermique au début de l'instabilité,  $d$  l'épaisseur de la couche susceptible de convecter,  $K$  la diffusivité thermique et  $\eta$  la viscosité cinématique. Lorsque  $R$  dépasse une certaine valeur critique  $R_c$ , qui dépend des conditions aux limites, la convection est possible. Dans le cas d'une bordure supérieure libre mais inflexible  $R_c = 657$ , dans celui d'un système limité par deux bordures fixes  $R_c = 1707$  (CHANDRASEKHAR 1961). Si  $\alpha$  et  $K$  peuvent être raisonnablement estimés pour des matériaux crustaux il n'en va pas de même pour  $\beta$ ,  $d$  et  $\eta$ . Ces trois facteurs sont interdépendants. Nous avons vu au début de ce chapitre que les régimes thermiques des zones orogéniques sont transitoires. La valeur de  $\beta$  change donc plus ou moins rapidement au cours du temps (voir par ex. Fig. 9.1). Il est toutefois possible qu'elle atteigne une valeur critique permettant la convection. Si l'anomalie thermique est due à l'intrusion d'un magma mantellique,  $\beta$  dépend de la température initiale et de la vitesse de refroidissement du corps intrusif. Si l'anomalie thermique provient d'un surépaississement par chevauchement,  $\beta$  dépend de la quantité de surépaississement, et de la vitesse de l'érosion inhérente de ce phénomène. La viscosité dépend, quant à elle, de la température absolue atteinte (voir paragraphe précédent) elle est donc fonction de  $\beta$  et est également dépendante du temps. Enfin  $d$ , l'épaisseur



de la couche susceptible de convecter, dépend de  $\eta$ , ou plus exactement de  $\partial\eta/\partial z$ . On voit donc toute la difficulté de l'estimation de R. Pour que ce type d'approche soit crédible il serait nécessaire d'étudier la variation de R en fonction du temps pour un régime thermique transitoire donné. Jusqu'à présent on dispose seulement d'estimations fondées sur des valeurs de  $\beta$ ,  $d$  et  $\eta$  fixées a priori (ex : DEN TEX 1975, TALBOT 1979), à l'exception de celles de WELLS (1980) pour le cas de modèles de chauffage transitoire dû à une accréation magmatique.

La seconde approche, structurale, vise à mettre en évidence, sur le terrain, des structures d'origine gravitaire plus facilement explicables en termes de convection qu'en termes d'instabilité de Rayleigh-Taylor classique (TALBOT 1971, 1979, EZ 1976, BRUN & MARTIN 1978, 1979). Quelques critères possibles méritent d'être signalés :

- Le fait que les structures migmatitiques aient une extension latérale beaucoup plus grande que leur amplitude verticale (Fig. 1.1). Ceci est particulièrement significatif lorsque ces structures montrent des déversements divergents (structures en champignons, Fig. 3.1). Cependant, ce critère ne saurait être déterminant dans la mesure où les modèles expérimentaux d'instabilité de Rayleigh-Taylor montrent également ce type de structures (Cf. RAMBERG 1967, 1973, TALBOT 1974, 1977) bien que l'on puisse discuter la validité des conditions aux limites des modèles réalisés par ces auteurs.
- L'existence d'involutions des lobes des dômes tendant à montrer un mouvement cyclique (Cf. Champignon, Fig. 3.1) (Cf. TALBOT 1979, Fig. 5 et 6).
- Le plissement isoclinal des isogrades (BRUN 1979, BRUN & MARTIN 1978, 1979, TALBOT 1979). La déformation des isogrades est inhérente des instabilités gravitaires que celles-ci soient ou non d'origine thermique (Cf. Ch. suivant). Cependant, dans le cas des dômes migmatitiques ce phénomène est beaucoup plus accentué que dans celui des mantled gneiss domes.
- L'existence de sous-dômes de plusieurs ordres de grandeur sans contrastes de densité actuels évidents (TALBOT 1971).

Bien qu'aucune de ces particularités ne puisse être avancée, à ce jour, comme critère définitif de convection thermique, elles constituent des repères essentiels pour l'étude des instabilités gravitaires d'origine thermique dans la croûte continentale.

Pour conclure sur ce thème, il est important de souligner le fossé qui sépare l'état des connaissances sur la convection dans le manteau supérieur et dans la croûte continentale. Ceci provient probablement de l'importance qu'a pris ce problème dans la tectonique des plaques, et des contraintes importantes (épaisseur du système convectif, vitesses de déplacement des plaques, gradient thermique, flux de chaleur, etc...) dont disposent les géophysiciens du manteau pour le traiter, et à l'inverse du nombre d'inconnues, que nous avons passé en revue, et auxquelles se heurtent les géologues dans les domaines profonds de la croûte continentale. L'enjeu en est pourtant important puisque l'on sait depuis longtemps que chaleur et déformation sont indissociablement liées dans les zones orogéniques.

#### *Les problèmes rhéologiques de la fusion partielle et l'origine des plutons*

On a vu précédemment que la viscosité des agrégats silicatés décroît, régulièrement

et rapidement, lorsque la température s'élève. Un phénomène nouveau rentre en jeu lorsque la température dépasse le seuil de la fusion partielle pour un matériel donné. La roche que l'on pouvait préalablement considérer comme un solide devient assimilable à une suspension de particules solides dans un fluide. Les propriétés rhéologiques changent alors dramatiquement. La viscosité  $\mu_m$  du mélange solide-liquide peut être exprimée par la loi de Einstein-Roscoe (EINSTEIN 1906, 1911, ROSCOE 1952) :

$$\mu_m/\mu_0 = (1.35 C - 0.35)^{-2.5}$$

où  $\mu_0$  est la viscosité du liquide et C le pourcentage de liquide. Cette loi a été utilisée, entre autres, par SHAW (1965) pour prédire la viscosité des magmas granitiques. Lorsque C atteint le seuil de 26% (Rheological Critical melt percentage, ARZI 1978) au cours de la fusion partielle, la viscosité du mélange chute catastrophiquement (Fig. 9.8). Sur la base de données expérimentales VAN DER MOLEN & PATERSON (1979) ont montré que la valeur du "pourcentage critique de fusion" était avant tout contrôlée par la forme et la dimension des grains du matériel, et que ce seuil était probablement de l'ordre de 30 à 35% quels que soient la composition de la roche, la vitesse de déformation et le mécanisme de déformation opérant dans la fraction solide.

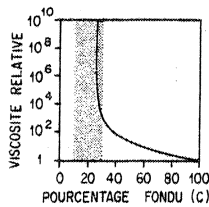


Fig. 9.8 Variation de la viscosité relative ( $\mu_m/\mu_0$ ) en fonction du pourcentage de fusion partielle (d'après ARZI 1978) pour une suspension de particules rigides dans un produit fondu newtonien selon la formule de Einstein-Roscoe. En grisé, le champ usuel supposé du pourcentage critique de fusion.

Comme la fusion est proportionnelle au temps pour une température donnée, les variations de la viscosité d'une roche donnée, soumise à un chauffage progressif, dépendent de sa vitesse de montée en température. Dans l'état des connaissances actuelles de la rhéologie des roches partiellement fondues, il n'est pas possible de calculer des profils de viscosité pour un régime de chauffage transitoire donné. On peut toutefois discuter qualitativement deux cas limites (TALBOT 1979).

Si le chauffage est relativement lent les isothermes peuvent être espacés et une épaisseur importante de la croûte peut être soumise à la fusion partielle. C'est par exemple le cas de la plaque chevauchée dans un surépaississement (Fig. 9.1). Le chauffage étant lent la diminution de viscosité est également lente mais une discontinuité de viscosité peut apparaître de part et d'autre de la limite de la fusion

partielle. Ce cas serait éventuellement favorable au développement de la convection, mais comme on l'a vu plus haut, demanderait à être étudié en détail.

Si le chauffage est rapide les isothermes seront resserrées autour de la source de chaleur. Ceci peut se produire dans une grande zone de chevauchement crustal (ex : MCT Himalaya) (Fig. 9.1) ou aux contacts d'une intrusion (Fig. 9.2). La diminution de la viscosité se fait alors aussi rapidement que le permet la vitesse de fusion partielle à la température atteinte. Mais la valeur du pourcentage critique de fusion est susceptible d'être atteinte beaucoup plus rapidement que dans le cas d'un chauffage lent. Cette situation conduit à l'individualisation d'une couche à viscosité beaucoup plus faible que celle du même matériel au-dessus du seuil de fusion partielle, c'est-à-dire aux conditions initiales d'une instabilité de Rayleigh-Taylor. Diverses approches théoriques, numériques et expérimentales de ce problème, con-

-nu sous les appellations de "convection turbulente", "Turbulence thermique", "Panaches" ont été réalisées en vue d'applications aux instabilités thermo-gravitaires dans l'atmosphère (TURNER 1962, 1963, 1973, HOWARD 1964, SPARROW & al. 1970) et au volcanisme (ELDER 1968, 1970, 1976, 1977). Ce modèle semble pouvoir être également appliqué à la genèse de certains plutons granitiques (Cf. ex : ELDER 1977, Fig. 3).

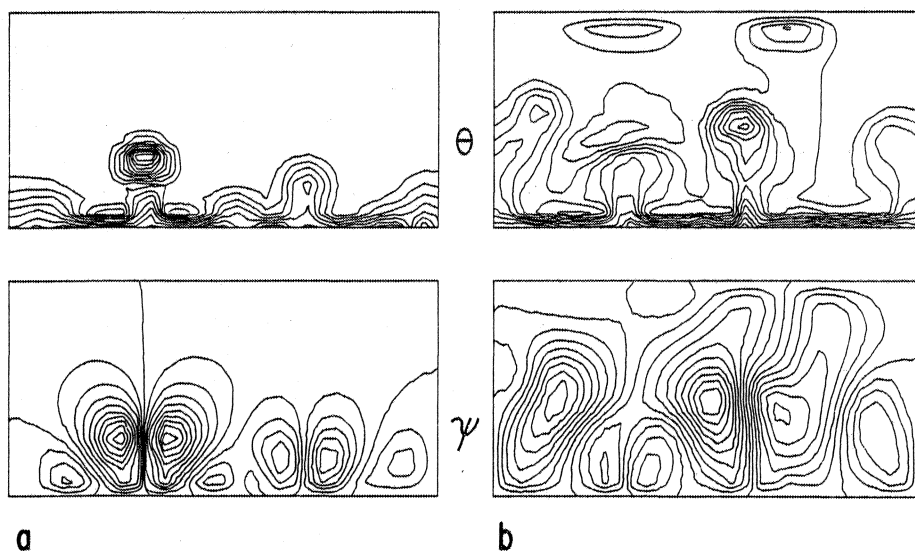


Fig. 9.9 Modèle numérique en deux dimensions de convection turbulente (d'après ELDER 1977).  $\Theta$ , température et  $\psi$  fonction d'écoulement : a) stade précoce ; b) stade avancé.

Une couche intensément chauffée au contact de la source thermique devient rapidement instable (Fig. 9.9). Les déflexions périodiques de l'interface, qui sépare cette couche de sa surcharge, contrôlent l'écoulement du matériel à faible viscosité. Lorsqu'un volume critique de matériel à faible viscosité est atteint dans les déflexions anticlinales, celui-ci se détache de la zone source et monte rapidement dans la surcharge (Fig. 9.9). Du matériel froid vient le remplacer à la base du système et un nouveau cycle peut recommencer si la source de chaleur persiste (HOWARD 1964, ELDER 1968). En ce qui concerne l'origine des granitoïdes ce processus peut expliquer la formation de volumes limités de magma (plutons isolés) si la source de chaleur est de courte durée et la formation d'énormes volumes de magmas (ex : batholithe de la Sierra Nevada, HAMILTON & MYERS 1967, batholithe andin PITCHER 1978) si la source de chaleur est de longue durée comme par exemple dans la bordure d'une plaque surplombant une zone de subduction.

Le tableau 9.2 résume l'ensemble des facteurs discutés précédemment, pour les principaux types de régimes thermiques, dans la croûte continentale.

ORIGINE DU REGIME THERMIQUE	CHAUFFAGE	INSTABILITE	STRUCTURES	CONTROLE DE LA DUREE DE VIE
Surépaississement crustal	Lent	Rayleigh-Benard (Convection) (s'il n'existe pas de gradient de densité inverse initial)	Dômes migmatitiques	. Gradient thermique initial . Vitesse d'érosion
		Rayleigh-Taylor (s'il existe un gradient de densité inverse initial)	Mantled gneiss domes	
Accrétion magmatique	rapide	Rayleigh-Taylor (éventuellement cyclique)	Plutons granitiques variés	. Température initiale de la source thermique (magma) . Durée de l'accrétion magmatique
Déformation dans les zones de chevauchement	Eventuellement rapide	Rayleigh-Taylor (éventuellement cyclique)	Plutons granitiques (magmas hydratés, ex : leucogranites)	. Durée du chevauchement . Vitesse de déplacement aux limites

Tab. 9.2 Classification des instabilités gravitaires et des structures résultantes en fonction du régime thermique

#### 9.4 VITESSE DE MONTEE DES ISOTHERMES ET VITESSE D'AMPLIFICATION DES INSTABILITES

Il est intéressant, à ce stade, de comparer les vitesses relatives de montée des isothermes et d'amplification des instabilités gravitaires.

La vitesse de montée de certains isothermes peut être déterminée à partir des modèles calculés par GRAHAM & ENGLAND (1976) et ENGLAND & RICHARDSON (1977) dans le cas d'un surépaississement par chevauchement avec ou sans érosion (Cf. Tab. 9.3). Les vitesses obtenues sont de l'ordre du millimètre par an lorsque l'érosion n'est pas prise en compte, et d'un ordre de grandeur inférieur lorsqu'elle l'est.

Dans le cas d'une accrétion magmatique à la base de la croûte (Fig. 9.2) (HODGE 1974) la vitesse de montée des isothermes est de l'ordre du centimètre par an, c'est-à-dire cent fois plus rapide que dans un processus chevauchement - érosion. Mais leur déplacement vertical est en moyenne 10 fois plus restreint que dans le cas du surépaississement par chevauchement.

La vitesse de montée des diapirs magmatitiques peut être estimée à l'aide de la loi de Stokes (FYFE 1973, MARSH 1976, 1978, 1979, MARSH & KANTHA 1978, ANDERSON 1981) relative au déplacement ascendant d'une sphère visqueuse (de viscosité  $\mu_2$ ) dans un milieu de viscosité  $\mu_1$  (LAMB 1932) :

$$V = \frac{1}{3} \frac{a^2 g \Delta \rho}{\mu_1} \frac{\mu_1 + \mu_2}{\mu_1 + \frac{3}{2} \mu_2}$$

MODELE	ISOTHERME	DUREE (M.A.)	VITESSE DE MONTEE (Cm an <sup>-1</sup> )	REFERENCE
Chevauchement	450 et 500°C	3	0,25	GRAHAM & ENGLAND (1976)
Chevauchement + érosion	500°C	40	0,02	ENGLAND & RICHARDSON (1977)
	600°C	20	0,07	
Accrétion magmatique	500°C	0,2	1,36	HODGE (1974)
	600°C	0,2	2,84	

Tab. 9.3 Vitesse de montée des isothermes dans différents régimes thermiques

où  $a$  est le rayon de la sphère,  $g$  l'accélération de la pesanteur et  $\Delta\rho$  le contraste de densité. Puisque les magmas sont beaucoup moins visqueux que la croûte non fondue ( $\mu_2 \ll \mu_1$ ) cette formule se simplifie à :

$$V = \frac{1}{3} \frac{a^2 g \Delta\rho}{\mu_1}$$

On constate que la vitesse d'ascension est inversement proportionnelle à la viscosité du milieu, et directement proportionnelle au rayon de la sphère (Fig. 9.10). Pour que le déplacement vertical total soit significatif à l'échelle orogénique (de l'ordre du kilomètre, et de la dizaine de million d'années) il faut que la vitesse d'ascension soit supérieure à  $10^{-2}$  cm an<sup>-1</sup>. Dans une croûte de viscosité moyenne de  $10^{-1}$  Pa.S ( $10^{19}$  p) et pour  $\Delta\rho = 0.1$ , la vitesse de montée d'un pluton de 1 km de rayon sera de 0,5 cm an<sup>-1</sup> et pour un pluton de 10 km de rayon de 50 cm an<sup>-1</sup>. Etant donné que ces dimensions correspondent aux dimensions moyennes des plutons granitiques nous en déduisons que, dans la limite d'estimation de la viscosité moyenne de la croûte (Fig. 9.10), les vitesses de montée des plutons granitiques sont de l'ordre du centimètre à la dizaine de centimètre par an. Ceci implique qu'un pluton peut traverser la croûte continentale dans un délai compris entre 0,1 et 1,0 MA.

Il existe que très peu d'exemples réels dans lesquels on dispose de suffisamment de données pour vérifier ce modèle. Il est cependant intéressant de noter que pour les globules

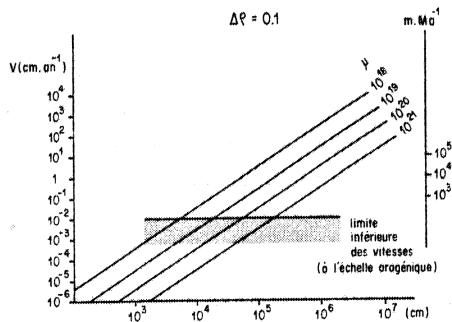


Fig. 9.10 Diagramme reliant la vitesse de déplacement d'une sphère à son diamètre, dans un milieu de viscosité  $\mu$  pour une différence de densité  $\Delta\rho$  entre la sphère et le milieu de 0,1.

andésitiques alimentant l'arc volcanique des Aléoutiennes (MARSH 1976, 1979) la vitesse d'ascension est de l'ordre de 3,0 à 300,0 cm an<sup>-1</sup>. La vitesse d'ascension des complexes plutoniques alcalins des Iles Kerguelen (MAROT & ZIMINE 1976) peut être estimée par une approche différente. L'augmentation rapide des rapports  $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$  dans le magma lui-même et la similarité de ces rapports d'un complexe à l'autre donnent une limite supérieure pour l'intervalle de temps séparant la formation du magma de sa mise en place, soient des durées de 0,18 à 0,74 MA suivant les complexes (VIDAL & al. 1977 DOSSO & al. 1979). En admettant que la profondeur de la source est de l'ordre de 100 km, on

obtient des vitesses de l'ordre de 1,8 à 7,4 cm an<sup>-1</sup>. Si la source est moins profonde, les vitesses seront plus élevées. Quoiqu'il en soit, ces deux exemples montrent que la vitesse de montée des diapirs magmatiques est de l'ordre de grandeur estimé à l'aide de la formule de Stokes.

Le fait que les isogrades de métamorphisme "mourent" la forme des plis couchés et des dômes, dans les Appalaches (HEPBURN 1975), montrent que les isothermes ont été déformés et que le réajustement thermique s'il a eu lieu n'a pas été important (voir développements Ch. 10). En s'appuyant sur cette observation, SLEEP (1979), par une résolution de l'équation de la chaleur, a montré que la durée maximum de formation des dômes est proportionnelle au carré de la longueur d'onde et inversement proportionnelle à la diffusivité thermique. Pour les dômes de Guilford et de Chester dans les Appalaches il trouve ainsi une durée maximum de 0.16 à 0.59 MA et une vitesse d'amplification de 4,3 et 3,0 cm.an<sup>-1</sup>.

Ces valeurs sont d'un ou deux ordres de grandeur plus importantes que les valeurs trouvées par RAMBERG (1972, 1973) à l'aide d'un modèle mathématique de mantle gneiss domes. Il faut cependant noter que la vitesse d'amplification est obtenue par ce modèle à un stade d'évolution des dômes correspondant à une amplitude inférieure à 10% de la longueur d'onde dominante. Or, on sait que l'amplification des instabilités gravitaires subit une évolution exponentielle lorsque l'amplitude augmente (Cf. Fig. 0.2). Il n'y a donc pas d'incompatibilité majeure entre les valeurs déduites des exemples réels et calculés à l'aide de modèles mathématiques. Par contre, la vitesse obtenue, à l'aide d'un modèle numérique, par HAYASHI & KIZAKI (1979) pour des dômes migmatitiques est sujette à caution dans la mesure où la valeur retenue pour la viscosité moyenne de la croûte est probablement surestimée 10 PaS (10<sup>21</sup>p). Le tableau 9.4 résume ces données.

STRUCTURE	VITESSE D'AMPLIFICATION (Cm an <sup>-1</sup> )	METHODE D'ESTIMATION	REFERENCE
Dôme de Chester (Appalaches)	4,3	Modèle thermique	SLEEP (1980)
Dôme de Guilford (Appalaches)	3,0	" "	SLEEP (1980)
Mantled gneiss domes	0,082	Instabilité d'un milieu stratifié (pour $0 < A < 10\% \lambda$ )	RAMBERG (1972)
" " "	0,168	"	RAMBERG (1973)
Dômes migmatiti- ques	0,025-0,012	Modèle numérique	HAYASHI & KIZAKI (1979)
Globules andési- tiques (Aleou- tiennes)	3,0-300,00	Modèle de Stokes + conduction thermique	MARSH (1978)
Plutons alcalins (Kerguelen)	18 - 74	Géochimie isotopique et pétrologie	DOSSO & al. (1979) MAROT & ZIMINE (1976)

Tab. 9.4 Vitesse d'amplification des instabilités gravitaires.

En conclusion, on retiendra que les vitesses d'amplification des instabilités gravitaires dans la croûte sont en moyenne de l'ordre de 1,0 à 10,0 cm an<sup>-1</sup>.

Le développement des instabilités gravitaires à gradient de densité inverse initial est donc 10 à 100 fois plus rapide que les processus de chauffage de la croûte continentale par surépaississement. Les dômes gneissiques se développent donc avec un certain retard par rapport au surépaississement mais avec une rapidité d'évolution telle que les isothermes antérieurement établis sont brusquement déformés. Les implications de ce phénomène seront discutées au chapitre suivant.

Dans le cas d'un chauffage par accréation magmatique les isothermes montent peu mais à une vitesse du même ordre de grandeur que la vitesse d'amplification des instabilités gravitaires, de 0,1 à 10,0 cm an<sup>-1</sup>. Le délai d'apparition des instabilités après le début du chauffage est donc très court par comparaison avec la situation précédente.

Ceci correspond au modèle retenu, au paragraphe précédent, pour expliquer la formation des plutons granitiques.

#### 9.5 L'ETAT RHEOLOGIQUE DES MAGMAS GRANITIQUES ET LA MONTEE DES PLUTONS

Discutant l'état rhéologique des granites à l'aide de modèles expérimentaux RAMBERG (1970) conclut que, pour que les plutons granitiques se mettent en place sous forme de diapirs il faut que le contraste de viscosité surcharge / source ne soit pas trop élevé. Cette conclusion doit être discutée.

Comme on l'a rappelé plus haut (Ch. 4), il existe de nombreux arguments, tant pétrologiques que structuraux, qui montrent que certains granites ont cristallisé en place à partir d'un état quasi-liquide, tandis que d'autres attestent d'une forte déformation à l'état quasi-solide pendant leur mise en place.

En s'appuyant sur le fait que la pente de la courbe de fusion anhydre des granites est négative, CANN (1970) conclut que le mouvement ascendant (adiabatique) des magmas granitiques, formés à des pressions de vapeur d'eau données, est limité par la forme de cette courbe (Fig. 9.11). Cependant, cet auteur ignore dans son traitement du problème, la dépendance qui

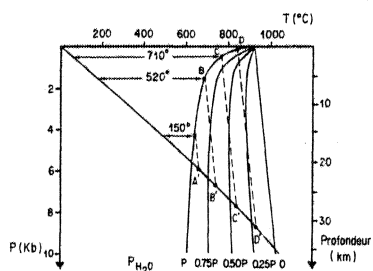


Fig. 9.11 Diagramme pression - température schématique montrant des courbes de fusion du granite pour différentes pressions de vapeur d'eau, un géotherme ABCDE, et des adiabats AA', BB', CC', DD' et EE' suivis par la montée des magmas granitiques (d'après CANN 1970). Cf. texte pour explication.

existe entre les propriétés rhéologiques des roches et la température. Il est certain que les granites ayant pris naissance en C' et en D' (Fig. 9.11) recouperont la courbe de fusion sèche très haut dans la croûte, qu'ils arrivent donc dans leur site de mise en place superficielle dans un état voisin de l'état liquide et que leur différence de température avec l'encaissant est très élevée (710°C pour C). Ces granites vont donc être soumis à un refroidissement rapide quasi-statique dans un encaissant très rigide. Par contre, le granite ayant pris naissance en A', qui recoupe la courbe de fusion anhydre, très rapidement ne montre qu'une différence de 150° avec son encaissant qui est à la température de 500°C. A cette température les roches mé-

tamorphiques sont considérablement moins visqueuses que les mêmes roches en surface et même si le granite commence à cristalliser, il peut continuer à monter car comme nous venons de le voir c'est la viscosité de l'encaissant qui contrôle la vitesse de montée d'un diapir, et non pas la viscosité du magma lui-même.

Revenons au cas des granites qui naissent bas et remontent haut (B', B, C', C, Fig. 9.11). Dans ses expériences RAMBERG (1970) montre que si le contraste de viscosité est très élevé, comme celui qu'on peut suspecter entre un liquide granitique et les roches de surface, le magma se met en place dans des fractures et non pas par déformation ductile de la surcharge. Il est possible que ce désaccord puisse provenir d'une mauvaise similitude rhéologique entre les matériaux utilisés pour construire les modèles expérimentaux et les roches réelles. Notamment, la silicone qui est utilisée pour simuler un magma granitique ou les solutions concentrées de permanganate de potassium pour les magmas basaltiques sont des corps quasi-newtoniens, tandis que la plasticine ou le mastic qui servent à simuler les roches de la surcharge sont des corps à loi de puissance (non-newtoniens) montrant une valeur élevée de l'exposant de la contrainte ( $n = 5 \text{ à } 8$  pour la plasticine, MACCLAY 1977b). Quoi qu'il en soit, et en ce qui concerne les exemples naturels de plutons granitiques, il me semble qu'il faille reconsidérer le problème sous son aspect thermique et il n'est pas exclu que ces magmas puissent également monter de façon diapirique. Etant très chauds, ils amollissent thermiquement leur encaissant au cours de la montée (MARSH 1978, MARSH & KHANTA 1979) et donnent ainsi naissance autour d'eux à une gaine molle qui facilite leur montée. En outre, le gradient de viscosité ainsi créé peut jouer un rôle de "tampon rhéologique" entre le magma liquide et l'encaissant très visqueux et prévenir la fracturation. Bien qu'il ne s'agisse ici que d'une hypothèse raisonnable, nous verrons plus loin (Ch. 13) que cette explication s'applique bien au cas des leucogranites sud-armoricains, dont nous avons précédemment constaté le comportement diapirique (Ch. 7), et dont la texture équigranulaire et l'absence de fabrique montrent qu'ils se sont mis en place dans un état peu visqueux dans des sédiments épizonaux à viscosité probablement beaucoup plus élevée.

Enfin, il convient de remarquer que la démonstration de CANN (1970) est faite à partir d'un gradient de température quasiment linéaire (Fig. 9.11). Dans le cas de gradient de température plus "sinueux" et notamment ceux présentant une convexité accusée dans la bande de température encadrant la courbe de fusion anhydre (ex : Fig. 9.1), les différences de température entre le point de cristallisation d'un magma rhéologique anhydre et l'encaissant sont plus faibles que dans le cas d'un gradient de température quasi-linéaire. Cette différence de température étant faible, la déformation à l'état cristallisé du granite et le diapirisme du pluton sont encore plus facilités.

## 9.6 CONCLUSIONS

Cette revue du développement des instabilités gravitaires infracrustales à la lumière des régimes thermiques de la croûte continentale fait apparaître clairement le rôle déterminant de la chaleur dans la naissance et l'évolution des structures gravitaires ascendantes.

La similarité cinématique des dômes gneissiques et des plutons, constatée sur le terrain, se retrouve dans la vitesse d'évolution des systèmes.

Par contre, ces deux types de structures se distinguent quant au délai d'apparition de l'instabilité, suivant l'intensité du chauffage.



Enfin, dans le cas où un gradient de densité inverse préexiste, le chauffage a essentiellement un rôle amollissant qui facilite le développement de l'instabilité (mantled gneiss domes) tandis qu'il a un rôle moteur lorsqu'il conduit à diminution de la densité des roches soumises à la fusion partielle (Dômes migmatitiques et plutons).

Les structures issues des instabilités gravitaires sont donc les marqueurs du régime thermique et tectonique des zones orogéniques, au même titre que le métamorphisme auquel elles sont associées. Les dômes gneissiques et migmatitiques et les plutons granodioritiques se développent préférentiellement dans les portions de croûte surépaissies, soumises, par suite de la relaxation thermique, à un chauffage relativement lent. Les plutons granitiques se développent dans les zones soumises à un chauffage rapide, soit principalement à la base des zones de chevauchement et au toit des diapirs mantelliques.



## 10 GRADIENTS DE TEMPERATURE ANORMALEMENT ELEVES ET PLISSEMENT DES ISOGRADES.

### 10.1 INTRODUCTION

Les dômes gneissiques se présentent très souvent, du point de vue du métamorphisme qui leur est associé, comme des dômes thermiques. Ceci se traduit cartographiquement par une disposition concentrique ou quasi-concentrique des isogrades de métamorphisme dans la structure en dôme, d'autant plus resserrés que l'on s'approche du noyau du dôme. De très nombreux exemples en ont été décrits. (Cf. CHAPMAN 1942, LYONS 1955, TILTON & al. 1958, HOPSON 1964, WETHERILL & al. 1968, THOMSON & al. 1968, NAYLOR 1969, NORTON 1975, HEPBURN 1975 pour les Appalaches ; LANPHERE & al. 1964, ARMSTRONG 1968, HYNDMAN 1968, REESOR 1970, REESOR & MOORE 1971 pour les Rocheuses ; ROQUES 1941, SCHUILING 1960, GUITARD 1970, FONTEILLES & GUITARD 1968 a et b, ZWART 1968, SOULA 1981 pour la chaîne hercynienne).

Plusieurs types de modèles ont été invoqués pour expliquer l'accordance quasi-systématique entre structure en dôme et structure thermique.

Les *modèles de conduction* s'appuient sur le fait que dans une croûte en état thermique, stable ou transitoire, les isothermes sont subhorizontaux. Lorsqu'une structure en dôme se développe les isothermes sont déformés en accordance avec la structure. Les dômes peuvent, dans ce type de modèles résulter d'une instabilité gravitaire ou d'une autre cause non gravitationnelle.

FONTEILLES & GUITARD (1968 a, b) ont modifié ce modèle pour tenir compte des variations de conductivité thermique dues à la présence d'un socle. Leur modèle permet ainsi d'expliquer le télescopage des isothermes à proximité de l'interface socle-couverture ("effet de socle"). Le même effet peut être obtenu lorsque des réactions de déshydratation ou de fusion partielle se produisent lors de la montée des isothermes. Du fait des variations de vitesse de montée des isothermes liées aux variations de conductivité thermique, et aux réactions chimiques, le régime thermique est, dans la théorie de l'effet de socle, un régime transitoire.

Les *modèles d'intrusion/conduction* considèrent la mise en place d'un corps chaud dans un milieu présentant une température homogène plus basse. En se refroidissant le corps chaud réchauffe progressivement son environnement. JAEGER (1964, 1968) a dérivé des solutions analytiques, permettant de calculer des profils de température, autour d'objets intrusifs de forme tabulaire, cylindrique, et sphérique de dimensions variables. Si ce type de modèle permet d'expliquer la disposition et l'écartement des isogrades autour des intrusions magmati-

-ques, leur application au cas des dômes gneissiques est cependant problématique. En effet, un dôme n'est pas une intrusion chaude dans un environnement de température homogène plus basse, mais une modification en forme de dôme d'un système, stratifié subhorizontalement, présentant initialement un gradient de température.

Dans les *modèles de conduction/convection* la formation de la structure en dôme et de la structure thermique associée est simultanée. La conduction de la chaleur déclenche une instabilité gravitaire. Au cours de la formation du dôme, qui en résulte, la foliation est progressivement redressée. Cette rotation du plan d'anisotropie des roches a pour conséquence d'augmenter le flux de chaleur dans le dôme et d'y provoquer de nouvelles instabilités gravitaires d'ordre inférieur à la première. Ce modèle de "convection non-cyclique répétitive" a été introduit par TALBOT (1971), sur la base d'une observation de dômes dans la Réserve de Fungwi (Zimbabwe) de quatre ordres de grandeur successivement emboîtés.

DEN TEX (1975), reprenant ce modèle, s'en est servi pour expliquer le resserrement des isogrades à proximité du noyau des dômes de Bergell (Alpes Suisses) (WENK 1970, 1973) et de l'Agout (Montagne Noire) (SCHUILING 1960). Dans ces deux dômes, les gradients de température, calculés à partir de l'écartement des isogrades, montrent une "cassure" correspondant à une variation du gradient de température de  $30^{\circ}\text{C.Km}^{-1}$  à des valeurs extrêmement élevées comprises entre  $50^{\circ}\text{C.Km}^{-1}$  et  $300^{\circ}\text{C.Km}^{-1}$  (Fig. 10.1). L'auteur considère cette cassure du gradient de température comme un effet de la convection.

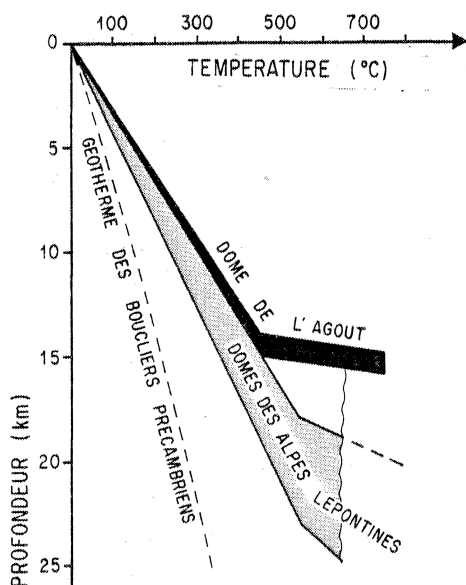


Fig. 10.1 "Cassure" des gradients thermiques déterminés à partir de la position relative des isogrades de métamorphisme dans les dômes des Alpes Lépontines et dans le dôme de l'Agout. D'après DEN TEX 1975.

Dans ce chapitre, nous examinerons le cas d'une déformation des isothermes par une instabilité gravitaire. On l'illustrera d'abord par l'exemple du dôme migmatitique de St Malo (BRUN & MARTIN 1978). Puis, à l'aide de modèles expérimentaux on étudiera les effets de la déformation sur les gradients de température.

## 10.2 LE DÔME MIGMATITIQUE DE St MALO\*

L'étude du métamorphisme, dans le dôme migmatitique de St Malo (Cf. Ch. 1), se heurte au problème de l'intense recristallisation post-cinématique qu'ont subi toutes les roches. En lame mince, elle se traduit par des recristallisations de la biotite et de la muscovite en arcs polygonaux dans les charnières de plis P2 et P3, par des textures granoblastiques du quartz et par une blastèse de grands cristaux de muscovite poecilitique et de tourmaline. De ce fait, il est difficile, voire même impossible, de décrire

à cette échelle l'évolution relative du métamorphisme et de la déformation.

\* Travail réalisé en collaboration avec H. MARTIN, dans le cadre de l'ATP du CNRS "Phénomènes de Transport de matière dans l'Ecorce Terrestre" (BRUN & MARTIN 1978).

Pour pallier à cette difficulté, nous avons étudié en détail le contexte structural de la migmatisation et déterminé les relations géométriques existant entre les isogrades d'apparition des minéraux typomorphes et la structure du massif.

#### 10.21 RELATIONS MIGMATISATION - DEFORMATION DANS LE NOYAU MIGMATITIQUE

C'est dans les roches peu migmatisées, situées en bordure du noyau migmatitique, que l'on observe le mieux le synchronisme entre métatexie et déformation. Le plus souvent, les néosomes quartzo-feldspathiques apparaissent concordants sur la foliation des gneiss et il est difficile de situer leur formation avec précision. Cependant dans quelques cas, on constate une obliquité légère et même localement le recoupement de plis P1. Ces leucosomes, qui apparaissent donc postérieurs à la phase D1, sont fréquemment plissés par la phase D3, ce qui permet de situer leur apparition au cours de la phase D2. Cette interprétation est renforcée par le fait qu'ils tendent très souvent à se concentrer dans les charnières de plis P2. Cette mobilité persiste certainement un peu pendant la phase D3, puisqu'on observe des mobilisats quartzo-feldspathiques injectés dans des plans de cisaillement associés aux plis P3.

A la périphérie du noyau, les diatexites, qui représentent un stade plus avancé de la migmatisation, sont généralement intrusives sous forme de filons ou de petits stocks. A Cancaval, une de ces intrusions est localisée dans le plan axial d'un pli P3 hectométrique. La diatexie serait donc synchrone ou postérieure de la phase D3.

Au coeur du noyau migmatitique, les gneiss peu migmatisés constituent des enclaves, métriques à hectométriques, dans les diatexites aussi les relations structurales y sont-elles moins faciles à déterminer. On observe cependant dans ces enclaves des leucosomes possédant une histoire structurale identique à celle des leucosomes observés à la périphérie du noyau. Les diatexites ont une structure très simple qui se réduit, comme celle de beaucoup de granites à un plan de flux, peu pénétratif, souligné par des schlierens de biotite et par de petites enclaves de gneiss. Bien qu'apparemment mal définie à l'échelle de l'affleurement, cette structure témoigne, à l'échelle kilométrique, d'une surprenante régularité comme le montre la cartographie que nous avons effectuée dans le secteur de St Briac (Fig. 3.6 et 3.7). De plus, à une échelle un peu plus grande que celle de cette carte, nous avons pu constater que chacune des directions principales de déformation (X, Y et Z) correspondant à ce plan de flux était contenue par un cône de 20° d'ouverture (Fig. 3.7). La direction moyenne de cette surface varie de NS à N 20° et son pendage moyen est le plus souvent subvertical dans le coeur du noyau, ce qui correspond aux caractéristiques géométriques des plans axiaux des plis P3 en bordure du noyau (Fig. 3.4). Pour cette raison et parce que cette structure planaire des diatexites contourne des enclaves de gneiss dans lesquelles on observe des interférences de deux phases de plissement soulignées par des leucosomes, nous rapportons la déformation des diatexites à la phase D3. Ajoutons à l'appui de cette interprétation que la structure de flux est elle-même légèrement déformée par des cisaillements dans lesquels on n'observe aucune fabrique pénétrative (Fig. 3.8), ce qui montre le caractère très ductile des diatexites pendant les dernières déformations symmétamorphes connues dans le Massif de St Malo.

En conclusion, nous retiendrons donc que la métatexie se développe pendant la phase D2 et se poursuit probablement pendant la phase D3. La diatexie au contraire, caractérise essentiellement la phase D3.

## 10.22 LES ISOGRADES DE METAMORPHISME DANS LA CEINTURE GNEISSIQUE

L'étude, en lame mince, des relations métamorphisme - déformation se révèle difficile et hasardeuse pour les raisons que nous avons signalées plus haut. On peut néanmoins reconnaître deux épisodes successifs :

Le premier épisode M1 qui ne se traduit que par l'existence, dans la quasi-totalité du massif, de reliques de fibrolite déformées et blindées dans des porphyroblastes de muscovite, est pratiquement impossible à situer par rapport à la déformation.

Le second épisode M2 montre, du Sud au Nord de la Vallée de la Rance, une variation de ses relations avec la déformation. Dans la partie méridionale, à Langrolay, les micas cristallisés ou recristallisés pendant l'épisode M2, sont légèrement flexurés par les crénulations de phase D3. Dans les gneiss à cordiérite et sillimanite à proximité du noyau migmatitique, les minéraux symptomatiques de l'épisode M2, tels que la biotite et la sillimanite, soulignent la schistosité S3 et recristallisent en arcs polygonaux dans les charnières de plis P3, traduisant ainsi le caractère tardif de l'épisode M2 par rapport à la phase D3. Ainsi, cet épisode M2, caractérisé par une recristallisation mimétique des micas, apparaît-il plus persistant au centre qu'à la périphérie du massif (Fig. 10.2).

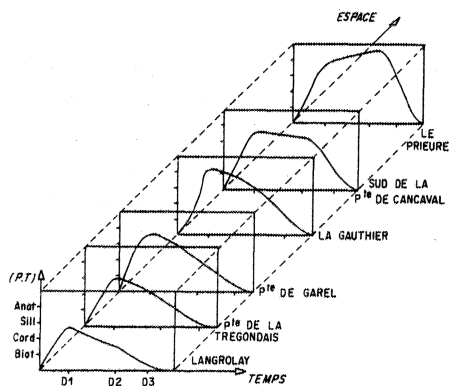


Fig. 10.2 Evolution spatiale et temporelle des conditions pression et température du métamorphisme dans le dôme de St Malo. Comparer avec 10.3

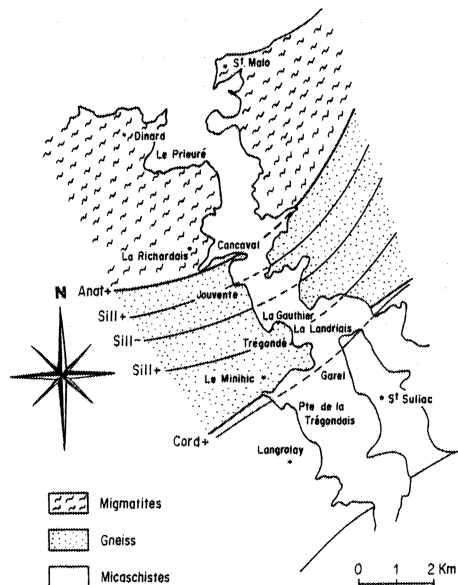
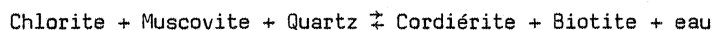


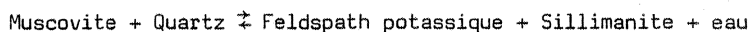
Fig. 10.3 Disposition des isogrades de l'épisode de métamorphisme M2 dans le dôme de St Malo.

La progression du métamorphisme M2 est en outre caractérisée par une succession d'isogrades (Fig. 10.3) correspondant aux réactions suivantes :

\* Cordiérite + (HIRSCHBERG & WINCKLER 1960) :



\* Sillimanite + (ALTHAUS & al. 1970) :



\* Anatexie + (MERRIL & al. 1970 ; TUTTLE & BOWEN 1958) :

Quartz + Plagioclase + Feldspath potassique + eau  $\rightleftharpoons$  liquide.

Sur la figure 10.3, on constate tout d'abord que ces isogrades qui correspondent à un métamorphisme de type Basse Pression - Haute Température sont centrés sur le noyau migmatitique. On note ensuite que l'isograde de la sillimanite présente une ondulation qui le fait apparaître, disparaître puis apparaître à nouveau entre la Landriais et Cancaval.

Plusieurs explications peuvent être données pour ce phénomène. Il peut s'agir d'un reflet de la forme de l'anomalie thermique, d'un accident local dû à une variation du chimisme des gneiss ou d'un effet du plissement des isogrades. Les deux dernières hypothèses ont pu être testées par l'étude géochimique d'un profil réalisé le long de la Vallée de la Rance.

Ce profil (Fig. 10.4) réalisé à partir d'un échantillonnage systématique des gneiss à grain fin permet de tirer les conclusions suivantes : pratiquement tous les éléments montrent une variation progressive du Sud vers le Nord de la Vallée de la Rance et un renversement de tendance brusque et local au niveau du lieu-dit Jouvente (Fig. 10.4). La variation progressive est d'origine sédimentaire et s'explique par la nature plus péritique du sédiment originel au Sud du profil et plus arénacée au Nord. Les valeurs du rapport  $[Al + (Na + 2 Ca)] / K$  comprises, pour tous les gneiss analysés, entre 1,5 et 2,5 montrent que la présence ou l'absence de sillimanite n'est pas liée à la composition chimique de la roche mais à l'intensité du métamorphisme (MARTIN 1977). L'anomalie de la région de Jouvente apparaît donc comme un effet du plissement d'une série normale (dont la base serait au Nord) et correspond de fait à un vaste synforme déversé vers le Sud, entre le noyau migmatitique et l'antiforme de Minihic (Fig. 3.5). Cette étude géochimique permet aussi d'éliminer l'hypothèse d'un accident local dans le chimisme des gneiss ( $1.5 < [Al + (Na + 2 Ca)] / K < 2.5$ ) et fournit une argumentation de poids à celle du plissement de l'isograde de la sillimanite.

Comme nous l'avons signalé plus haut, l'épisode M2 correspond à une recristallisation tardive dans la phase D3. Il peut donc paraître paradoxal que les isogrades caractéristiques de cet épisode soient affectés par le plissement majeur P2. Cependant, ce fait traduit à grande échelle le synchronisme du climat du métamorphisme avec la phase D2. La recristallisation, telle qu'elle apparaît à l'observateur, en lame mince, n'est donc qu'un phénomène tardif et mineur caractéristique d'un refroidissement lent au centre du massif.

On a vu, en effet, que l'épisode M2 est antérieur à la phase D3 dans l'enveloppe micaschisteuse.

Signalons enfin que le gradient de température calculé à partir d'une évaluation des épaisseurs de la série, de la distance séparant les isogrades, et de données thermodynamiques expérimentales (TUTTLE & BOWENS 1958, HIRSCHBERG & WINCKLER 1960, ALTHAUS & al. 1970, MERRIL & al. 1970), montre une cassure très nette. Ce gradient de température qui est de 40° à 50°C km<sup>-1</sup> dans l'enveloppe micaschisteuse passe à 145° à 160°C km<sup>-1</sup> dans la ceinture gneissique et le noyau migmatitique. Cette variation du gradient de température est comparable à celles décrites par DEN TEX (1975) (Fig. 10.1).

### 10.3 LA DEFORMATION DES ISOTHERMES : UN MODELE ADIABATIQUE

Considérons un système initial à gradient de densité inverse présentant également un gradient vertical de température. Ce système est soumis à une instabilité gravitaire telle que la vitesse d'amplification de l'instabilité soit beaucoup plus rapide que la vitesse

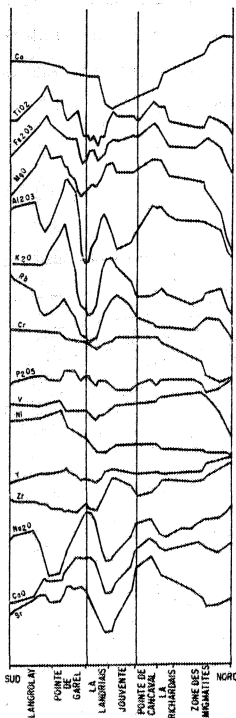


Fig. 10.4 Profil géochimique de la Vallée de la Rance (dôme de St Malo) D'après MARTIN (1977) et BRUN & MARTIN (1978).

d'autant plus rapidement lorsque la déformation croît [diminution de  $(1 + e)$ ] que la valeur initiale du gradient est élevée. D'autre part, la courbure est d'autant plus faible que le gradient initial est élevé. De ce fait, le long d'un gradient de déformation finie, le gra-

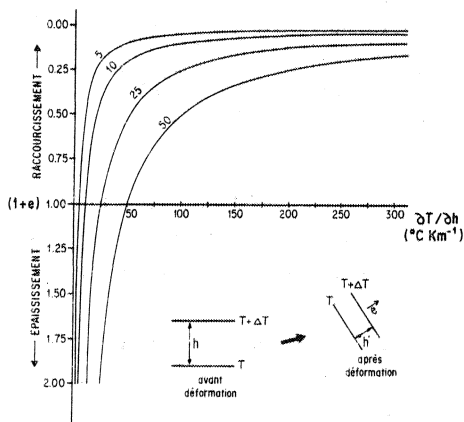


Fig. 10.5 Variations d'un gradient de température en fonction de la déformation, pour des gradients de température initiaux de  $\partial T/\partial h = 5, 10, 25$  et  $50^\circ\text{C km}^{-1}$

de montée des isothermes (Cf. 9.4). Le modèle peut de ce fait, être considéré comme quasi-adiabatique.

Les isothermes initialement horizontaux et parallèles à la stratification du système sont donc déformés passivement en même temps que celle-ci et épousent comme elle les contours du dôme.

### 10.31 DEFORMATION ADIABATIQUE D'UN GRADIENT DE TEMPERATURE

Isolons par la pensée une couche de ce système, dont les limites sont des isothermes. Cette couche d'épaisseur  $h$ , initialement horizontale, est caractérisée par un gradient de température  $\partial T/\partial h$  (Fig. 10.5). Après la déformation l'épaisseur de la couche ayant varié ( $h'$ ) le gradient de température dans la couche devient  $\partial T/\partial h'$ , où  $h' = h(1 + e)$ ,  $e$  étant le taux de déformation perpendiculaire aux limites de la couche ( $e = h'/h$ ). Les courbes représentées sur la figure 10.5 montrent des variations de  $\partial T/\partial h'$  pour différentes valeurs initiales de  $\partial T/\partial h$  (5, 10, 25,  $50^\circ\text{C km}^{-1}$ ) en fonction de  $(1 + e)$ . On constate que le gradient de température varie d'autant plus rapidement lorsque la déformation croît [diminution de  $(1 + e)$ ] que la valeur initiale du gradient est élevée. D'autre part, la courbure est d'autant plus faible que le gradient initial est élevé. De ce fait, le long d'un gradient de déformation finie, le gradient de température déformé présentera une cassure d'autant plus accusée que le gradient de température initial sera faible ; et inversement la cassure du gradient de température déformé sera d'autant plus diffuse que le gradient de température initial sera élevé.

Dans ce qui suit, on a calculé, sur ce principe, les gradients de température déformés par une instabilité gravitaire à partir de deux modèles expérimentaux.

### 10.32 DEFORMATION DES ISOTHERMES ET GRADIENTS DE TEMPERATURE AUTOUR D'UN DIAPIR SPHERIQUE.

Dans un premier modèle expérimental (Fig. 10.6 a), les isothermes, représentés par des couches colorées sans contraste rhéologique,



sont déformées par le déplacement d'une sphère solide figurant un diapir. Les courbes d'isorraccourcissement orthogonal aux isothermes, montrent que le raccourcissement est maximum au toit du diapir (Fig. 10.6 b). Ces courbes qui encapuchonnent le diapir correspondent toutes à des valeurs de  $(1 + e)$  inférieures à 1.0. Le modèle n'est donc caractérisé que par un raccourcissement plus ou moins intense de l'espace séparant les isothermes.

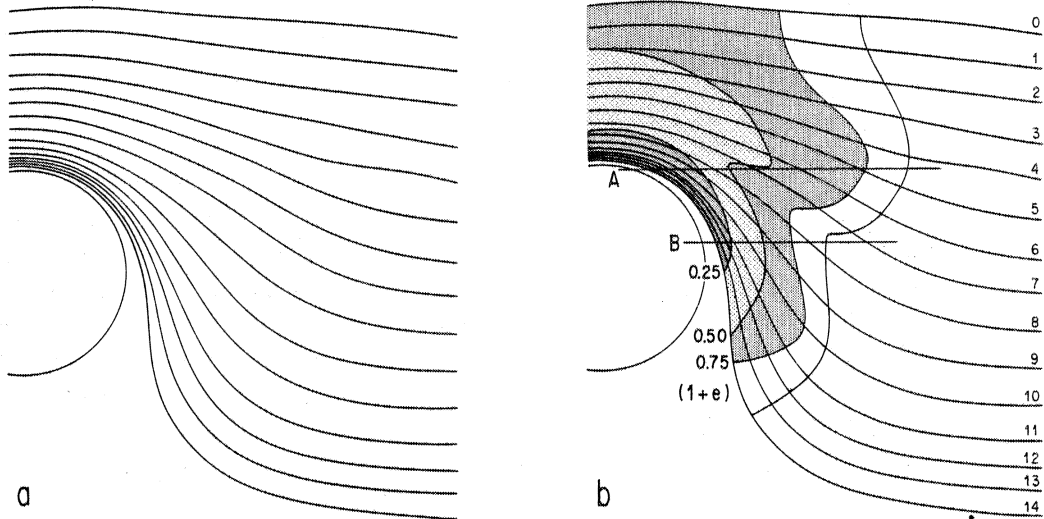


Fig. 10.6 Gradients de température autour d'un diapir sphérique.

a) Modèle expérimental JPB 781 ; le modèle est initialement constitué de couches horizontales sans contraste de viscosité, dont les interfaces figurent ici des isothermes. Les couches sont déformées par le déplacement d'une sphère rigide. La coupe représentée est verticale et passe par le centre de la sphère.  
 b) Courbes d'isorraccourcissement orthogonal aux couches (isothermes).  
 c) Gradients de température aux niveaux A et B du modèle.

Pour deux profils horizontaux OA et OB, dans le dôme, on a tracé un "pseudo-gradient" de température en reportant les isothermes en fonction de la distance qui les sépare. (Fig. 10.6c). Ces deux profils pour être plus facilement comparés ont été calés par rapport

à l'isotherme 6. On constate que les deux profils présentent une inflexion marquée vers l'axe des températures à l'approche du dôme qui correspond à une forte augmentation du gradient de température. La courbure très régulière du gradient de température provient directement de l'augmentation régulière de l'intensité de la déformation du fait de la viscosité homogène de la surcharge.

Il est par ailleurs possible d'obtenir une image des variations d'un gradient de température dans le modèle en substituant aux courbes d'isodéformation (Fig. 10.6 b) la valeur modifiée  $\partial T/\partial h'$  d'un gradient initial  $\partial T/\partial h$  en tenant compte du fait que  $\partial T/\partial h' = \partial T/\partial h \times 1 / (1 + e)$ . Ainsi, pour un gradient de température initial de  $25^\circ\text{C km}^{-1}$  les courbes de raccourcissement 0.75, 0.50 et 0.25 indiquent des valeurs modifiées du gradient de température de 33, 50 et  $100^\circ\text{C km}^{-1}$ .

### 10.33 DEFORMATION DES ISOTHERMES ET GRADIENTS DE TEMPERATURE DANS UN DOME MATURE

Dans le second modèle expérimental (modèle WD3, DIXON 1975) il existe un contraste de viscosité de 10/1 entre la source et la surcharge. Dans ce modèle, seules la source et la base de la surcharge sont stratifiées. Nous ne disposons donc de marqueurs des isothermes que dans une bande relativement limitée de part et d'autre de l'interface source/surcharge (Fig. 10.7 a).

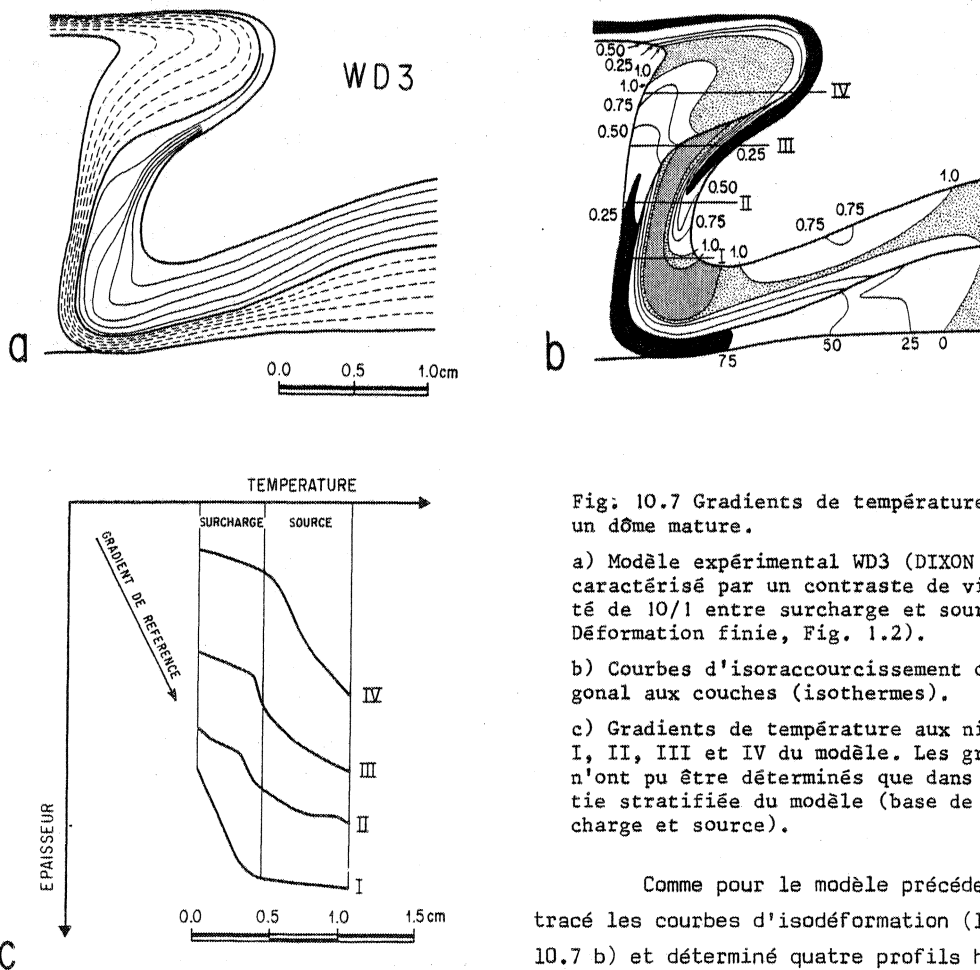


Fig. 10.7 Gradients de température dans un dôme mature.

- a) Modèle expérimental WD3 (DIXON 1975), caractérisé par un contraste de viscosité de 10/1 entre surcharge et source (Cf. Déformation finie, Fig. 1.2).
- b) Courbes d'isoraccourcissement orthogonal aux couches (isothermes).
- c) Gradients de température aux niveaux I, II, III et IV du modèle. Les gradients n'ont pu être déterminés que dans la partie stratifiée du modèle (base de la surcharge et source).

Comme pour le modèle précédent, on a tracé les courbes d'isodéformation  $(1 + e)$  (Fig. 10.7 b) et déterminé quatre profils horizontaux de température (Fig. 10.7 c). Les modifications du gradient de températures présentent certaines particularités par rapport au modèle pré-

cèdent. Au sommet du dôme (profils III et IV) le gradient de température augmente fortement à la base de la surcharge puis reprend une valeur plus faible à l'intérieur du dôme. A la base du dôme (profil I) le gradient de température est peu modifié jusqu'à l'interface source/surcharge et s'accroît fortement dans le dôme lui-même. Le profil II présente une configuration intermédiaire. Ces variations verticales du gradient de température, le long de profils horizontaux, provient des hétérogénéités de la déformation dans un dôme mature. Dans la partie sommitale du dôme, c'est la surcharge qui est fortement déformée tandis qu'à la base c'est le noyau du dôme lui-même qui est intensément déformé (Fig. 10.7 b). En outre, dans ce modèle, l'écartement entre certains isothermes a été augmenté (valeurs de  $(1 + e)$  supérieures à 1).

Comme pour le modèle précédent on peut obtenir une image des variations verticales et latérales d'un gradient initial de température en substituant aux courbes d'isodéformation les valeurs modifiées du gradient de température.

#### 10.34 INTERET ET LIMITES DU MODELE ADIABATIQUE

La condition adiabatique utilisée pour ce modèle n'est probablement pas totalement réaliste. Rien ne nous permet, en effet, de penser que le régime de conduction thermique qui a présidé au déclenchement de l'instabilité gravitaire se soit interrompu brusquement lorsque celle-ci s'est développée. En conséquence, des réajustements thermiques sont susceptibles de se produire lorsque l'instabilité s'ammortit. Cependant ce modèle est très utile car il met clairement en évidence le rôle de la déformation sur la disposition finale des isothermes. Il explique la disposition concentrique des isothermes et leur resserrement autour des dômes, et l'accentuation brutale des gradients de température qui en résulte (DEN TEX 1975) (Fig. 10.1).

D'autre part, le fait que l'on trouve sur le terrain des exemples d'isogrades plissés isoclinalement par des dômes migmatitiques (Fig. 10.3 et 10.8) (HALLER 1962, FLOOD & VERNON 1977, BRUN & MARTIN 1978, 1979, TALBOT 1979), qui sont les dômes les "plus chauds" qui existent, montre que si un réajustement thermique a eu lieu il n'a pas été très important.

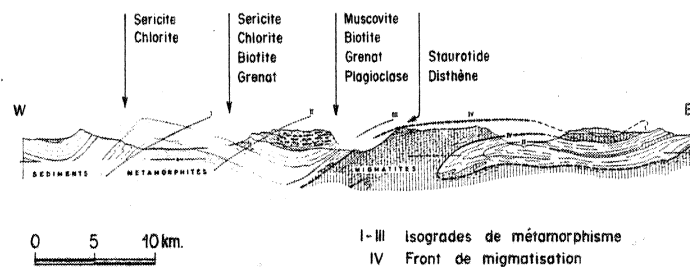


Fig. 10.8 Plissement des isogrades de métamorphisme dans les dômes migmatitiques du Groenland. D'après HALLER 19

#### 10.4 LE ROLE RELATIF DES EFFETS DE LA DEFORMATION ET DES EFFETS THERMIQUES DANS LES DOMES GNEISSIQUES

Comme nous l'avons signalé et passé en revue dans l'introduction de ce chapitre, plusieurs tentatives d'explication des caractéristiques thermiques des dômes gneissiques ont été proposées. Mais la plupart de ces modèles ne considèrent le rôle que d'effets thermiques (effet de socle, de réaction chimique, de fusion partielle, d'anisotropie de conductivité, de

convection, etc...). Dans le modèle proposé ici c'est à la déformation du gradient initial de température, c'est-à-dire à un effet cinématique que sont attribuées les caractéristiques thermiques des dômes.

Les effets thermiques invoqués par plusieurs auteurs (FONTEILLES & GUITARD 1968 a, b, TALBOT 1971, DEN TEX 1975), bien qu'ils ne soient pas théoriquement contestables, ne sont pas tous des caractères spécifiques. Par contre, les dômes gneissiques, étant donné leur origine diapirique, sont caractérisés par une déformation spécifique (Cf. Ch. 3) dont nous venons de voir les répercussions sur la géométrie des isothermes. L'effet de la déformation semble donc devoir être considéré le premier dans toute approche des caractéristiques thermiques, du métamorphisme dans ces structures. *L'analyse comparée sur le terrain des gradients de déformation et de métamorphisme est donc essentielle pour l'étude du métamorphisme dans les dômes gneissiques.*

La démonstration d'effets thermiques nécessiterait une approche quantitative détaillée pour que leur rôle puisse être convenablement estimé. A partir de mesures de conductivité thermique globale, et d'anisotropie de conductivité réalisée sur des échantillons, il est possible de calculer des modèles thermiques plus ou moins réalistes des conditions de métamorphisme observées sur le terrain (ex : RICHARDSON & POWELL 1976). Mais cette approche n'a jamais été réalisée dans des dômes gneissiques.

#### 10.41 L'EFFET DE SOCLE

FONTEILLES & GUITARD (1968 a) discutent en détail l'équation de la conduction en considérant des hétérogénéités verticales de la conduction thermique attribuées à la présence d'un socle, d'une anatexie ou de réactions chimiques.

Malheureusement, leur discussion qui n'est que qualitative, si elle nous éclaire sur la validité des effets invoqués, ne nous apprend rien sur leurs répercussions quantitatives effectives. Par ailleurs, ces auteurs qui attribuent la structure en dôme, dans le cas des dômes pyrénées du Canigou et de l'Agly, aux effets de plissements superposés, ignorent totalement les effets de la déformation sur la forme des isogrades qui pourtant montrent globalement une accordance avec les dômes. Dans le cas où suivant FONTEILLES & GUITARD (1968 a), ces dômes résulteraient effectivement de plissement superposés, ce qui peut être mis en doute à partir des travaux réalisés sur des dômes voisins (SOULA 1981, sous presse), la géométrie des isogrades et leur écartement devrait, de toute façon, être affectés par la déformation. Dans ces conditions, *l'effet de socle ne peut à lui seul, et sur les exemples mêmes choisis par ses inventeurs, expliquer les caractéristiques thermiques observées.*

Replacé dans le contexte du développement des instabilités gravitaires ascendantes, l'"effet de socle" doit, malgré tout, être pris en compte. Si la montée des isothermes, avant le développement de l'instabilité, tend à être ralentie par la présence d'une interface socle/couverture, ou par le développement d'une fusion partielle ou de réactions chimiques le rapprochement des isothermes, qui en résulte, ne pourra qu'être accentué par l'instabilité.

#### 10.42 L'HYPOTHESE DE LA CONVECTION NON-CYCLIQUE

La convection thermique produit des structures identiques à celles provenant d'instabilités de Rayleigh-Taylor. La différence essentielle entre ces deux types d'instabilité réside dans le fait que la convection est cyclique. Au fur et à mesure que le matériel réchauffé

à la base du système, et donc moins dense, s'élève, une quantité proportionnelle de matériel froid et plus dense s'abaisse pour être réchauffé à son tour. Le cycle continue tant que dure le chauffage.

De ce fait, l'application de l'hypothèse de la convection thermique aux dômes gneissiques est relativement problématique dans la mesure où ces structures ne résultent pas d'un mouvement convectif cyclique (pris au sens cinématique). On ne peut donc pas démontrer l'origine des dômes gneissiques par convection thermique sur de simples arguments structuraux. C'est la raison pour laquelle TALBOT (1971) a introduit le concept de convection thermique non cyclique. Il attribue à l'anisotropie de conductivité thermique des roches métamorphiques le fait que la convection ne soit pas cyclique. Quand le dôme se développe la foliation, qui est le plan principal d'anisotropie thermique des roches métamorphiques, se verticalise progressivement. Le flux de chaleur est donc augmenté d'un facteur de 1.5 à 2.0 dans le noyau du dôme. Cet effet stabiliserait la convection selon Talbot et serait responsable du développement de nouvelles instabilités à l'intérieur du dôme. Bien que les observations de terrain avancées par cet auteur soient assez convaincantes, on peut émettre les mêmes restrictions que pour l'effet de socle. Comme il n'a jamais été réalisé de simulation de convection dans des matériaux fortement anisotropes, on ne connaît pas quantitativement les répercussions thermiques possibles d'un tel effet. L'utilisation du concept de convection non-cyclique faite par DEN TEX (1975) pour expliquer les gradients de température anormaux dans les dômes gneissiques reste de ce fait très spéculative. D'autre part, si des dômes résultent d'une convection thermique les isothermes seront déformés par le dôme de la même façon que dans le cas d'une instabilité de Rayleigh-Taylor. En conclusion, sauf si à l'avenir on démontrait que l'anisotropie de conduction thermique des roches a, dans la convection, des répercussions thermiques non négligeables, *les gradients thermiques anormaux des dômes gneissiques résultent essentiellement, même dans le cas d'une instabilité gravitaire d'origine thermique, de la déformation des isothermes par les dômes.*



## 11 LA DECOMPRESSION DIAPIRIQUE

### 11.1 INTRODUCTION

Les instabilités gravitaires ascendantes sont caractérisées par des mouvements relatifs verticaux, d'autant plus importants, que la structure qui en résulte est de grande dimension. Les conséquences immédiates de ces mouvements relatifs sont une décompression des matériaux qui montent, dans et autour du dôme, et une compression de ceux situés autour du dôme, qui descendent pour compenser le volume remonté.

La plupart des modèles tentant d'expliquer les variations de pression au cours du métamorphisme ne considèrent généralement que le rôle de l'érosion (ex : ALBAREDE 1976, ENGLAND & RICHARDSON 1977). Bien que le rôle de l'érosion soit manifeste et incontestable, la décompression dans les segments orogéniques présentant des dômes gneissiques peut être, au moins en partie, attribuable aux instabilités gravitaires. Ainsi, dans certaines portions de la chaîne hercynienne, la vitesse d'érosion calculée en attribuant la décompression seulement à la dénudation, est cinq fois plus élevée que celle observée dans les chaînes récentes (ALBAREDE 1976).

Dans ce chapitre on examinera donc les variations de pression, susceptibles de se produire dans les dômes gneissiques, à partir de modèles expérimentaux. Puis on discutera cette éventualité dans le cas des mantled gneiss domes de Kuoppio.

### 11.2 MODELES DE VARIATION DE PRESSION

Dans les modèles expérimentaux de DIXON (1975) les interfaces entre les couches initialement planes et horizontales, sont des surfaces isobares (Fig. 11.1). A partir des deux modèles retenus ici, WD2 et WD3, il est donc possible de calculer les variations de pression au cours de l'évolution du dôme.

Pour ces deux modèles, on a tracé des courbes d'isodéplacement verticaux dz ascendant (-) et descendant (+). (Fig. 11.2a et b). Puisque :

$$dP = \rho g dz \quad (11.1)$$

où  $\rho$  est la densité du matériel et  $g$  l'accélération de la gravité, ces courbes représentent également les variations de pression résultant de l'instabilité gravitaire. Pour dimensionner ces modèles à des cas réels il suffit de multiplier dz par le rapport (L/l) des dimensions du

cas réel à celles du modèle. D'où :

$$dP = \rho g dz \quad (11.2)$$

où  $dz = (L/l)dz$ . En prenant  $\rho = 2.6 \cdot 10^3 \text{ Kg m}^{-3}$ , et en comparant les diamètres maximaux du dôme, du cas réel et du modèle, on déduit la compression maximale ( $dP+$ ) et la décompression maximale ( $dP-$ ) ainsi que la différence de pression ( $dP \text{ tot.}$ ) résultant de l'instabilité. Les calculs réalisés pour des dômes réels de 10 et 30 km de diamètre sont reportés (en M Pa ; 100 M Pa = 1 Kb) dans le tableau 11.1.

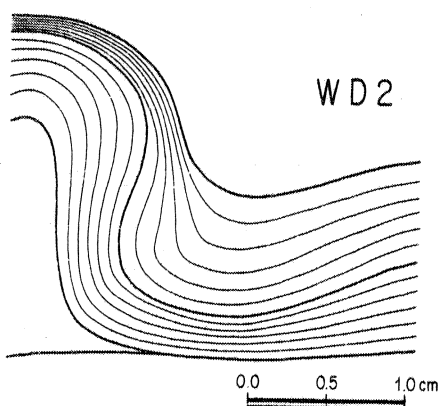
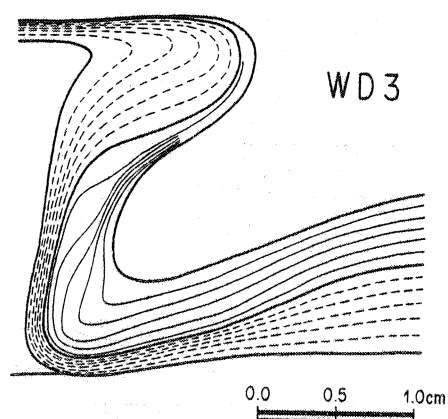


Fig. 11.1 Modèles expérimentaux de dômes d'après DIXON 1975. Seuls les marqueurs initialement horizontaux, et qui représentent ici des surfaces isobares antérieures aux dômes, ont été reportés.

On constate que l'ajustement des modèles WD2 et WD3 à des dômes, de 10 à 30 km de diamètre, donne des variations de pression sensiblement différentes. Ceci provient du fait qu'au-delà d'un certain seuil, le dôme gonfle plus qu'il ne monte. Le diamètre du dôme n'est

donc pas un critère de dimensionnement suffisant, et il faut tenir également compte de la forme du dôme en coupe, et du champ de déformation finie qui lui est associée. Comme la plupart des segments orogéniques caractérisés par la présence de dômes gneissiques sont pénéplanés, la forme des dômes en coupe est difficile à mettre en évidence. En conséquence, le meilleur ajustement ne peut être obtenu que par une comparaison du champ de déformation finie déterminé sur le terrain avec les modèles expérimentaux (DIXON 1975). On peut ainsi estimer la profondeur atteinte par l'érosion dans la structure et tenter un ajustement des diamètres du modèle et du cas réel à ce niveau.

Malgré les restrictions que l'on pourrait émettre à l'égard d'une telle approche, nécessitant des approximations et des tâtonnements, il n'en demeure pas moins que le dimensionnement des modèles présentés, à l'échelle la plus fréquente des dômes gneissiques (10 à 30 km), montre que des décompressions de l'ordre de 150 Pa (1.5 Kb), et des variations de pression totale de l'ordre de 200 P (2.0 Kb) sont susceptibles de résulter des instabilités gravitaires. Dans les modèles utilisés l'amplification des dômes est limitée par l'épaisseur du système initial. D'autre part, ces modèles n'ont pas été dimensionnés en temps et longueurs à des conditions orogéniques (Cf. RAMBERG 1967). Il est donc tout à fait possible que des décompressions plus importantes puissent être mises en évidence dans des modèles permettant une amplification plus grande.



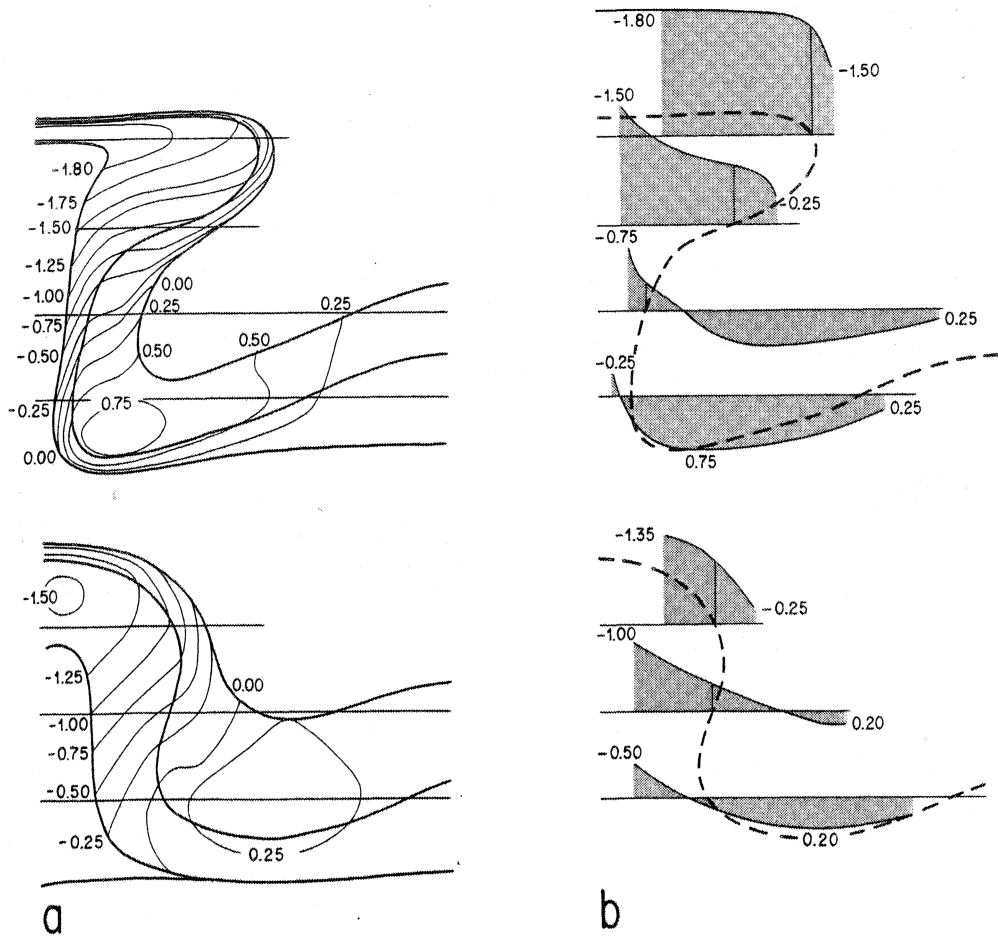


Fig. 11.2 Variations de pression dans les modèles WD2 et WD3 (Fig. 11.1).  
 a) Courbes d'isodéplacements verticaux positifs (compression) et négatifs (dé-compression) ; le chiffre indique le déplacement en centimètres à l'échelle des modèles. b) Profils horizontaux de variations de pression dans les deux modèles.

Modèle	Diamètre max (Km)	dP + max (Pa)	dP - max (Pa)	dP tot. (Pa)
WD2	10	9	55	64
	30	27	165	192
WD3	10	16	40	56
	30	48	120	168

Tab. 11.1 Variations de pression dans des dômes décakilométriques du type des dômes modèles WD2 et WD3.

## 11.3 LA VARIATION DE PRESSION SYNMETAMORPHE DANS LES MANTLED GNEISS DOMES DE KUOPIO\*

L'étude pétrographique des roches constituant l'enveloppe des mantled gneiss domes de Kuopio (Cf. Fig. 3.2) permet de mettre en évidence deux paragenèses minérales superposées, l'une précoce et l'autre tardive, au moins dans les gneiss pélitiques et dans les amphibolites. Nous passerons ici brièvement en revue les données, issues de cette étude, qui permettent d'évaluer les conditions pression - température de formation de ces deux paragenèses. Nous discuterons ensuite la signification des variations de température et de pression correspondantes.

## 11.31 GNEISS PELITIQUES

La paragenèse I (précoce) des gneiss pélitiques est composée de quartz, biotite I, oligoclase et disthène, et on ne peut pas exclure une présence possible de staurotide I, de grenat et de feldspath potassique. Dans ces roches la paragenèse II (tardive) est composée de quartz, biotite, oligoclase, staurotide, sillimanite, cordiérite, muscovite, auxquels s'ajoutent des minéraux accessoires opaques, sphène, zircon et apatite.

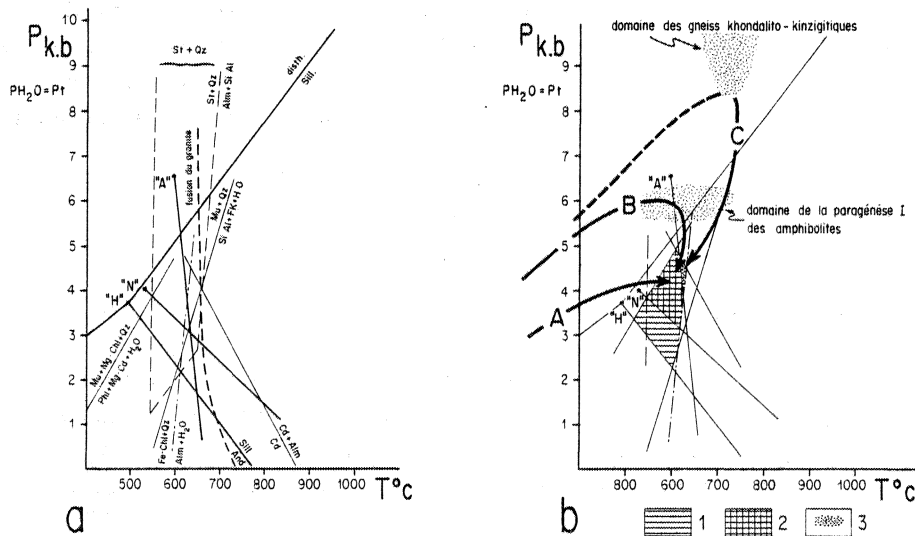


Fig. 11.3 Les conditions pression - température du métamorphisme et leurs variations, dans les roches de l'enveloppe des mantled gneiss domes de Kuopio.  
 a) Courbes utilisées pour l'estimation des conditions pression - température. Points triples des silicates d'alumine "A" : ALTHAUS (1967), "N" : NEWTON (1966), "H" : HOLDAWAY (1971). Courbe de fusion du granite et  $Mu + Qz \rightarrow SiAl + FK + H_2O$  : HOLDAWAY & LEE (1977) ; Courbe  $Mu + Mg.Chl + Qz \rightarrow Phl + Mg.Cd + H_2O$  : SEIFERT F. (1970). Courbe  $Fe.Chl + Qz \rightarrow Alm + H_2O$  : HSU (1968). Courbe  $St + Qz \rightarrow Alm + SiAl$  : GANGULY (1972). Courbe  $Cd + Alm/Cd$  : HIRSCHBERG & WINKLER (1968). Abréviations : Mu - muscovite, Chl - chlorite, Qz - quartz, Phl - phlogopite, Cd - cordiérite, FK - feldspath potassique, Alm - almandin, SiAl - silicates d'alumine.  
 b) Estimation des conditions pression-température de la paragenèse II des gneiss pélitiques et des amphibolites, de la paragenèse I des amphibolites et des trajectoires possibles suivies par les roches des dômes de Kuopio au cours de leur évolution métamorphique.

\* Travail réalisé en collaboration avec J. MARCHAND

Les courbes représentées sur la figure 11.3a, permettent d'estimer pour l'assemblage II (tardif) des conditions P et T, variables selon les courbes d'inversion sillimanite ↔ andalousite retenues, mais en moyenne de 600°C et 4 Kb.

Il est impossible de déterminer, avec les données dont nous disposons dans les gneiss pélitiques, les conditions P et T du premier assemblage. On sait seulement qu'avant l'équilibre II la série est passée par des conditions de stabilité du disthène. Selon les minéraux qui étaient associés au disthène trois types de paragenèse I et donc de "trajectoire thermodynamique" I-II peuvent être proposés (Fig. 11.3 b).

(1) Disthène - Quartz - Oligoclase - Biotite - Muscovite - Minéraux accessoires.  
Dans ce cas la trajectoire (A) correspondrait à un métamorphisme prograde.

(2) Disthène - Quartz - Oligoclase - Biotite - Muscovite - Almandin - (+) Staurotide - Minéraux accessoires.

Cette paragenèse I correspondrait à la mésozone profonde. La trajectoire (B) serait d'abord prograde jusqu'à 5-6 Kb pour 600 à 700°C puis passerait à une rétro-morphose avec une baisse probable de température mais surtout une baisse de pression d'environ 2 Kb.

(3) Disthène - Quartz - Oligoclase - (+) Biotite - Orthose - Almandin - (+) Staurotide - Minéraux accessoires.

Il s'agirait d'une paragenèse granulitique de type gneiss khondalito - kinzigitiques (LEYRELOUP 1973, MARCHAND 1974) dont les conditions minimales d'équilibre seraient d'environ 700°C pour 8 Kb. La trajectoire (C) correspondrait alors, après un épisode prograde, à une rétro-morphose avec une baisse de pression dominante d'environ 5 Kb.

La seule étude des gneiss pélitiques ne permet pas de choisir entre ces trois possibilités.

### 11.32 AMPHIBOLITES

Les amphibolites sont composées de hornblende verte, labrador, sphène ou de hornblende verte, oligoclase - andésine, (+) quartz, (+) biotite et sphène. On relève également l'existence de niveaux plus calciques de pyroxénites à labrador et diopside. Ces paragenèses correspondent à un équilibre mésozonal compatible avec la paragenèse II des gneiss pélitiques soit environ 600°C pour 4 kb.

Il n'a pas été trouvé de reliques paragenétiques ou structurales laissant penser que ces roches aient pu subir un épisode de métamorphisme granulitique antérieur (éclogite, pyri-garnite, pyriclasites). Les seules traces d'une paragenèse antérieure sont l'existence de reliques d'amphiboles brunes au coeur de certaines hornblendes vertes et d'ilménite au coeur des cristaux de sphène. Ceci démontre l'existence préalable d'une paragenèse I à amphibole brune, labrador et ilménite dont les conditions P et T sont celles d'un domaine mésozonal profond (limite de la catazone) soient 5 à 6 Kb pour 600 à 700°C. L'évolution de ces amphibolites, de la paragenèse I à la paragenèse II, traduit donc une rétro-morphose sous l'effet d'une baisse de température d'une centaine de degrés pour une baisse de pression pouvant atteindre 2 Kb.

## 11.33 DISCUSSION

Si les gneiss et les amphibolites de Kuopio ont effectivement suivi la même évolution thermodynamique, ce qui est fort probable, on doit éliminer la possibilité d'un métamorphisme prograde (Trajectoire A, Fig. 11.3b). En outre, du fait de l'absence de reliques catazonales qui ont cependant pu échapper à l'investigation, c'est la trajectoire B (Fig. 11.3b) qui semble la plus vraisemblable. La décompression de 2 Kb impliquée par cette trajectoire est compatible avec les valeurs théoriques calculées précédemment pour des dômes de dimensions moyennes. Mais si on tient compte du diamètre moyen des dômes majeurs dans le secteur de Kuopio, environ 10 Km, il faut admettre qu'une partie seulement de la décompression observée (environ 0.5 Kb, Cf. Tab. 11.1) est due au diapirisme, le reste étant probablement attribuable à l'érosion.

# LES INSTABILITES GRAVITAIRES DANS LES ZONES OROGENIQUES

12	LES MANTLED GNEISS DOMES DE L'EST DE LA FINLANDE : UN EXEMPLE D'INSTABILITE GRAVITAIRE PEU PERTURBEE PAR LA DEFORMATION REGIONALE	167
12.1	INTRODUCTION	167
12.2	DONNEES ET METHODE	167
12.3	L'ENVIRONNEMENT TECTONIQUE DES DOMES	168
12.31	La déformation dans la zone des dômes	168
12.32	La déformation en dehors de la zone des dômes	169
12.4	TAILLE, FORME ET DISTRIBUTION DES DOMES	170
12.5	DISCUSSION	172
12.51	Le regroupement des dômes en rides : une configuration périodique ?	172
12.52	Le rôle et les caractéristiques de l'instabilité gravitaire	174
13	LES LEUCOGRANITES HERCINIENS DE BRETAGNE MERIDIONALE : UN EXEMPLE D'INTERACTION ENTRE INSTABILITE GRAVITAIRE ET CISAILLEMENT CRUSTAL	177
13.1	INTRODUCTION	177
13.2	LA VISCOSITE DU MAGMA LEUCOGRANITIQUE	177
13.3	LA PERIODICITE D'ESPACEMENT DES PLUTONS LE LONG DES RIDES	178
13.4	EFFET DE LA FUSION PARTIELLE SUR L'EVOLUTION DE L'INSTABILITE DE RAYLEIGH-TAYLOR	179
13.5	INSTABILITE GRAVITAIRE ET CISAILLEMENT CRUSTAL	180
13.51	L'échauffement par cisaillement	181
13.52	La localisation du cisaillement par les rides granitiques	181
13.6	LES PROCESSUS INTERACTIFS PENDANT L'EVOLUTION SIMULTANEE DU CISAILLEMENT ET DE L'INSTABILITE GRAVITAIRE	182
13.61	Le contrôle de la mise en place des plutons par les zones de cisaillement	182
13.62	La localisation des cisaillements senestres conjugués par les plutons	184
14	LE DEVELOPPEMENT DES INSTABILITES GRAVITAIRES DANS LES ZONES OROGENIQUES : DISCUSSION GENERALE	187
14.1	INTRODUCTION	187
14.2	ORIGINE ET DEVELOPPEMENT DES INSTABILITES GRAVITAIRES	187

14.21 Conditions initiales et sites	187
14.22 Le développement des instabilités	187
14.23 La cinématique du développement	189
14.3 SIGNIFICATION ET CONSEQUENCES DES INSTABILITES GRAVITAIRES	190
14.4 UTILISATION(S) DES INSTABILITES GRAVITAIRES DANS L'ANALYSE GEODYNAMIQUE	191
14.41 Les plutons "marqueurs cinématiques" de la déformation de la croûte continentale	191
14.42 Caractérisation thermo-tectonique des segments orogéniques	192

Le développement des instabilités gravitaires, on l'a vu précédemment, est fortement contrôlé par l'évolution rhéologique et thermique de la croûte et apparaît de ce fait à certains moments déterminants de l'évolution d'un segment orogénique. Il m'a donc semblé important, en terminant ce travail, de discuter la présence de structures gravitaires et leurs implications structurales, non plus à l'échelle de ces structures elles-mêmes, mais à celle d'un segment orogénique. Cette question est vaste et il ne saurait être question de la traiter exhaustivement ici. Mais, à partir de deux des exemples traités précédemment, il est possible de poser un certain nombre de problèmes que suscite l'existence d'instabilités gravitaires dans les zones orogéniques.

Dans cette quatrième partie, les deux premiers chapitres sont consacrés au cas des Mantled Gneiss Domes de l'Est de la Finlande (Ch. 12) et à celui des leucogranites de Bretagne Méridionale (Ch. 13). Sur plus de 40 000 km<sup>2</sup>, les Mantled Gneiss Domes de Finlande montrent une disposition relativement régulière à peine perturbée par la déformation régionale. Sur une surface du même ordre de grandeur, les leucogranites armoricains sont plus ou moins fortement affectés par la déformation régionale. Si, dans le premier cas, l'instabilité gravitaire suffit à expliquer la disposition observée, dans le second, le recours à une interaction de l'instabilité gravitaire et du cisaillement régional est quasiment inévitable. Le dernier chapitre (Ch. 14) tente d'intégrer ces différences au sein d'une discussion générale concernant l'origine, le développement et les conséquences des instabilités gravitaires dans les zones orogéniques.

## 12 LES "MANTLED GNEISS DOMES" DE L'EST DE LA FINLANDE : UN EXEMPLE D'INSTABILITE GRAVITAIRE PEU PERTURBEE PAR LA DEFORMATION REGIONALE.

### 12.1 INTRODUCTION

Les "mantled gneiss domes" ont fait l'objet d'une attention particulière depuis les travaux initiaux d'Eskola (1949). Ils ont été recensés dans pratiquement tous les domaines protérozoïques du monde mais également dans les zones orogéniques plus récentes telles que les Appalaches, les Calédonides européennes, les Rocheuses Américaines et Canadiennes, les Hercynides et les Alpes. Malgré cela, la grande majorité des études a été consacrée aux dômes eux-mêmes plutôt qu'à leur environnement tectonique, et bien que la recherche ou la discussion de leur origine gravitaire ait été à la base de ces travaux, on ne dispose aujourd'hui que de très peu de données sur la distribution des mantled gneiss domes dans les zones orogéniques, sur leur signification et leurs implications tectoniques.

L'exemple des dômes de l'Est de la Finlande est intéressant à plusieurs titres. D'abord parce que ces dômes sont nombreux et sont historiquement à l'origine du concept d'Eskola. Ensuite, parce qu'ils se présentent à l'échelle régionale dans une configuration (BRUN 1980) qui rappelle celle des diapirs de sel du Nord de l'Allemagne ou de la Louisiane. Enfin, parce qu'ils permettent de poser le problème de la signification tectonique des dômes gneissiques dans une zone orogénique.

Dans ce chapitre, qui reprend une partie de l'analyse de BRUN (1980), on tentera d'éclaircir les raisons de la disposition relativement régulière de ces dômes à l'échelle régionale, à la lumière des données locales de l'analyse de la déformation, à l'échelle des dômes, et de la déformation régionale synchrone.

### 12.2 DONNEES ET METHODE

Deux types de données ont été utilisés. Le premier concerne les études de terrain actuellement publiées pour les secteurs de Joensuu et Juojarvi (GAAL & al. 1975, HUMA 1976) et de Kuopio (BRUN & al. 1976, 1978, 1981). La séquence structurale des événements tectoniques svécoféniens au sud de la zone des dômes a été décrite par GAAL & RAUHAMAKI (1971), et celle des roches archéennes au nord de la zone des dômes par BERTRAND & al. (1978).

Le second type de données consiste en des cartes et leur notice, dont principalement la carte géologique au 1/400.000e et la carte aréomagnétique au 1/100.000e du "Geological Survey of Finland" ainsi que diverses autres cartes d'échelles et d'origine variées (ES-

KOLA 1949, GAAL & al. 1975, HUMA 1976, TRUSTED 1907, PRESTON 1954).

A partir de ces données une carte synthétique a été réalisée en vue d'analyser la distribution générale des dômes.



Fig. 12.1 Carte schématique de l'Est de la Finlande. En noir : les roches archéennes, en blanc : les granites svécoféniens, les traits représentent les directions structurales majeures dans les métasédiments karéliens.

La taille, la forme, l'orientation et l'espacement des dômes ont été mesurés sur les cartes originales pour les quatre zones sélectionnées pour une étude détaillée. On a d'abord déterminé leurs caractéristiques géométriques moyennes. Ensuite, étant donné que l'environnement structural des dômes varie d'un secteur à l'autre, les données concernant l'espacement des dômes ont été traitées séparément pour chacune des zones sélectionnées.

### 12.3 L'ENVIRONNEMENT TECTONIQUE DES DOMES

La zone des mantled gneiss domes de l'Est de la Finlande forme une bande d'orientation NW-SE, entre Kajaani et le lac Ladoga, d'environ 100 km de large et sur plus de 400 km de long (Fig. 12.1). Cette zone, limitée au Sud-Ouest par les formations svécoféniennes et au Nord-Est par le socle Archéen, fait classiquement partie des Karéliides (SIMONEN 1960).

#### 12.31 LA DEFORMATION DANS LA ZONE DES DOMES

Les études disponibles (ex. GAAL & al. 1975, BRUN & al. 1976), pour la zone des dômes, font généralement état de trois ou quatre phases de déformation. Cependant, dans chaque région étudiée une seule phase est responsable de la formation des mégastructures, tandis que les autres, moins importantes sont probablement associées à des effets locaux. Dans le secteur de Kuopio (Cf. Ch. 2) toutes les déformations pénétratives peuvent être attribuées à la formation des dômes.

A l'échelle régionale la déformation la plus importante peut être schématisée par une carte des trajectoires de la schistosité dominante et des linéations d'étirement (Fig. 12.2).

La carte des trajectoires de schistosité apparaît tortueuse, mais si l'on excepte l'anomalie d'Outokumpu (Fig. 12.2) la schistosité montre une orientation moyenne NNW-SSE. Le pendage qui n'est pas indiqué sur la carte est intermédiaire à vertical et, en moyenne, se fait vers le SW, en accord avec le déversement général des mégastructures, plis et dômes, vers le socle archéen (NE). A proximité des dômes, la schistosité s'adapte à l'interface socle/cou-



verture, et forme des trajectoires complexes avec points triples lorsque les dômes sont voisins (Cf. Ch. 2).

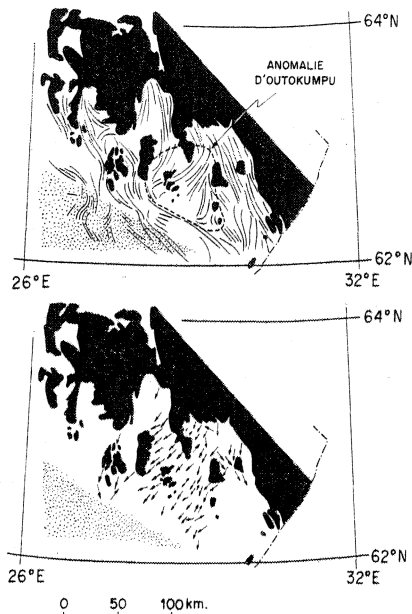


Fig. 12.2 Trajectoires de schistosité et linéation d'étirement (flèches, en partie d'après HUMA 1976) dans la zone des dômes. Le socle archéen (noir) et les formations svécoféniennes (grisé) délimitent la zone des dômes.

La linéation d'étirement montre, au contraire, une surprenante régularité d'orientation NE-SW (Fig. 12.2), comme on l'avait déjà constaté à l'échelle des dômes de Kuopio (Ch. 2).

Si l'on considère, ensemble, l'orientation moyenne NNW-SSE de la schistosité et NE-SW des linéations on en déduit un mouvement chevauchant des séries Svécoféniennes et Karéliennes vers le socle Archéen au Nord-Est.

L'existence de points triples de schistosité, la position radiale du plan XZ de l'ellipsoïde de déformation finie autour des dômes,

l'inversion de l'asymétrie des plis en relation avec les irrégularités de bordure des dômes et les variations de déformation finie, en type et intensité, sont autant de critères de l'origine diapirique des dômes (Cf. Ch. 2). La transition progressive de la schistosité et des linéations de l'échelle des dômes à l'échelle régionale, et l'absence d'évidences de superposition des dômes sur les structures régionales (ou inversement) sont de bons arguments pour le synchronisme entre le diapirisme et la déformation régionale.

### 12.32 LA DEFORMATION EN DEHORS DE LA ZONE DES DOMES

Au Sud-Ouest de la zone des dômes, du côté "Svécofénnien", la déformation est plus complexe. Une bonne synthèse en a été donnée par GAAL & RAUHAKI (1971). On peut distinguer :

- (1) une première phase de plis couchés et de chevauchement
- (2) une seconde phase donnant des plis droits d'orientation axiale WNW-ESE (la déformation majeure).
- (3) une dernière phase de fracturation et plissement de direction axiale N-S.

La déformation pénétrative résultant de cette séquence est principalement marquée par une schistosité et des linéations d'orientation WNW-ESE. Cette orientation est oblique aux trajectoires de schistosité et de linéation d'étirement dans la zone des dômes (Fig. 12.2).

Au Nord-Est de la zone des dômes, du côté "Archéen", la déformation karélienne est mal connue. Les traits majeurs actuellement mis en évidence sont les suivants. La limite Archéen - Karélien est affectée par des plis d'orientation axiale N-S (Fig. 12.1 et 12.3). En s'écartant de cette limite on constate une superposition de structures karéliennes aux structures archéennes (BERTRAND & al. 1978). La déformation karélienne est discontinue et s'expri-

me par des zones de cisaillement, chevauchantes et transcurrentes. Dans les zones de chevauchement, l'intense étirement dans une direction NE-SW et les plis non-cylindriques associés indiquent un chevauchement vers le Nord-Est, compatibles avec la déformation dans la zone des dômes.

#### 12.4 TAILLE, FORME ET DISTRIBUTION DES DÔMES

L'étude de la taille, de la forme et de la distribution des dômes a été restreinte à la région comprise entre Kajaani et le lac Ladoga (Fig. 12.1).

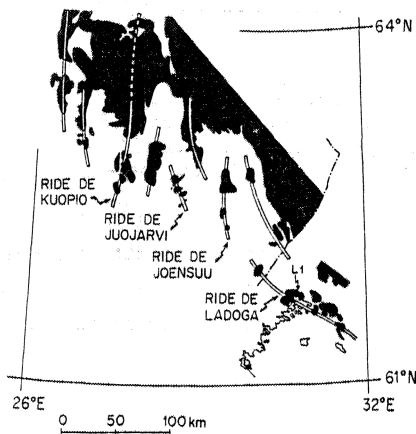


Fig. 12.3 Les rides de mantled gneiss domes dans l'Est de la Finlande.

Le trait majeur qui ressort de la carte synthétique est un alignement des dômes le long de neuf rides distinctes (Fig. 12.3) définies non seulement par les rides elles-mêmes, mais également par les anticlinaux soulignés par l'interface socle-couverture. A l'échelle de la zone des dômes, les variations topographiques sont minimales et n'ont que très peu d'effets sur les contours cartographiques. L'orientation des rides varie de NNE-SSW dans la partie occidentale à NW-SE dans la partie orientale. Dans la partie occidentale la direction des rides est clairement oblique à l'orientation régionale moyenne de l'interface socle-couverture, tandis que dans la partie orientale ces deux orientations sont parallèles.

L'espacement moyen pour les neuf rides est de  $23,3 \text{ km} \pm 3,5$ . En comparant la carte des rides (Fig. 12.3) avec celles de la schistosité et de la linéation (Fig. 12.2) on ne perçoit pas de relation immédiate entre la déformation régionale et le schéma des rides. De plus, la simplicité du schéma des rides par comparaison avec les sinuosités de la carte de schistosité suggère que si une relation existe, elle est de nature relativement complexe.

La distribution des dômes a été étudiée dans les quatre rides (Kuopio, Juojärvi, Joensuu et Ladoga) présentant des données suffisantes pour le faire. Il convient de noter que l'étude de la distribution des dômes ne peut être faite sans tenir compte de leur forme. C'est la raison pour laquelle ces deux aspects sont traités ici ensemble.

La forme cartographique moyenne des dômes peut être assimilée par des ellipses dont les axes principaux font entre 1 et 25 km de longueur. Le report du long axe en fonction du petit axe montre une distribution quasiment linéaire (Fig. 12.4a). Le produit des axes (qui est une fonction de la taille des dômes) reporté en fonction du rapport des axes (Fig. 12.4c) montre que quelle que soit la taille des dômes, les rapports axiaux sont compris entre 1.0 et 2.5. Ceci démontre que l'ellipticité des dômes est indépendante de leur taille. De façon identique, on a reporté le produit des axes en fonction de l'obliquité du grand axe des dômes sur l'orientation régionale moyenne de la schistosité (Fig. 12.4b). Les plus fortes obliquités correspondent aux plus basses valeurs du produit des axes et inversement les plus faibles obliquités aux plus hautes valeurs du produit des axes. Ceci montre que les dômes de plus

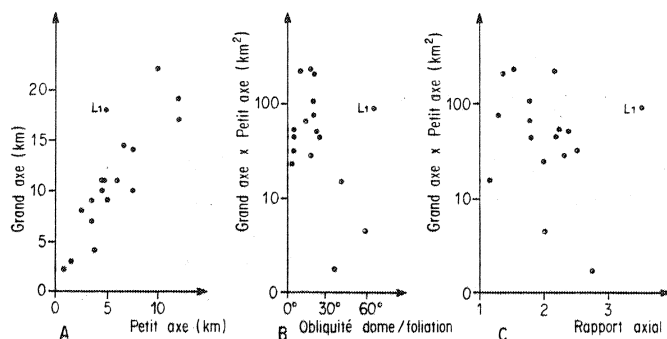


Fig. 12.4 Caractéristiques géométriques de la forme cartographique des mantled gneiss domes dans les rides de Kuopio, Juojarvi, Joensuu et Ladoga (Cf. Fig. 12.3). A, Diagramme grand axe/petit axe. B, Diagramme produit des axes/obliquité dome foliation. C, Diagramme produit des axes / rapport axial.

grande taille sont généralement moins obliques que les petits sur la schistosité régionale. Dans ces trois diagrammes (Fig. 12.4), le point L1 correspond à un dôme de la ride de Ladoga qui s'écarte des tendances définies par les autres. Cet écart pourrait provenir du fait qu'il s'agit d'une coalescence de deux ou plusieurs dômes.

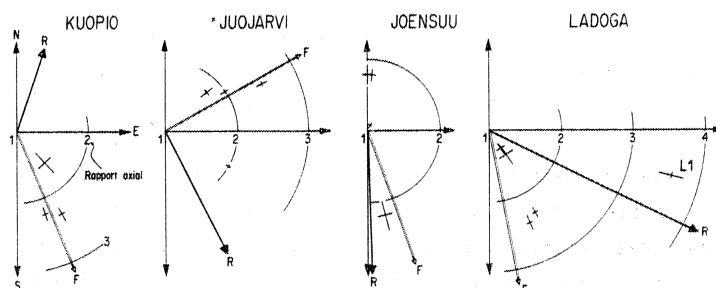


Fig. 12.5 Relation entre l'orientation du grand axe, le produit des axes, et le rapport des dômes, dans les rides de Kuopio, Juojarvi, Joensuu et Ladoga. F = orientation moyenne de la foliation. R = orientation de la ride.

Sur les diagrammes polaires (Fig. 12.5) chaque dôme est représenté par une croix dont la longueur des branches est proportionnelle à celle des axes principaux, le plus grand étant orienté par rapport au Nord géographique, et dont la distance au centre du diagramme est proportionnelle au rapport axial. La direction des rides et de la schistosité a été reportée sous forme de vecteurs de référence. Ces diagrammes permettent de comparer la disposition et la taille des dômes dans les quatre rides sélectionnées. Le trait principal qui en émerge est que les croix tendent à se concentrer autour de la direction de la schistosité. Seul le dôme L1 dans la ride de Ladoga et deux petits dômes dans celle de Juojarvi s'en écartent nettement. Les dômes de Juojarvi et de Joensuu constituent deux cas extrêmes. Dans le premier, la ride est fortement oblique à la direction de la schistosité, tandis que dans le second cette obliquité est faible. Il est, à ce titre, surprenant de constater que ce sont deux rides voisines (Fig. 12.3).

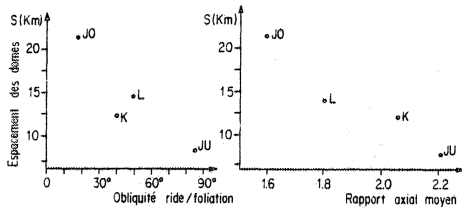


Fig. 12.6 Corrélation entre l'espacement des dômes et l'obliquité ride foliation et entre l'espacement des dômes et leur rapport axial moyen.

L'espacement moyen des dômes, qui correspond à la valeur moyenne des distances séparant les dômes voisins dans chaque ride, montre de grandes variations (de 8,15 km pour Juojarvi à 21,5 km pour Joensuu). Néanmoins, on trouve une bonne corrélation entre l'espacement moyen et l'obliquité ride -schistosité d'autre part (Fig. 12.6). L'espacement moyen le plus fiable correspond à l'obliquité la plus forte et au plus fort rapport axial (Juojarvi). L'espacement moyen le plus élevé correspond à l'obliquité la plus faible et au plus faible rapport axial.

## 12.5 DISCUSSION

Deux points importants peuvent être dégagés de cette analyse :

- (1) Les mantled gneiss domes sont ordonnés en rides plus ou moins parallèles présentant des obliquités variables avec les directions principales de la déformation régionale.
- (2) Ce schéma (pattern) concerne une superficie relativement importante (100 x 400 km).

Un tel schéma n'a jamais été décrit dans les zones orogéniques profondes, aussi me semble-t-il important de discuter ici sa signification en termes de diapirisme, et ses implications concernant le rôle de la gravité dans l'évolution tectonique de la croûte pendant le Protérozoïque.

### 12.51 LE REGROUPEMENT DES DOMES EN RIDES : UNE CONFIGURATION PERIODIQUE ?

Les modèles théoriques et expérimentaux d'instabilités gravitaires montrent que les structures diapiriques se développent avec une longueur d'onde dominante, c'est-à-dire avec une périodicité (DANES 1964, SELIG 1965, BIOT & ODE 1965, RAMBERG 1967, 1968, 1972, 1973). Ayant vérifié, par une analyse de terrain, que les mantled gneiss domes correspondent effectivement à des structures diapiriques, il est logique de rechercher pour le regroupement de ces dômes en rides, à l'échelle régionale, une périodicité provenant de l'instabilité gravitaire.

L'espacement des rides calculé précédemment ( $23.3 \text{ km} \pm 3.5$ ) ne tient pas compte de l'orientation des rides, or comme nous l'avons vu leur orientation varie de NNE-SSW à NW-SE quand on passe du NW au SE de la zone des dômes. Rappelons que pour tracer les rides, on a utilisé non seulement les dômes mais également les anticlinaux de socle. Si on ne représente que le centre des dômes (Fig. 12.7a) la disposition en rides n'apparaît plus aussi clairement, aussi, et en guise de test, on a déterminé le spectre d'autocorrélation (LEYMARIE 1968, BARBIER & LEYMARIE 1972) de la carte des centres de dômes, en séparant le domaine d'orientation présumée NNE-SSW de celui présumé NW-SE (Fig. 12.7b et c). Les spectres obtenus, qui représentent la fréquence d'espacement des dômes dans toutes les directions du plan de la carte, confirment les directions préalablement retenues. Cependant, les espacements qui sont de 42 km pour le domaine Nord-Ouest et de 27 km pour le domaine SE sont plus élevés que la valeur mo-

-yenne déduite de la carte générale (Fig. 12.3).

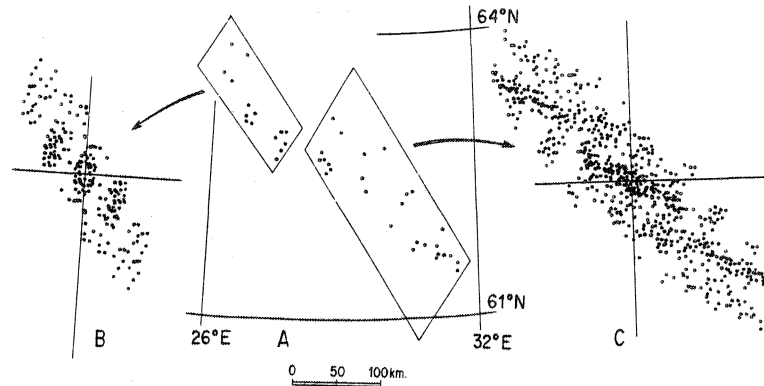


Fig. 12.7 Analyse de la distribution géographique des dômes. A, les deux domaines distingués. B et C, spectres d'autocorrélation pour les domaines respectivement situés au NW et au SE de la zone des dômes.

Considérons maintenant l'espacement des dômes dans chaque ride. Les études de terrain ont montré que la formation des dômes était contemporaine de la déformation régionale (GAAL & al. 1975, BRUN & al. 1981, Ch. 2). L'analyse de la forme des dômes, présentée plus haut, montre que les dômes ont des sections elliptiques dont l'orientation et les rapports axiaux sont clairement reliés à l'orientation régionale de la schistosité (Fig. 5). Ceci signifie que les dômes ont été déformés pendant leur formation. Comme le résume la figure (12.6) l'espacement des dômes le long des rides montre de grandes variations et est apparemment corrélé au rapport axial moyen et à l'obliquité ride-schistosité. L'espacement des dômes peut donc être lui-même modifié par la déformation. En connaissant l'orientation de la schistosité (plan d'aplatissement) et en admettant que les dômes sont circulaires dans les zones non déformées on peut éliminer l'effet de la déformation. Pour la ride de Juojärvi, dans laquelle le grand axe des dômes est quasiment orthogonal à la ride, le rapport axial moyen est de 2,21 et l'espacement de 8,15 km. En ramenant le rapport axial à 1,0 l'espacement corrigé devient 13,6 km. Pour la ride de Joensuu, dans laquelle le grand axe des dômes est légèrement oblique à la ride, le rapport axial moyen est de 1,9 et l'espacement de 21,5 km. L'espacement corrigé devient 17,3 km. En prenant en compte les espacements pour les rides de Kuopio et de Ladoga on obtient un espacement moyen pour les quatre rides de  $14,4 \pm 3$  km. Ceci étant une estimation très rudimentaire, il serait hasardeux d'en déduire qu'il existe une périodicité d'espacement des dômes dans les rides, d'autant plus que la fluctuation obtenue ( $\pm 3$  km pour 14,4 km) est élevée. Quoiqu'il en soit, il apparaît qu'un espacement initial relativement régulier a été modifié par la déformation.

La séparation des rides en deux domaines (Fig. 12.7a) peut aussi refléter une influence de la déformation régionale. L'espacement des rides est plus faible dans le domaine oriental, où les rides ne sont que légèrement obliques à la schistosité et subparallèles à l'interface socle-couverture, que dans le domaine occidental où les rides sont aussi faiblement obliques à la schistosité mais fortement obliques à l'interface socle-couverture. Il est

intéressant de noter que la ride de Juojarvi qui montre la plus forte obliquité schistosité-ride est située à la limite des deux domaines ; il n'est pas hors de propos que ceci puisse résulter d'un effet d'interférence entre deux systèmes présentant des orientations et des espacements différents.

Dans les théories mathématiques des instabilités gravitaires, l'espacement périodique est supposé apparaître dès la naissance de l'instabilité. Certaines longueurs d'onde s'amplifient plus rapidement que d'autres, et la "longueur d'onde dominante" est celle qui croît le plus rapidement. Un espacement régulier des structures issues d'une instabilité peut, par ailleurs, se développer progressivement par "saturation" ou par "propagation" (COBBOLD 1979). Dans le modèle de saturation tout l'espace est progressivement occupé par un nombre maximum de structures (diapirs) ; l'espacement final des structures est de ce fait limité par les dimensions relatives du système et des structures. Dans le modèle de propagation les structures apparues précocement continuent à se développer en se propageant dans le système à partir de leur site de nucléation et donnent un espacement très régulier. La disposition des dômes en rides dans l'Est de la Finlande pourrait être périodique à la fois en termes de "longueur d'onde dominante" et en termes de propagation. Les espaces de rides trouvés ici sont du même ordre de grandeur que les longueurs d'onde dominantes calculées par Ramberg pour les "Upheavals of gneiss granite basement in orogens", soit 22,5 km (RAMBERG 1972), et 33,7 km (RAMBERG 1973). Les caractéristiques géométriques de la ride de Juojarvi, et l'anomalie d'orientation de la schistosité d'Outokumpu dans laquelle elle est située (Fig. 12.2) pourrait être due à une interférence résultant de la propagation de deux systèmes possédant des orientations et des espacements différents.

#### 12.52 LE ROLE ET LES CARACTERISTIQUES DE L'INSTABILITE GRAVITAIRE

Des alignements de dômes en rides parallèles semblables à celui décrit ci-dessus ont été obtenus expérimentalement par superposition de sirop de sucre et d'huile (RAMBERG 1967). L'observation du développement progressif des structures (RAMBERG 1967, Fig. 11) montre que des anticlinaux se développent d'abord parallèlement au bord le plus long du réservoir expérimental, probablement à cause d'un effet de bordure. Ensuite, des petits diapirs prennent naissance avec un espacement régulier le long des anticlinaux précoces. On connaît également l'exemple réel des alignements de diapirs de sel dans les bassins sédimentaires. Dans le Nord-Ouest de l'Allemagne où cette disposition est particulièrement spectaculaire, les alignements de diapirs de sel sont contrôlés par la forme du bassin sédimentaire où ils se sont développés (TRUSHEIM 1960). Les rides suivent l'axe du bassin, et les diapirs forment des murs en son centre et des noyaux isolés ou des coussins le long de ses bordures (Fig. 12.8). Le type géométrique et les dimensions des diapirs sont contrôlés par l'épaisseur de la couche source qui elle-même, pour des raisons de conditions de sédimentation, dépend de la forme du bassin. Ces modèles expérimentaux et naturels d'alignements de diapirs en rides aident à comprendre le rôle et les caractéristiques de l'instabilité gravitaire responsable de la disposition en ride des mantled gneiss domes dans l'Est de la Finlande.

A l'échelle du socle archéen de Finlande centrale, les rides de dômes sont allongées dans la direction de l'interface socle-couverture (Fig. 12.9), dont la trace est approximativement N-S entre Oulu et Kuopio et NW-SW dans la région de Joensuu-Ladoga. Ce parallélisme peut refléter un effet de bordure comme dans les modèles discutés précédemment. Etant donné que l'interface socle-couverture plonge vers l'ouest, c'est-à-dire vers le "bassin" Svécofen-

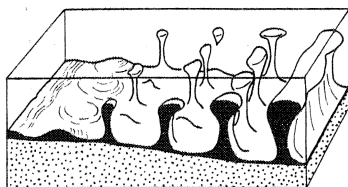


Fig. 12.8 Bloc diagramme montrant le rôle de la forme du bassin et de l'épaisseur de la couche source (salifère) sur la disposition et la forme des diapirs de sel dans le NE de l'Allemagne (d'après TRUSHEIM 1960).

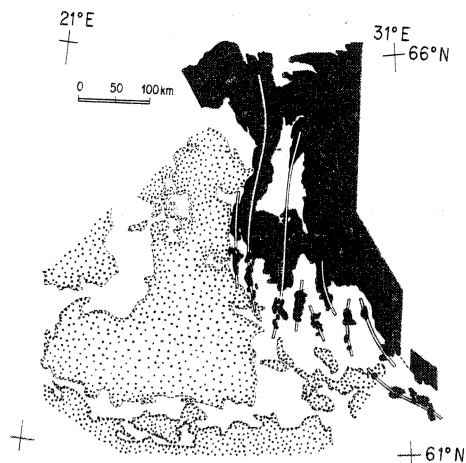


Fig. 12.9 Position relative des rides de dômes, de l'interface entre les formations archéennes (noir) et svécokaréliennes (blanc), et des granites svécofénniens (grisé) en Finlande.

nien, il est possible que la couche source des dômes (une partie du socle archéen) ait eu une forme en coin, comme dans le cas des dômes de sel (TRUSHEIM 1960) (Fig. 12.8). Le fait que les contours du batholithe central Svécofénnien suivent eux-mêmes la trace de l'interface sup-  
porte cette suggestion.

Enfin, le fait que la configuration en rides ne soit pas obscurcie par la déformation régionale mais seulement légèrement modifiée, démontre l'importance relative des effets de l'instabilité gravitaire par rapport à ceux de la déformation régionale dans l'évolution tectonique des Karélides.

Dans les cratons archéens (ex : Canada, Rhodésie, Inde, Australie) les ceintures de roches vertes et les dômes gneissiques connexes montrent des dispositions linéaires. Il serait intéressant de leur appliquer un traitement semblable dans la mesure où ces structures sont également interprétées comme des structures d'origine gravitaire (ANHAEUSSER 1974, GORMAN & al. 1974, SCHWERTNER & al. 1979).





## 13 LES LEUCOGRANITES HERCINIENS DE BRETAGNE MERIDIONALE : UN EXEMPLE D'INTERACTION ENTRE INSTABILITE GRAVITAIRE ET CISAILLEMENT CRUSTAL.

### 13.1 INTRODUCTION

De nombreuses contributions récentes ont présenté des modèles possibles de l'origine des leucogranites mais pratiquement toutes à partir d'une approche pétrologique et (ou) géochimique. Nous essaierons ici d'élucider certains aspects mécaniques de l'origine et de la dynamique de mise en place des leucogranites hercyniens de Bretagne méridionale, susceptibles de fournir des contraintes à de futurs modèles géodynamiques du domaine hercynien ouest européen.

Dans le chapitre 7 on a préalablement décrit la forme de ces plutons leucogranitiques et leurs relations cinématiques avec la déformation régionale cisailante pendant leur mise en place. La mise en évidence d'une interférence entre le gonflement des plutons et la déformation régionale, et ses modalités cinématiques ainsi que l'association des rides de plutons avec des zones de cisaillement intense pose le problème d'une interaction mécanique possible entre l'instabilité gravitaire dont sont issus les plutons et le cisaillement qui affecte au même moment cette portion de chaîne hercynienne. Il a été proposé antérieurement (BOUCHEZ & BLAIZE 1976, NICOLAS & al. 1977) que les leucogranites hercyniens pourraient simplement résulter d'une fusion partielle de la croûte sous l'effet d'un échauffement dû à la déformation dans les zones de cisaillement intense préexistantes. A l'inverse, et c'est la thèse défendue ici, *le développement d'une instabilité gravitaire à la base d'une croûte en cours de cisaillement peut avoir localement amolli cette croûte et par conséquent localisé la déformation dans des zones étroites* (POIRIER & al. 1979, BRUN & VIGNERESSE 1981). On discutera donc concurremment ces deux hypothèses à la lumière des arguments déduits de l'analyse structurale, de l'étude gravimétrique des plutons, et des caractéristiques rhéologiques et dynamiques de l'instabilité gravitaire.

### 13.2 LA VISCOSITE DU MAGMA LEUCOGRANITIQUE

La viscosité ( $\mu$ ) des silicates fondus peut être exprimés en fonction de la température selon la formule classique d'Arrhenius :

$$\mu = \mu_0 \exp (E^*/RT) \quad (13.1)$$

où  $\mu_0$  et  $E^*$  sont respectivement la constante préexponentielle et l'énergie d'activation ; R étant la constante des gaz parfaits et T la température absolue. Cette équation peut être réécrite sous la forme :

$$\ln \mu = \ln \mu_0 + (E^*/R) (1/T) \quad (13.2)$$

A partir des travaux de BOTTINGA & WEILL (1972) et SHAW (1972) on sait que :

$$\begin{aligned} E^* &= 10^4 SR \\ \ln \mu_0 &= C_\mu - C_T S \end{aligned} \quad (13.3)$$

où  $S$  est un paramètre obtenu à partir de la composition chimique, et où aux constantes  $C_\mu$  et  $C_T$  sont affectées des valeurs moyennes obtenues expérimentalement de  $C_\mu = -6,40$  et  $C_T = 1,50$ . Cette approche permet de calculer la valeur de la viscosité d'un granite si l'on connaît sa composition chimique (PANIZO 1980).

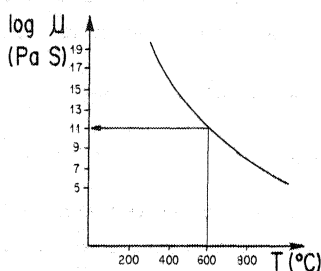


Fig. 13.1 Variation en fonction de la température, de la viscosité du magma leucogranitique obtenue pour le granite de Questembert Analyse VIDAL (1973) :  $\text{SiO}_2$ , 74,00 ;  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , 14,20 ;  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , 1,23 ;  $\text{FeO}$ , 0 ;  $\text{MnO}$ , 0,02 ;  $\text{MgO}$ , 0 ;  $\text{CaO}$ , 0,40 ;  $\text{Na}_2\text{O}$ , 3,10 ;  $\text{K}_2\text{O}$ , 4,72 ;  $\text{TiO}_2$ , 0,24 ;  $\text{P}_2\text{O}_5$ , 0 ;  $\text{H}_2\text{O}$ , 1,65. La viscosité retenue, à la température de mise en place (600°C), est de  $10^{11}$  PaS.

Pour une analyse chimique du granite de Questembert (VIDAL 1973) nous avons calculé la courbe de variation de la viscosité en fonction de la température (Fig. 13.1). Pour affecter une valeur précise de la viscosité au magma lors de sa mise en place, il faut considérer deux faits : la présence quasi systématique de sillimanite au contact des plutons et localement d'une coexistence andalousite - sillimanite - disthène, (COGNE 1960, FONTEILLES 1963, BARRIERE & al. 1973, HANMER & VIGNERESSE 1980), et l'absence de fortes fabriques dans le granite hors des zones de cisaillement intense (BERTHE & al. 1979a). Ceci montre que la température était proche de 600°C et que le granite n'était que faiblement ou pas cristallisé lors de sa mise en place. Dans la limite d'incertitude de l'estimation de la température ( $\sim 600^\circ\text{C}$ ), nous en déduisons une viscosité de  $10^{11}$

PaS ( $10^{12}$ p) soit une valeur inférieure de huit ordres de grandeur à la valeur moyenne généralement attribuée à la croûte continentale (ex : RAMBERG 1972) et supérieure de trois à six ordres de grandeur à celle obtenue expérimentalement (SHAW 1963).

### 13.3 LA PERIODICITE D'ESPACEMENT DES PLUTONS LE LONG DES RIDES

L'espacement des plutons le long de la ride septentrionale calculé pour huit plutons est de 60 km. La régularité de cet espacement peut être assimilée à la périodicité des instabilités de type Rayleigh-Taylor (RAYLEIGH 1893, TAYLOR 1950). Dans un système à deux couches, source et surcharge, la longueur d'onde de la déflexion de l'interface entre source et surcharge est régie par l'équation (SELIG 1965) :

$$\lambda = \frac{2 \pi h_2}{2,15} \left( \frac{\mu_1}{\mu_2} \right)^{1/3} \quad (13.4)$$

où  $h_2$  est l'épaisseur de la couche source et  $\mu_1$  et  $\mu_2$  les viscosités de la surcharge et de la source. A l'aide de l'équation (13.4) on a tracé  $h_2$  en fonction de  $\mu_1/\mu_2$  pour  $\lambda = 60$  km (Fig. 13.2). Deux limites peuvent, a priori, être placées sur cette courbe : le rapport de viscosité doit être supérieur à 1 et l'épaisseur de la source doit être inférieure à l'épaisseur de la croûte (30 km) diminué du diamètre de la sphère équivalente du volume moyen des plutons

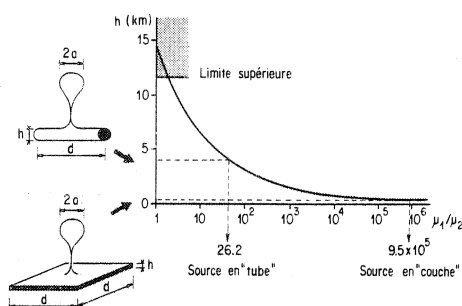


Fig. 13.2 Relation existant entre l'épaisseur de la couche source et le contraste de viscosité pour une instabilité de Rayleigh-Taylor de longueur d'onde de 60 km. (calculée d'après les équations de SELIG 1965). Les deux cas limites de source, en tube ou en couche, ont été estimés à partir du volume moyen des plutons.

(11,4 km) soit 18,6 km. L'estimation du volume moyen d'un pluton nous donne le volume de la source pour une longueur d'onde de l'instabilité. Deux types de sources peuvent être calculés. S'il s'agit d'une source en tube (Fig. 13.2) de diamètre  $h_2$  et de longueur  $d$ , on a la relation :

$$\frac{4}{3} \pi a^3 = \pi \left(\frac{h^2}{2}\right)^2 d \quad (13.5)$$

d'où  $h_2 = 4,0$  km et  $\mu_1/\mu_2 = 26,2$

S'il s'agit d'une source en couche (Fig. 13.2) d'épaisseur  $h_2$  et côté  $d$ , on a la relation :

$$\frac{4}{3} \pi a^3 = h_2 d^2 \quad (13.6)$$

d'où  $h_2 = 0,21$  km et  $\mu_1/\mu_2 = 9,5 \times 10^5$ .

Ces deux types de modèles donnent des hauteurs de la source et des contrastes de viscosité très différents. Le cas de la source en tube est peu vraisemblable étant données les valeurs obtenues et particulièrement le contraste de viscosité très faible. Dans le cas de la source en couche, si l'on retient pour valeur moyenne de viscosité de la croûte  $\mu_1 = 10^{19}$  PaS, on obtient une viscosité de la source, c'est-à-dire du magma, de  $\mu_2 = 1,05 \times 10^{13}$  PaS.

#### 13.4 EFFET DE LA FUSION PARTIELLE SUR L'EVOLUTION DE L'INSTABILITE DE RAYLEIGH-TAYLOR

Les viscosités du magma leucogranitique obtenues par les deux méthodes précédentes diffèrent de deux ordres de grandeur. Il est important de rechercher d'où vient cette différence. Dans notre application du modèle des instabilités de Rayleigh-Taylor nous avons implicitement assimilé le volume des plutons au volume de la source. Ceci est probablement inexact si l'on considère qu'un magma granitique résulte de la fusion partielle d'une roche mère. Le volume de la source est alors égal à la somme du volume du magma extrait, et du volume du résidu non fondu. L'épaisseur de la source en couche ayant donné une périodicité de 60 km est donc nécessairement supérieure à 0,21 km, et par conséquent sa viscosité est également supérieure à  $1,05 \times 10^{13}$  PaS. Cependant, nous ne disposons d'aucune donnée précise nous permettant d'évaluer cette épaisseur.

La viscosité d'un magma est assimilable à la viscosité d'une suspension de particules solides dans un fluide visqueux et dépend, de ce fait, de la concentration de particules dans le fluide. D'après la loi de Einstein-Roscoe (Cf. Ch. 9) il existe un seuil critique de concentration au-dessus duquel la viscosité augmente très fortement (26%, ARZI 1978). L'estimation expérimentale de ce seuil diffère légèrement de cette valeur théorique (30%, VAN DER MOLEN & PATERSON 1979). Il est donc probable qu'au cours de la fusion partielle la viscosité de la couche source des leucogranites ait subi d'abord une baisse progressive puis une chute brutale lorsque le seuil critique a été atteint. Mais si le recours à de telles variations de viscosité permet d'expliquer les forts contrastes déterminés précédemment, il apparaît important de discuter leurs conséquences possibles sur l'évolution de l'instabilité de Rayleigh-Taylor.

La viscosité de la surcharge  $\mu_1$  et l'épaisseur de la source étant constantes, l'équation de la longueur d'onde (13.4) peut être réécrite sous la forme :

$$\lambda \mu_2^{1/3} = \text{Cte} \quad (13.7)$$

Donc, lorsque  $\mu_2$  diminue, au cours de la fusion partielle,  $\lambda$  croît proportionnellement à sa racine cubique. Ainsi, pour une baisse de 3 ordres de grandeur de la viscosité de la source, la longueur d'onde augmente d'environ un ordre de grandeur. Il est donc probable qu'entre le début de l'instabilité et la mise en place des plutons la longueur d'onde ait augmenté mais il est impossible, à l'aide des données dont nous disposons, de déterminer de quelle quantité. Mais comme la longueur d'onde finale est de 60 km, la variation n'a pu de toutes façons excéder un ordre de grandeur.

La vitesse d'amplification d'une instabilité de Rayleigh-Taylor est donnée par (SELIG 1965) :

$$\dot{\lambda} = \frac{0,33}{2\pi} \lambda \frac{g (\rho_1 - \rho_2)}{\mu_1 + \mu_2} \quad (13.8)$$

Cette équation montre que la vitesse d'amplification est proportionnelle à la longueur d'onde et inversement proportionnelle à la somme des viscosités. Lorsque  $\mu_2$  devient très petit devant  $\mu_1$ , seule l'influence de  $\mu_1$  reste effective dans la somme des viscosités et donc l'augmentation de la vitesse d'amplification est directement proportionnelle à celle de  $\lambda$ . Mais comme on sait, par ailleurs, que l'amplification d'une instabilité de Rayleigh-Taylor varie exponentiellement avec le temps (Fig. 0.2) une augmentation au maximum d'un ordre de grandeur de  $\lambda$ , et donc de  $\dot{\lambda}$ , est négligeable.

En conclusion, même en supposant une diminution de la viscosité de la source au cours de l'évolution du système, le modèle de l'instabilité de Rayleigh-Taylor reste donc globalement valide.

### 13.5 INSTABILITE GRAVITAIRE ET CISAILLEMENT CRUSTAL

Nous avons précédemment démontré le synchronisme partiel du cisaillement régional et de la mise en place des plutons (Ch. 7). La simultanéité des deux phénomènes peut conduire à deux types d'interprétations opposées :

- (1) Le cisaillement préexiste et c'est la chaleur produite par la déformation dans les zones de cisaillement intense qui induit la fusion partielle et donne naissance aux plutons (BOUCHEZ & BLAIZE 1976, NICOLAS & al. 1977) (Fig. 13.3a).
- (2) Le cisaillement affecte une large portion de croûte (GAPAIS & LE CORRE 1980) dont la base est indépendamment soumise à une fusion partielle (Fig. 13.3b). Les rides granitiques en cours de formation affaiblissent localement la portion de croûte considérée et le cisaillement tend donc à s'y localiser (BRUN & VIGNERESSE 1981).

Ces deux modèles visent à expliquer l'association des zones de cisaillement intense et des plutons de leucogranite observable à l'échelle de la Bretagne méridionale. Mais dans le premier, le diapirisme leucogranitique est une conséquence du cisaillement tandis que dans le second il y a interaction entre diapirisme et cisaillement.

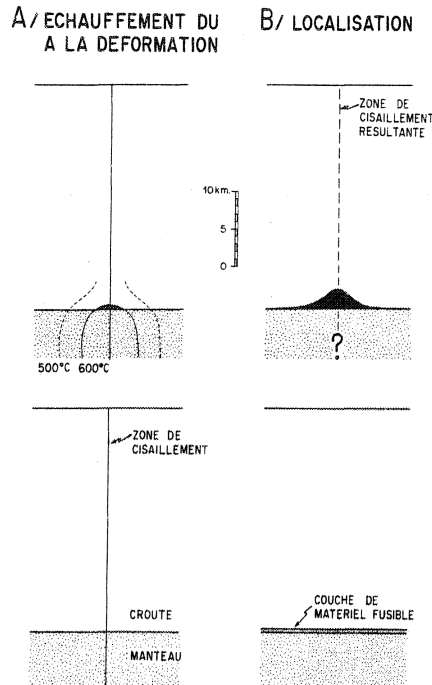


Fig. 13.3 Schéma comparatif des modèles de relations possibles entre cisaillement et leucogranites. Les croquis représentent, en bas, la situation initiale et, en haut, l'état du système en cours d'évolution. La surface représentant la source des leucogranites (en noir) dans le modèle de localisation (b) correspond à celle de la source en tube (Fig. 13.2). Les isothermes, dans le modèle d'échauffement (a) sont dessinés d'après FLEITOUT & FROIDEVAUX (1980).

FLEITOUT & FROIDEVAUX (1980) serait celui d'un système croûte-manteau, où la chaleur produite par le cisaillement au niveau du manteau contribuerait à la fusion de la base de la croûte (Fig. 13.3a). Mais même ce modèle peut difficilement expliquer l'important volume de magma observé, représenté sur la figure 13.3b.

Il est important de rappeler, que si l'échauffement par déformation ne permet pas d'expliquer l'origine des leucogranites, il est tout à fait probable que, dans les zones de cisaillement intense du cisaillement sud armoricain, cet échauffement ait atteint des valeurs non négligeables dont les conséquences mécaniques (Cf. revues par BRUN & COBBOLD 1980, SCHOLZ 1980) sont importantes à prendre en compte, par ailleurs.

### 13.52 LA LOCALISATION DU CISAILLEMENT PAR LES RIDES GRANITIQUES

Les zones de cisaillement résultent d'une instabilité mécanique impliquant un processus d'amollissement (COBBOLD 1977, POIRIER 1980). L'amollissement peut résulter entre autres raisons, d'un changement de la structure interne des roches (RAMSAY & GRAHAM 1970, COBBOLD 1977, POIRIER & al. 1979), de la présence de sources thermiques statiques ou dynamiques (POIRIER & al. 1979) ou d'une circulation de fluides (BEACH 1976, WHITE & KNIPE 1978).

### 13.51 L'ECHAUFFEMENT PAR CISAILLEMENT

Le premier modèle a d'abord été proposé par BOUCHEZ & BLAIZE (1976) et NICOLAS & al. (1977) pour expliquer la présence des leucogranites dans la branche septentrionale de cisaillement intense du cisaillement sud-armoricain, dans le secteur d'Anger-Lanvaux. Les principaux arguments qui invalident cette explication outre les arguments purement structuraux (Cf. LE CORRE 1978) sont les suivants :

a) Si les granites proviennent de l'échauffement dans la zone le volume de la source doit être limité par la largeur de cette zone, ce qui correspondrait à la source en tube calculée précédemment. Outre le fait qu'une source tubulaire ne nous permet pas d'expliquer un fort contraste de viscosité entre l'encaissant et le magma, il faut remarquer que le diamètre du tube doit être au moins de 4 km alors que la largeur de la zone dépasse à peine 1 à 2 kms en surface (BERTHE & al. 1979, BERTHE 1980).

b) Les modèles quantitatifs d'échauffement par cisaillement montrent que les températures nécessaires pour permettre la fusion partielle de matériels crustaux sont très difficilement atteintes (BRUN & COBBOLD 1980, FLEITOUT & FROIDEVAUX 1980). Le cas le plus favorable, calculé par

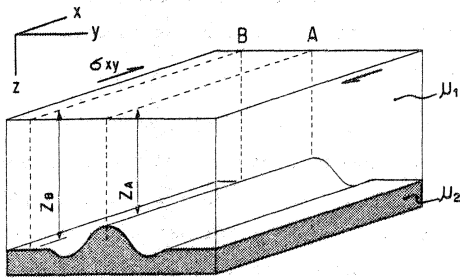


Fig. 13.4 Schéma d'une ride granitique soumise à un cisaillement transcurrent

Si une couche en cours de fusion partielle à la base de la croûte donne naissance à des rides diapiriques, les rides en s'amplifiant sont une cause d'amollissement rhéologique local de la croûte. Examinons un tel cas sous l'angle des relations contrainte-déformation au-dessus (A) et à côté (B) d'une ride granitique au-dessus du plan de l'interface (Fig. 13.4) :

$$\text{en A : } \dot{\gamma}_{xy} = \frac{Z_B}{Z_A \mu_1 + (Z_B - Z_A) \mu_2} \sigma_{xy} \quad (13.9)$$

$$\text{en B : } \dot{\gamma}_{xy} = \frac{1}{\mu_1} \sigma_{xy} \quad (13.10)$$

où  $\sigma_{xy}$  est la contrainte cisailante et  $\dot{\gamma}_{xy}$  la vitesse de cisaillement, X et XZ étant respectivement la direction et le plan de cisaillement (Fig. 13.4).

En posant la contrainte cisailante constante à travers le système, ce qui est une approximation, et en tenant compte que  $\mu_2 \ll \mu_1$ , on obtient par combinaison de (13.9) et (13.10) :

$$\dot{\gamma}_{xy/A} \neq \frac{Z_B}{Z_A} \dot{\gamma}_{xy/B} \quad (13.11)$$

Pour une croûte d'épaisseur  $Z_B = 25$  km et une ride de hauteur  $Z_A - Z_B = 5$  km

$$\dot{\gamma}_{xy/A} \neq 1,2 \dot{\gamma}_{xy/B}$$

La vitesse de cisaillement est donc légèrement plus forte au-dessus de la ride qu'à côté de celle-ci. Bien que cette différence soit faible, elle est susceptible d'entraîner une localisation initiale du cisaillement au-dessus de la ride, qui peut ensuite être amplifiée par d'autres mécanismes d'amollissement, y compris par échauffement dû à la déformation dans la zone ainsi créée.

Ce modèle est compatible avec la formation de zones parallèles, chacune associée à une ride granitique et peut être comparé avec les processus de formation des bandes de cisaillement dans les métaux (DILLAMORE & al. 1979, EVANS 1980) ou dans les roches (GAPAIS & WHITE 1981, sous presse).

### 13.6 LES PROCESSUS INTERACTIFS PENDANT L'EVOLUTION SIMULTANEE DU CISAILLEMENT ET DE L'INSTABILITE GRAVITAIRE

A partir de l'interaction initiale entre le cisaillement régional et les rides granitiques qui se traduit par une localisation du cisaillement au-dessus des rides granitiques, d'autres processus interactifs secondaires se développent.

#### 13.6.1 LE CONTROLE DE LA MISE EN PLACE DES PLUTONS PAR LES ZONES DE CISAILLEMENT

L'examen des cartes (Fig. 7.1 et 7.9) montre que les plutons sont toujours situés au Nord de la zone de cisaillement intense à laquelle ils sont associés, quelles que soient leurs dimensions, et que leur "queue" apparaît également excentrée. Les études de terrain montrent en accord avec cette première observation que les granites sont uniquement ou plus intensément, déformés à l'approche, et dans les zones de cisaillement intense (BERTHE & al.

1979, JEGOUZO 1980). La géométrie et la cinématique des zones de cisaillement intense sont responsables de cette asymétrie de disposition cartographique relative des plutons et des zones de cisaillement. Elles sont également responsables de la forme des plutons dans la mesure où elles limitent leur gonflement pendant la mise en place.

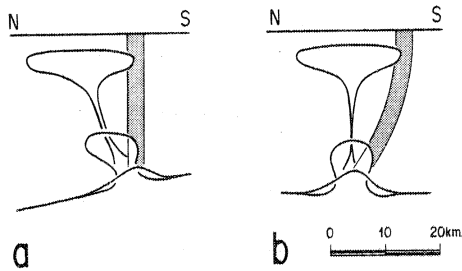


Fig. 13.5 Modèles permettant d'expliquer l'asymétrie pluton-zone de cisaillement. a) source inclinée et zone de cisaillement verticale. Les diapirs sont déversés dans le sens du pendage de l'interface source-surcharge (TALBOT 1974). b) source horizontale et zone de cisaillement inclinée.

S'agissant de l'asymétrie de position des plutons et des zones de cisaillement deux phénomènes peuvent être invoqués (Fig. 13.5), TALBOT (1974, 1978) a montré expérimentalement que si l'interface source/surcharge était pentée, les diapirs montaient obliquement en se déversant dans le sens de la pente de l'interface. Ceci est expliqué par l'existence de gradients horizontaux de viscosité ou(et) de densité. Bien que ceci soit difficile, sinon impossible, à vérifier, il est tout à fait possible que la couche source des leucogranites ait eu un pendage vers le Nord. Signalons toutefois qu'une couche source inclinée vers le Nord serait compatible avec l'existence au Sud, d'une zone de subduction pendant le dévonien (COGNE 1977, LEFORT 1977), qui aurait pour effet de provoquer une

remontée des isothermes dans le Sud du Massif Armoricain. Dans ce cas (Fig. 13.5a), la zone de cisaillement, verticale en surface, pourrait se prolonger verticalement jusqu'à la source. La seconde possibilité consiste à envisager que les zones de cisaillement, même lorsqu'elles apparaissent verticales en surface, s'inclinent progressivement en profondeur. Dans ce cas, même si la couche source est horizontale, les diapirs peuvent monter verticalement, du côté septentrional de la trace des zones de cisaillement en surface (Fig. 13.5b). Plusieurs arguments peuvent être avancés en faveur de ce modèle. Tout d'abord, les observations de terrain montrent qu'une composante chevauchante est intervenue localement dans la déformation. Dans la partie ouest de la ride médiane (région de Vannes), les granites ultramytonitisés montrent une foliation à faible pendage vers le Nord ( $20^\circ$  à  $40^\circ$ ) sur une épaisseur excédant probablement 200 m (JEGOUZO 1980). Cependant, la position horizontale de la linéation d'étirement montre que, même dans cette zone, le cisaillement est essentiellement transcurrent. Dans la ride méridionale et plus particulièrement pour le granite de Guérande, l'essentiel de la déformation consiste en un chevauchement vers le Sud (BOUCHEZ & al. 1979, sous presse). Cette observation s'accorde d'ailleurs bien avec le fait que les anomalies gravimétriques associées aux granites de la ride méridionale (Pont L'Abbé, Pleumeur, Guérande) indiquent des corps granitiques "très plats" (Fig. 7.1). Ceci tendrait à démontrer l'existence d'une composante chevauchante d'autant plus importante que l'on se déplace vers l'ouest ou vers le Sud. Il y a ensuite le fait que le long de la ride septentrionale la "queue" des plutons est plus excentrée par rapport à la zone de cisaillement, à l'Ouest qu'à l'Est (Fig. 7.1). Et enfin, il y a la forte convergence des zones de cisaillement vers l'Ouest. Les deux dernières observations doivent être mises en parallèle avec la conclusion, préalablement déduite de l'étude de la forme des plutons, concernant l'intervention d'une composante de raccourcissement N-S croissante vers l'Ouest. Bien que cette série d'arguments plaide suffisamment en faveur d'une inclinaison des zones de cisaillement vers le Nord, une vérification définitive pourrait être obtenue par un profil sismique N-S à travers le domaine considéré.

Les plutons arrivent donc dans leur site de mise en place au Nord de la zone de cisaillement qui leur est associée. Mais leur processus de gonflement se trouve alors contrôlé par la présence de la zone de cisaillement. Au Nord le gonflement n'est pas limité. Par contre, leur bordure méridionale en se déplaçant vers le Sud, pénètre plus ou moins profondément dans la zone de cisaillement où elle subit un intense cisaillement. Il en résulte la forme cartographique caractéristique, des plutons de la ride septentrionale, en "goutte asymétrique" (Fig. 13.6).

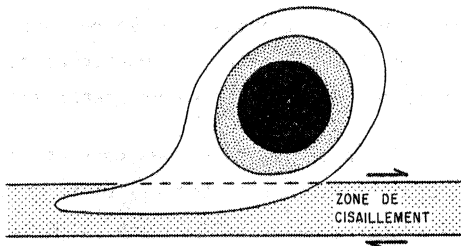


Fig. 13.6 Développement progressif de la forme cartographique en goutte asymétrique des plutons de la ride septentrionale.

1980) à conclure que les leucogranites empruntaient les zones de cisaillement pour se mettre en place. Le modèle présenté ici s'appuie au contraire sur le fait que les plutons sont montés indépendamment des zones de cisaillement et que seul le contrôle de leur gonflement tardif, par un cisaillement plus ou moins intense, est responsable des formes observées.

Dans les rides médiane et méridionale les plutons peuvent être extrêmement déformés jusqu'à prendre la forme de "feuillettes" (COGNE 1967). Il s'agit d'un cas limite de l'interférence diapirisme-cisaillement dans lequel les effets dus au diapirisme sont très largement dominés par le cisaillement.

Les formes en "goutte asymétrique" et en "feuillet" ont conduit plusieurs auteurs (COGNE 1967, Cf. Coupes géologiques in JEGOUZO

### 13.62 LA LOCALISATION DES CISAILLEMENTS SENESTRES CONJUGUES PAR LES PLUTONS

Plusieurs plutons de la ride septentrionale (Locronan, Pontivy, Guehenno, La Gacilly) sont affectés en leur centre par une zone de cisaillement senestre d'orientation moyenne N 60° (Fig. 13.7). Ces zones se marquent d'ailleurs à l'affleurement par une bande étroite de terrains sédimentaires qui divisent les plutons en deux parties (Fig. 7.9). L'existence et la nature senestre de ces décrochements ont été discutées à l'aide d'arguments géophysiques par VIGNERESSE & LEFORT (1976) et d'arguments structuraux par BERTHE (1980).

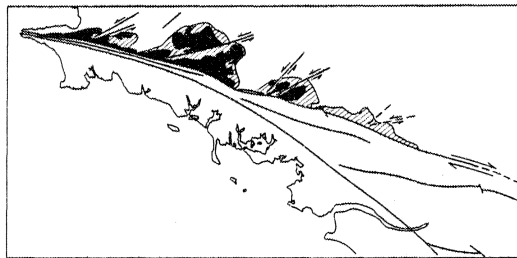


Fig. 13.7 Zones de cisaillement senestres secondaires localisées sur les plutons de la ride septentrionale (d'après VIGNERESSE & LEFORT 1976 et VIGNERESSE 1978).



L'éventualité d'une réactivation de faille anté-hercynienne émise par VIGNERESSE & LEFORT (1976) peut être écartée dans la mesure où les sédiments briovériens de cette région n'ont subi de structuration importante que lors des événements hercyniens (LE CORRE 1978, HANMER & al. 1980).

Les zones de cisaillement sénestres, étant donnée leur orientation, sont des zones de cisaillement conjuguées du cisaillement dextre majeur. Cette interprétation s'accorde bien avec les modèles expérimentaux de décrochement (Cf. FREUND 1974). Le fait qu'ils soient situés sur les plutons tend à montrer que ce sont les plutons eux-mêmes qui les ont localisés. Dans un milieu élastique, une zone de faiblesse ellipsoïdale est un site privilégié pour l'initiation des fractures (RUDNICKI 1977). On peut étendre cette démonstration à un milieu visqueux, pour de petites déformations et donc pour l'initiation des zones. Les leucogranites du fait de leur viscosité, beaucoup plus faible que celle de leur encaissant, constituaient une fois mis en place des sites favorables au développement de nouvelles zones de cisaillement.

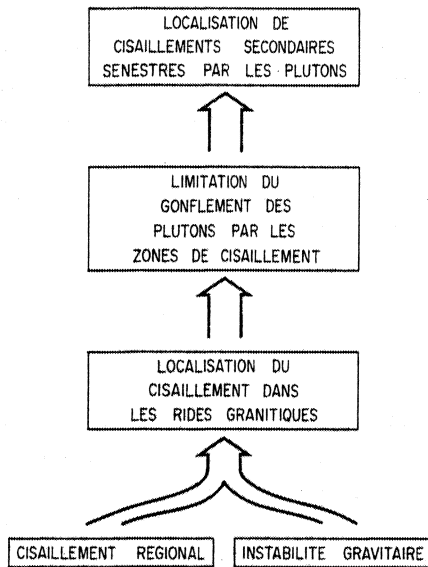


Fig. 13.8 Succession des processus interactifs entre cisaillement régional et instabilité gravitaire en Bretagne méridionale.

En conclusion, le développement simultané d'un cisaillement régional et d'une instabilité gravitaire, pendant les événements hercyniens, se traduit par une suite de processus interactifs (Fig. 13.8) déterminants pour le développement des structures en Bretagne méridionale. L'extension de ce modèle à l'ensemble de l'arc ibéro-armoricain, demanderait à ce que des situations a priori géométriquement différentes, telles que, par exemple, la zone centrale de l'arc de Galice (Cf. IGLESIAS & CHOUKROUNE 1980), soient étudiées en détail sous cet aspect.



14 LE DEVELOPPEMENT DES INSTABILITES GRAVITAIRES  
DANS LES ZONES OROGENIQUES :  
DISCUSSION GENERALE.

14.1 INTRODUCTION

Ce dernier chapitre est une tentative de synthèse du travail présenté. A partir d'une confrontation des résultats obtenus sur le terrain avec les modèles théoriques, et expérimentaux, on essaiera de répondre aux questions fondamentales, phénoménologiques et méthodologiques, que le géologue structural se pose à propos de tout type d'instabilité mécanique en général et des instabilités gravitaires en particulier :

- (1) Pourquoi, où, quand et comment les instabilités gravitaires se développent-elles ?
- (2) Quelles sont la signification et les conséquences des instabilités gravitaires dans le contexte général des processus tectoniques ?
- (3) Quelles sont les utilisations possibles des instabilités gravitaires dans l'analyse géodynamique ?

14.2 ORIGINE ET DEVELOPPEMENT DES INSTABILITES GRAVITAIRES

14.21 CONDITIONS INITIALES ET SITES

Le développement d'une instabilité gravitaire dépend d'abord de l'existence d'un gradient de densité inverse. Si celui-ci préexiste à l'orogénèse, et s'il s'assortit de contraste(s) de viscosité, le régime thermique de l'orogénèse peut influencer fortement le développement de l'instabilité, en accélérant son amplification et en modifiant sa longueur d'onde (Cf. 9.3). Par ailleurs, les processus thermiques de l'orogène, peuvent, en créant des gradients de densité inverse, être totalement responsables du développement de l'instabilité. Dans l'un et l'autre cas, *les zones thermiquement amollies sont les sites privilégiés de développement des instabilités gravitaires ascendantes.*

14.22 LE DEVELOPPEMENT DES INSTABILITES

Le développement des instabilités gravitaires comme celui de toutes les instabilités mécaniques est auto-accélééré. L'instabilité démarre lentement mais devient rapidement "explosive". Elle ne s'amortit que lorsque la structure produite vient buter contre la limite supérieure du système ou un obstacle interne au système. Ces constatations qui sont déduites de modèles expérimentaux uniquement mécaniques et initialement stratifiés (Cf. introduction) doi-

-vent être modulées dans leur application géologique :

- (1) Les variations verticales des propriétés rhéologiques et des densités dans la croûte sont dépendantes de la température, et correspondent donc plus à des gradients qu'à de simples stratifications de viscosité et de densité.
- (2) Ces propriétés, étant liées à la température, sont également liées au temps puisque, dans un régime thermique transitoire donné, le gradient de température varie au cours du temps jusqu'à ce qu'un état stationnaire soit atteint.

*La naissance et le développement d'une instabilité gravitaire ascendante dépend donc, outre la nature lithologique initiale d'un système crustal donné, du (ou des) régime(s) thermique(s) au(x)quel(s) ce système est soumis. Cependant, on a vu que les instabilités, donnant naissance tant aux dômes gneissiques qu'aux plutons granitiques, s'amplifiaient à des vitesses d'ordre de grandeur comparable (Ch. 9). Le régime thermique ne joue donc pas considérablement sur la vitesse de développement. Par contre, il contrôle étroitement le moment d'apparition de l'instabilité. La naissance est d'autant plus précoce que le chauffage est rapide (Ch. 9). Enfin, les caractéristiques du régime thermique contrôlent les dimensions des structures et leur extension géographique :*

(1) Plus le chauffage est lent et plus les isothermes correspondant aux températures élevées sont espacés et plus la couche amollie est épaisse (Fig. 14.1a). Or, les dimensions des structures sont, entre autres, une fonction directe de l'épaisseur de la source (Cf. équ. Ch. 9). Également, plus le chauffage est lent, plus les isothermes, correspondant aux températures basses, sont resserrées. La zone de transition entre les gradients thermiques correspondants, élevé (en surface) et bas (en profondeur), détermine l'épaisseur du système suffisamment amolli pour permettre l'amplification rapide de l'instabilité, ce qui contrôle directement l'amplitude maximum que les structures peuvent atteindre. Les systèmes de chauffage lents sont, en outre, susceptibles de concerner une large portion de croûte et donc les instabilités et les structures résultantes de concerner une grande extension géographique. C'est le cas des dômes gneissiques, dont le diamètre est de l'ordre de la dizaine de kilomètres, dont l'amplitude est limitée par la limite épizone-mésozone, ou se situe dans la partie inférieure de l'épizone, et dont l'extension géographique peut être considérable (100 x 400 Km<sup>2</sup> au minimum pour les dômes protérozoïques de Finlande).

(2) Plus le chauffage est rapide, plus les isothermes, correspondants aux températures élevées, sont rapprochées et moins la couche source de l'instabilité est épaisse (Fig. 14.1b). Les structures sont de dimensions d'autant plus réduites. Mais, en outre, comme dans ce type de chauffage la fusion est pratiquement toujours atteinte (Ch. 9) les structures très chaudes (diapirs magmatiques) ramollissent progressivement, leur surcharge s'amplifiant, ce qui leur permet d'atteindre des amplitudes beaucoup plus importantes que dans le cas d'un chauffage lent. C'est le cas des plutons granitiques dont le diamètre est de l'ordre du kilomètre, mais dont l'amplitude n'est, dans le cas extrême, limitée que par l'épaisseur de la croûte continentale elle-même. Concernant plus particulièrement l'amplitude de ce type d'instabilité il est utile de rappeler qu'elle est contrôlée essentiellement par la profondeur de la source (CANN 1970) : plus le magma naît profondément et plus il recoupe la courbe de fusion à un niveau élevé dans la croûte. Cependant, comme nous l'avons précisé, le franchissement de cette courbe n'implique pas obligatoirement l'arrêt de l'amplification de l'instabilité puisque ce n'est pas la viscosité du magma qui contrôle la vitesse de montée du pluton mais celle

de son encaissant. Notamment, les instabilités gravitaires consécutives à une formation de magma peu hydraté, peuvent continuer à s'amplifier, après que le granite se soit complètement cristallisé, étant donné qu'elles recourent la courbe de fusion anhydre à une profondeur où la température implique une viscosité de l'encaissant relativement basse.

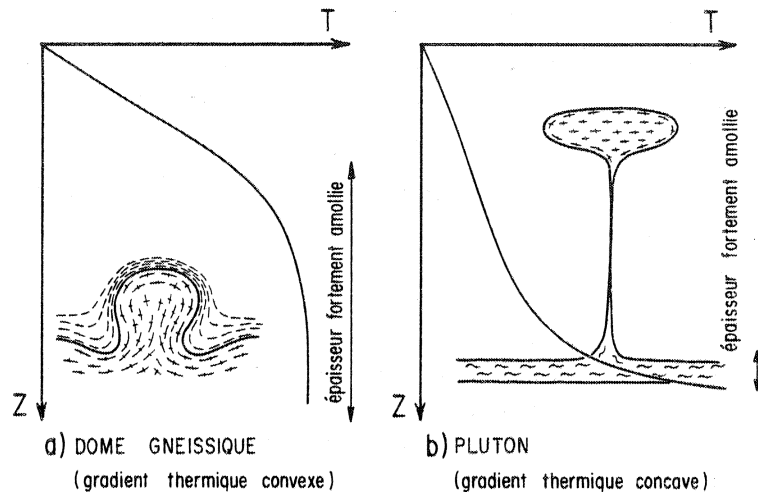


Fig. 14.1 Diagramme synthétique montrant les relations entre le régime thermique et les instabilités gravitaires. a) gradient thermique convexe : importante épaisseur crustale fortement amollie favorable au développement de dômes gneissiques. b) gradient thermique concave : faible épaisseur crustale fortement amollie (zone de fusion partielle) favorable au développement de plutons.

#### 14.23 LA CINEMATIQUE DU DEVELOPPEMENT

L'analyse de la déformation dans les dômes et les plutons (1ère et 2ème parties), montre que ces deux types de structures ont des caractères cinématiques comparables et notamment celles liées au gonflement tardif, les mieux exprimées sur le terrain. Quelques nuances doivent cependant être rappelées. Lorsque le contraste de viscosité source / surcharge est élevé ( $> 1$ ) c'est le noyau de la structure qui se déforme le plus, c'est l'inverse lorsque le contraste est bas ( $< 1$ ). Ceci est clairement démontré par les modèles expérimentaux et a été illustré ici par les mantled gneiss domes de Kuopio (contraste bas), par le dôme de St Malo et plusieurs plutons granitiques (contraste élevé).

Le gonflement final de la structure est caractérisé par :

- 1°) une déformation finie de type aplatissement ( $K < 1$ ) à proximité de l'interface source/surcharge, au sommet de la structure.
- 2°) une déformation finie de type constriction ( $K > 1$ ), dans la zone centrale, à la base de la structure.
- 3°) de forts gradients de déformation finie contrôlés par l'interface.
- 4°) un plan d'aplatissement tendant à se paralléliser avec l'interface, et des directions d'étirement radiales.
- 5°) des interférences mutuelles donnant, lorsque les structures sont voisines, de l'aplatissement ( $K < 1$ ) entre deux structures et de la constriction ( $K > 1$ ) entre trois structures ou plus.

Ces caractéristiques peuvent, au moins en partie être testées sur des exemples de plutons et permettent, dans le cas des dômes gneissiques, de prouver leur origine gravitaire. La figure (14.2) résume l'histoire cinématique comparée des dômes et des plutons et montre l'identité des composantes de la déformation aux différents stades d'évolution.

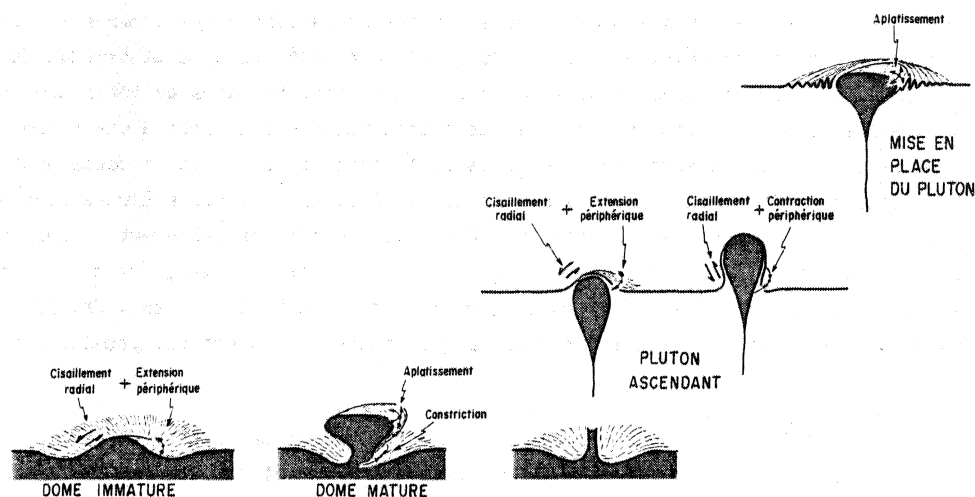


Fig. 14.2 Comparaison des caractéristiques cinématiques de l'évolution des dômes gneissiques et des plutons.

Ces quelques brefs rappels des principaux points développés dans ce travail montrent que si les plutons et les dômes présentent, du point de vue du développement de l'instabilité, de nombreuses analogies cinématiques et des vitesses d'amplification comparables, ils se distinguent par les valeurs moyennes de leurs diamètres, leur longueur d'onde, leur amplitude et par le délai d'apparition de l'instabilité après le début du chauffage (Tab. 14.1).

	DOMES	PLUTON
REGIME THERMIQUE	Lent	rapide
DELAI DE NAISSANCE APRES LE DEBUT DU CHAUFFAGE	5 à 20 MA	de l'ordre du MA
VITESSE D'AMPLIFICATION	comparable	
LONGUEUR D'ONDE (Ordre de grandeur)	décakilométrique	variable
DIAMETRE (Ordre de grandeur)	décakilométrique	kilométrique

Tab. 14.1 Comparaison des caractéristiques thermiques et mécaniques des dômes et plutons.

### 14.3 SIGNIFICATION ET CONSEQUENCES DES INSTABILITES GRAVITAIRES

Après cette revue, de l'origine et du développement des instabilités gravitaires, leur signification apparaît clairement. Etant donné leur rapidité d'évolution elles "fossilisent le passage d'un état thermique critique" dans l'évolution orogénique. Dans le cas des dômes

-mes gneissiques et de certains plutons cet état critique est différé par rapport à la cause première du régime thermique (surépaississement). Par contre, lorsque le régime thermique est induit par un diapir mantellique cet état critique est rapidement atteint, c'est le cas d'une grande partie des plutons.

Parmi les conséquences les plus importantes des instabilités gravitaires il faut retenir la possibilité d'une *interaction avec la déformation imposée au système crustal considéré*. Les instabilités gravitaires en naissant créent des discontinuités ou hétérogénéités rhéologiques latérales dans la croûte. Dans le cas d'instabilités associées à une fusion partielle, ces hétérogénéités s'assortissent de forts contrastes de viscosité et deviennent des sites de localisation préférentielle de la déformation, à laquelle est par ailleurs soumis le système (Cf. ex : des leucogranites armoricains, Ch. 13). C'est essentiellement le cas des instabilités à l'origine des plutons. Dans le cas des mantled gneiss domes, cas où les contrastes de viscosité sont faibles, (ex : Mantled gneiss domes de Finlande, ex : Ch. 12), la déformation régionale interfère avec l'instabilité gravitaire mais n'est pas localisée par celle-ci.

Donc suivant l'origine de l'instabilité, chauffage lent ou rapide, les contrastes de viscosité entre la source et la surcharge sont bas ou élevés, et l'instabilité peut s'additionner ou interagir avec la déformation régionale, perturber la structure régionale ou y faire naître des structures locales (ex : zones de cisaillement, Cf. Ch. 13).

#### 14.4 UTILISATION(S) DES INSTABILITES GRAVITAIRES DANS L'ANALYSE GEODYNAMIQUE

Les plutons ont été, de longue date, utilisés dans l'analyse tectonique à grande échelle. Ainsi, les géochronologistes s'en sont servi pour dater ou caler entre eux les événements tectoniques ; ainsi, les développements récents de la tectonique des plaques ont permis de rattacher les grands types de magmatisme à différents environnements tectoniques. Mais ces utilisations concernent plus généralement l'objet lui-même, sa place et l'époque de sa formation que ses caractères dynamiques. Pourtant, certains des caractères dynamiques spécifiques des instabilités gravitaires, examinés dans ce travail, peuvent être utilisés dans l'analyse géodynamique et y apporter des contraintes cinématiques et (ou) physiques.

##### 14.41 LES PLUTONS "MARQUEURS CINEMATIQUES" DE LA DEFORMATION DE LA CROUTE CONTINENTALE

L'analyse et la mise en évidence de l'interférence entre le gonflement des plutons et la déformation régionale développées dans la seconde partie de ce mémoire, montrent que *les plutons sont d'excellents marqueurs du régime de déformation de la croûte continentale*. L'étude des champs et des trajectoires de déformation permet d'évaluer les relations temporelles existant entre la déformation de la croûte et le gonflement des plutons (ex : granite de Flamanville, Ch. 5, Leucogranites sud armoricains, Ch. 7). Cette analyse étendue à l'échelle d'une région permet de connaître les variations géographiques de la déformation (gradients, composante de cisaillement ou de raccourcissement...) (ex : Leucogranites sud armoricains) et *lorsque la mise en place des plutons est espacée dans le temps* (ex : Sierra Morena, Ch. 6) elle permet éventuellement de démontrer la nature progressive de la déformation et de reconstituer son histoire.

Il est important de rappeler ici que certains des exemples de plutons présentés dans

ce travail (Flamanville - Sierra Morena) étaient traditionnellement considérés comme des cas typiques de plutons post-tectoniques. La démonstration de leur caractère syntectonique par une méthode simple, tant du point de vue des techniques de mesure que de celui des concepts, laisse augurer d'un large éventail d'applications pour l'étude des déformations crustales à grande échelle.

#### 14.42 CARACTERISATION THERMOTECTONIQUE DES SEGMENTS OROGENIQUES

Dans les orogènes par collision les dômes gneissiques sont situés dans les domaines crustaux surépaissis (Fig. 14.3). C'est la raison pour laquelle *les dômes apparaissent pratiquement toujours postérieurs à une tectonique tangentielle précoce*. Du point de vue de leur relation avec les structures chevauchantes majeures une zonation des différents types de dômes doit être prise en compte. Les dômes migmatitiques sont situés sous les zones de chevauchement, tandis que les mantled gneiss domes peu ou pas migmatisés sont également situés sous les zones de chevauchement mais en avant de ceux-ci (Fig. 14.3). La raison de cette zonation est principalement d'origine thermique. Après le chevauchement la relaxation thermique bien que lente conduit à des températures plus élevées dans la zone la plus épaisse.

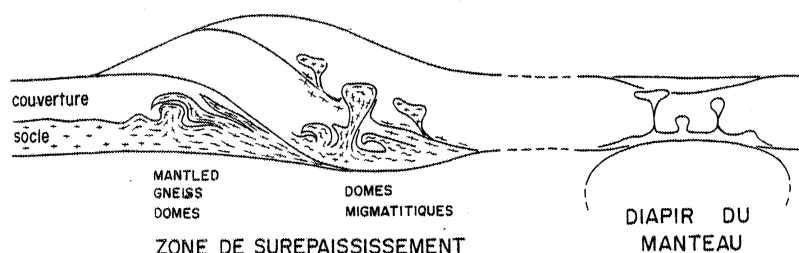


Fig. 14.3 Situation tectonique des principaux types de structures gravitaires. Les dômes se développent préférentiellement dans les zones surépaissies, avec ou sans fusion partielle. Dans les zones d'amincissement crustal au toit des diapirs mantelliques seuls les plutons se développent.

Le segment français de la chaîne hercynienne en est un exemple didactique : les dômes migmatitiques (Massif Armoricain - Limousin - Bouclier Arverne) sont situés au Nord, en contact direct avec les zones majeures de chevauchement vers le Sud, tandis que les mantled gneiss domes (Montagne Noire, Zone axiale des Pyrénées), bien qu'ils replissent des structures tangentielles précoces, sont situées plus au Sud. *L'extension géographique des zones de dômes gneissiques et migmatitiques permet ainsi d'apprécier l'ampleur du surépaissement.* L'étude de leur évolution diapirique menée en parallèle avec celle du métamorphisme devrait permettre, à l'avenir, d'évaluer le rôle relatif de l'érosion et des instabilités gravitaires pendant la fin des processus de collision. Enfin, et du fait de l'étroit contrôle thermique des instabilités gravitaires, *la répartition des dômes gneissiques et migmatitiques nous donne indirectement une image thermique et rhéologique des zones orogéniques surépaissies.*

La mise en place des plutons, phénomène extrêmement rapide à l'échelle orogénique (Cf. Ch. 9), est dépendante de l'état thermique et rhéologique de la croûte. L'analyse quantitative du gonflement des plutons dans leur site de mise en place, et de son éventuelle interférence avec la déformation synchrone de la croûte permet d'estimer au moins qualitativement l'état rhéologique de la croûte. La mise en évidence d'un contrôle externe du gonflement, comme par exemple par certaines unités lithologiques (Cf. Ch. 5, 6, 7) nous renseigne sur le



comportement rhéologique relatif et les discontinuités rhéologiques importantes d'un système crustal soumis à l'orogénèse. Cette utilisation, actuellement qualitative, des plutons comme "jauge rhéologique" de la croûte continentale, devrait rapidement passer au stade quantitatif étant donné les progrès constants de l'étude de la rhéologie des matériaux crustaux.

Dans ce sens, dômes et plutons, peuvent être utilisés non seulement comme de simples objets tectoniques marquant un état local de la déformation, mais également comme des traceurs de l'évolution rhéologique et thermique de la croûte continentale, données essentielles pour l'analyse et la modélisation géodynamique.



## CONCLUSION GENERALE

Les conclusions générales de ce travail sont de trois types : régionales, méthodologiques et phénoménologiques. Leurs proportions sont inégales en raison des objets étudiés et des moyens mis en oeuvre. On ne rappellera ici brièvement que les points les plus originaux, des conclusions partielles et leurs implications ayant été déjà présentées dans chacune des quatre parties de l'ouvrage.

### GEOLOGIE REGIONALE

Les objets étudiés appartenant à trois orogènes différents, il serait difficile et artificiel de tenter une conclusion générale de ce travail, sous l'aspect "géologie régionale". Malgré cela quelques points doivent être rappelés. S'agissant de plutons granitiques, dont les trois exemples, ou ensembles, étudiés appartiennent au cycle hercynien de l'Ouest de l'Europe, on retiendra :

(1) Que des plutons considérés jusqu'à présent comme post-tectoniques sont apparus, à travers l'analyse de la déformation, comme au moins en partie syntectoniques. Il serait probablement prématuré d'en conclure qu'il n'existe pas de granites post-tectoniques dans la chaîne hercynienne. Mais une analyse systématique de ce problème mérite d'être entreprise dont les implications géodynamiques sont évidentes :

- a) *en datant ces granites on ne date plus l'arrêt de la tectonique mais les déformations ou la fin des déformations elles-mêmes,*
- b) *en analysant la cinématique de leur mise en place on caractérise en même temps le régime de déformation (ou les régimes successifs) dans des volumes relativement importants de la croûte continentale (compression, cisaillement transcurrent ou tangentiel, etc...).*

(2) Que les *plutons granitiques sont*, au moins dans la chaîne hercynienne, d'excellents marqueurs de l'évolution crustale, thermique et tectonique, et qu'une analyse, à grande échelle, de l'environnement des plutons non seulement tardifs mais également précoces ou intermédiaires devrait permettre, en relation avec la géochronologie, d'obtenir un schéma de l'évolution thermique de telles zones orogéniques. Bien que cette idée soit déjà ancienne, la méthodologie structurale présentée ici, les progrès récents réalisés en géochronologie et le développement des modèles thermiques posent le problème sous un jour nouveau.

S'agissant des dômes gneissiques et migmatitiques la démonstration de leur évolution progressive en relation avec celle du métamorphisme montre que le développement de ces structures :

1. conduit à la formation de structures superposées qui n'ont pas la signification de "phases de déformation" distinctes à valeur régionale.

2. résulte d'une variation des conditions pression - température, au cours de l'orogène, généralement consécutive d'un surépaississement crustal. Les dômes gneissiques et migmatitiques marquent très souvent, de ce fait, mais avec un certain retard un processus de chevauchement majeur, voire même de collision. Il me semble donc plus prometteur pour les reconstitutions géodynamiques à venir de *considérer les dômes gneissiques autant comme des "marqueurs de l'évolution thermique" que comme des "structures purement tectoniques"* bien que les deux phénomènes soient indissociablement liés.

#### METHODOLOGIE

Bien que les méthodes utilisées ou développées dans ce travail ne soient pas toutes absolument indispensables, leur emploi simultané les valorise mutuellement. Par ailleurs, ces méthodes peuvent être appliquées à d'autres problèmes qu'à celui des instabilités gravitaires. Parmi les points essentiels, il y a :

1. L'utilisation de l'analyse de la déformation finie, et de la caractérisation des champs de déformation finie, comme moyen de comparaison (probablement le meilleur) avec les modèles réduits expérimentaux. Il est important de souligner qu'*une approche géométrique peut déboucher sur des conclusions physiques.*

2. L'utilisation de l'analyse de la déformation finie pour démontrer, sur le terrain, l'origine gravitaire des dômes, dont surtout la cartographie des trajectoires principales (schistosité et linéation), avec une mention particulière pour leurs singularités, a) les points triples, et b) leurs obliquités sur les contacts lithologiques. La simplicité technique de sa mise en oeuvre en fait une méthode particulièrement puissante, tant en ce qui concerne les structures simples que celles qui résultent d'interférences plus ou moins complexes de plusieurs instabilités.

3. L'importance de l'approche cinématique. Les modèles mathématiques simples et uniquement cinématiques, développés dans ce travail, permettent d'expliquer la déformation, observée sur le terrain, dans sa quasi-globalité, même si l'on y suspecte l'intervention d'effets mécaniques. Cette constatation particulière dans le cadre de ce travail doit être mis en parallèle avec un regain d'intérêt général pour l'analyse géométrique et cinématique du développement des structures crustales. Ceci est d'autant plus intéressant que les modèles cinématiques nécessitent des moyens de calcul moins puissants que les modèles mécaniques pour lesquels le recours à des méthodes numériques (méthodes des différences finies ou des éléments finis) est indispensable.

#### PHENOMENOLOGIE

Identifier les structures gravitaires, reconnaître leurs spécificités structurales, cinématiques et mécaniques, c'est-à-dire établir une phénoménologie des instabilités gravitaires ascendantes contribue à la compréhension des mécanismes d'évolution de la croûte continentale, c'est-à-dire à la géodynamique

1. La soudaineté et la rapidité d'évolution des instabilités gravitaires ascendantes sont particulièrement significatives, car elles traduisent le franchissement d'un stade critique,

thermique et donc rhéologique, au cours de l'évolution orogénique étant donné que le champ de gravité, qui est à l'origine de la force motrice, est quant à lui permanent.

2. *Les dimensions et l'extension géographique des structures gravitaires* nous renseignent sur la structure rhéologique de la croûte continentale, au moins en termes de contrastes, au moment de l'instabilité. Par combinaison avec l'analyse du développement d'autres types de structures pendant l'orogénèse on obtient indirectement un schéma thermique et rhéologique de l'évolution crustale, pour une zone orogénique donnée.

3. *L'étude des interactions mécaniques possibles, entre les instabilités gravitaires et d'autres processus de déformation* tels que les grands cisaillements crustaux, est essentielle pour la compréhension des associations structurales (nappes / dômes / zones de cisaillement) dans les zones orogéniques. Ainsi, on l'a vu dans un domaine soumis à un cisaillement ductile, le développement d'instabilités gravitaires, consécutif à une fusion partielle, provoque des discontinuités rhéologiques horizontales qui ont, entre autres, pour conséquence de localiser le cisaillement dans la zone ainsi amollie. De manière plus générale, l'étude des mécanismes d'amollissement (ici rhéologique mais qui peuvent être également géométriques, structuraux, thermiques,...) est essentielle pour la compréhension des interactions mécaniques, et des structures résultantes.



## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- ABRARD, R. 1923. - Description petrographique et geologique du Massif de Saint-Malo. *Bull. Soc. Geol. Miner. Bretagne*, 4 : 54-70.
- ALBAREDE, F. 1976. - Thermal models of post-tectonic decompression as exemplified by the Haut-Allier granulites (Massif Central, France). *Bull. Soc. Geol. Fr.*, XVIII, 4 : 1023-1032.
- ALEXANDER, L.E. 1969. - X ray diffraction methods in polymers science. *Wiley Interscience*, 582 p.
- ALTHAUS, E., KAROTHE, E., NITSCH, K.H. & WINKLER, H.G.F. 1970. - An experimental re-examination of the upper stability limit of muscovite plus quartz. *Neues Jb. Miner. Mb.*, 7 : 325-336.
- ANDERSON, D.L. 1981. - Rise of deep diapirs. *Geology*, 9 : 7-9.
- ANHAEUSSER, C.R. 1975. - Precambrian tectonic environments. *Ann. Rev. Earth Plan. Sci.*, 3 : 31-53.
- ANKETEL, J.M., CEGLA, J. & DZULINSKI, S. 1970. - On the deformational structures in systems with reversed density gradients. *Ann. Soc. Geol. Pol.*, XL : 3 - 30.
- ARMSTRONG, R.L. 1968. - Mantled gneiss domes in the Albion Range, Southern Idaho. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 79 : 1295-1314.
- ARZI, A.A. 1978. - Critical phenomena in the rheology of partially melted rocks. *Tectonophysics*, 44 : 173-184.
- AUDREN, C. & LEFORT, J.P. 1977. - Geologie du plateau continental sud-armoricain entre les fles de Glénan et de Noirmoutier. Implications géodynamiques. *Bull. Soc. Geol. Fr.*, 7, XIV, 2 : 394-404.
- AUDREN, C. & LE METOUR, 1976. - Mobilisation anatectique et déformation. Un exemple, les migmatites du Golfe du Morbihan (Bretagne méridionale). *Bull. Soc. Geol. Fr.*, XVIII : 1041-1049.
- BALK, R. 1937. - Structural behavior of igneous rocks. *Bull. Geol. Soc. Am.*, Mem. 5, 117 p.
- BARBIER, J. & LEYMARIE, P. 1972. - Disposition régulière de certaines minéralisations uranifères dans le granite de Mortagne (Vendée). *Bull. B.R.G.M.*, Sect. II, 1 : 11-18.
- BARD, J.P. 1965. - Introduction à la géologie de la chaîne hercynienne dans la Sierra Morena Occidentale (Espagne). Hypothèses sur les caractères de l'évolution géotectoniques de cette chaîne. *Rev. Geograph. Phys. Geol. Dyn.*, VII (4) : 323-337.
- BARD, J.P. 1969. - Le métamorphisme régional progressif des Sierras d'Aracena en Andalousie Occidentale (Espagne). Sa place dans le segment hercynien sud-ibérique. *Thèse, Montpellier*, 398 p.
- BARR, M.W.C. 1976. - Crustal shortening in the Zambesi belt. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A, 280 : 555-567.
- BARR, M.W.C. & COWARD, M.P. 1974. - A method for measurement of volume change. *Geol. Mag.*, 111 : 293-296.
- BARRIERE, M. 1976. - Le complexe de Ploumanac'h, Massif Armoricaïn. Essai sur la mise en place et l'évolution pétrologique d'une association plutonique sub alcaline tardi-orogénique. *Thèse, Brest*, 291 p.
- BARRIERE, M., CHAURIS, L. & LE BAIL, F. 1973. - Nodules de silicates d'alumine autour des granites en Bretagne Occidentale. *Bull. Soc. Fr. Min. Crist.*, 96 : 150-154.

- BARROIS, C. 1884. - Le granite de Rostronen, ses apophyses et ses contacts. *Ann. Soc. Geol. Nord.*, XII : 1-119.
- BARROIS, C. 1885. - Légende de la feuille de Chateaulin. *Ann. Soc. Geol. Nord.*, XIII : 49-71.
- BARROIS, C. 1890. - Légende de la feuille de Pontivy. *Ann. Soc. Geol. Nord.*, XVII : 90-103.
- BARROIS, C. 1891. - Légende de la feuille de Quimper. *Ann. Soc. Geol. Nord.*, XVIII : 187-200.
- BARROIS, C. 1893. - Légende de la feuille de Dinan. *Ann. Soc. Geol. Nord.*, 21 : 25-40.
- BARROIS, C. 1934. - Note sur les gisements destaurotide en Bretagne. *Ann. Soc. Geol. Nord.*, LIX : 29-65.
- BARTON, C.M. & ENGLAND, P.C. 197. - Shear breating at the Olympos (Greece). Thrust and the deformation of carbonates at geological strain rates. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 90 : 483-492.
- BEACH, A. 1976. - The inter-relations of fluid transport, deformation, geochemistry and heat flow in early proteozoic shear zones in the Lewisian complex. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A 280 : 569-604.
- BELLMAN, R. & PENNINGTON, R.H. 1954. - Effects of surface tension and viscosity on Taylor instability. *Quart. Appl. Math.*, 12, 151-162.
- BENARD, H. 1901. - Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide transportant de la chaleur par convection en régime permanent. *Ann. Chim. Phys.*, (M), 23 : 62-144.
- BERGER, A.R. & PITCHER, W.S. 1970. - Structures in granitic rocks : a commentary and a critique on granite tectonics. *Proc. Geol. Assoc. London*, 81 : 441-461.
- BERNER, H., RAMBERG, H. & STEPHANSON, O. 1972. - Diapirism in theory and experiment. *Tectonophysics*, 15 : 197-218.
- BERTHE, D. 1980. - Le cisaillement sud-armoricain dans la région de St-Jean-Brévelay (Morbihan). Analyse de la déformation cisailante. *Thèse, Rennes*, 150 p.
- BERTHE, D. & BRUN, J.P. 1980. - Evolution of folds during progressive shear in the South Armoricain Shear Zone, France. *Jour. Struct. Geol.*, 2 : 127-133.
- BERTHE, D., CHOUKROUNE, P. & JEGOUZO, P. 1979. - Orthogneiss, mylonite and non-coaxial deformation of granite : the example of the South Armoricain Shear Zone. *Jour. Struct. Geol.*, 1 : 31-42.
- BERTRAND, J.M., BLAIS, S. & CAPDEVILA, R. 1978. - Précisions sur l'évolution structurale de l'Archéen de Karelie (Finlande). *C.R. Acad. Sci. Paris*, 287 : 683-
- BICKLE, M.J., HAWKESWORTH, C.J., ENGLAND, P.C. & ATHEY, D.R. 1975. - A preliminary thermal model for regional metamorphism in the Eastern Alps. *Earth Plan. Sci. Letters*, 26 : 13-28.
- BIGOT, A. 1887. - Sur quelques points de la géologie de Cherbourg. *Mem. Soc. Sci. Nat. et Math. Cherbourg*, 25 : 257-268.
- BILBY, B.A., ESHELBY, J.D. & KUNDU, A.K. 1975. - The change of shape of a viscous ellipsoïdal region embedded in a slowly deforming matrix having a different viscosity. *Tectonophysics*, 28 : 265-274.
- BILLINGS, M.P. 1956. - The geology of New Hampshire. New Hampshire State Planning and Development Commission, 203 p.
- BIOT, M.A. 1966. - Three dimensional gravity instability derived from two-dimensional solutions. *Geophysics*, 31, 153-166.
- BIOT, M.A. & ODE, H. 1965. - Theory of gravity instability with variable overburden and compaction. *Geophysics*, 30 : 213-227.
- BLADIER, Y. & LAURENT, P. 1974. - Etude d'un décrochement profond synmétamorphique : le "couloir" blastomylonitique de Badajoz - Cordoue. *2ème Reun. Ann. Sci. Terre, Pont-à-Mousson (Nancy)*, 52.
- BOTT, M.H.P., HOLDER, A.P., LONG, R.E. & LUCAS, A.L. 1970. - Crustal structure beneath the granites of South West England. In : *Mechanism of Igneous Intrusions*, edit., Newall, G. and Rast, N., Gallery Press, Liverpool, 93-102.
- BOUCHEZ, J.L. 1977. - Le quartz et la cinématique des zones ductiles. *Thèse, Nantes*, 165 p.
- BOUCHEZ, J.L. & BLAISE, 1976. - Une structure hercynienne liée à un accident ductile : l'anticlinal de Lanvaux. Les Ponts-de-Cé aux environs d'Angers (Massif Armoricain). *Bull. Soc. Geol. Fr.*, 7, XVIII : 145-157.
- BOUDIER, F. & NICOLAS, A. 1976. - Interpretation nouvelle entre tectonique et métamorphisme dans l'Ile de Groix (Bretagne). *Bull. Soc. Geol. Fr.*, 7, XVIII : 135-144.



- BOUDON, J. 1976. - Application de la méthode des éléments finis à l'approche mécanique d'un phénomène tectonique : le poinçonnement. Cas d'une couverture sédimentaire déformée par un mouvement d'un compartiment de son socle. *Thèse, Grenoble*, 85 p.
- DE BREMAECKER, J.C. & BECKER, E.B. 1978. - Finite element models of folding. *Tectonophysics*, 50 : 349-367.
- BRONNER, G. 1980. - Diapiric structure in the archaean basement of the South-West Reguibat Shield (Mauritania) (Abstract). In : Coward, M.P., Diapirism and Gravity Tectonics : report of a Tectonic Studies group conference held at Leeds University, 25-26 mars 1980 *Jour. Struct. Geol.*, 3 : 91.
- BROWN, M. 1978. - The tectonic evolution of the precambrian rocks of the St Malo region, Armorican Massif, France. *Precamb. Res.*, 6 : 1-21.
- BROWN, M., BARBER, A.J. & ROACH, R.A. 1971. - Age of the Saint-Malo migmatite belt. *Nature Phys. Sci.*, 234 : 77-79.
- BROWN, M., FRIEND, C.R.L. & TOPLEY, C.G. 1979. - The petrochemistry of some migmatites from Presqu'île de Rhuys - Morbihan, and the tectonic implications. (Abstract). Tectonic Studies Group Meeting London. *Jour. Geol. Soc. London*, (in Press).
- BRUN, J.P. 1975. - Contribution à l'étude d'un dome gneissique : Le Massif de Saint-Malo. Analyse de la déformation. *Thèse, Rennes*, 97 p.
- BRUN, J.P. 1977a. - La zonation structurale des domes gneissiques. Un exemple : Le massif de Saint-Malo (Massif Armoricaïn, France). *Can. Jour. Earth Sci.*, 14 : 1697-1707.
- BRUN, J.P. 1977b. - Sur la signification, en termes de déformation finie, des directions "a" déterminées par l'étude des linéations déformées. *Geol. Rundsch.*, 67, 1, 306-313.
- BRUN, J.P. 1979. - Spacing of mantled gneiss domes in Eastern Finland. Tectonic. Stud. Group Meeting, Nottingham. *Jour. Struct. Geol.*, 1 : 96.
- BRUN, J.P. 1980. - The cluster-ridge pattern of mantled gneiss domes in Eastern Finlande : evidence for large-scale gravitationnal instability in the Proterozoic crust. *Earth. Plan. Sci. Let.*, 44 : 441-449.
- BRUN, J.P. & CHOUKROUNE, P. 1981. - Progressive deformation and crustal structures. *Terra Cognita, Spec. Iss., First Strasbourg Meet.*, p. 65.
- BRUN, J.P. & CHOUKROUNE, P. 1981. - Déformation progressive et structures crustales. *Rev. Géograph. Phys. Geol. Dyn.*, (sous presse).
- BRUN, J.P. & COBBOLD, P.R. 1980. - Strain creating in continental shear zones a review. *J. Struct. Geol.*, 2 : 149-158.
- BRUN, J.P., GAPAIS, D. & LE THEOFF, B. 1981. - The mantled gneiss domes of Kuopio (Finland) : interfering diapirs. *Tectonophysics*, 74 : 283-304.
- BRUN, J.P., GAPAIS, D., LE CORRE, C. & LE THEOFF, B. 1978. - Déformation finie et fabrique cristalline dans un exemple de tectonique diapirique profonde : les "Mantled gneiss domes" de Kuopio (Finlande). *Colloque International "Sciences de la Terre et Mesures"*, Jub. Sci. Prof. J. Goguel, *Mém. B. R. G. M.*, 91 : 197-206.
- BRUN, J.P., LE CORRE, C. & LE THEOFF, B. 1976. - Schistosité et diapirisme : un exemple, les "Mantled gneiss domes" de Kuopio (Finlande). *Bull. Geol. Soc. Fr.*, XVIII, 6 : 1443-1452.
- BRUN, J.P. & MARTIN, H. 1978. - Relations métamorphisme-déformation au cours de l'évolution d'un dôme migmatitique : Le Massif de Saint-Malo (France). *Bull. Geol. Soc. Fr.*, XX, 1 : 91-101.
- BRUN, J.P. & MARTIN, H. 1979. - The Saint-Malo migmatite belt : a late precambrian gneiss dome. A comment. *Precamb. Res.*, 8 : 137-143.
- BRUN, J.P. & PONS, J. 1979. - Existe-t-il des granites post-tectoniques dans la chaîne hercynienne ? *Réun. Ann. Sci. Terre, Lyon*, p. 89.
- BRUN, J.P. & PONS, J. 1981. - Patterns of interference between granite diapirism and regional deformation (abstract). In : Coward, M.P., Diapirism and gravity tectonics : Report of a Tectonic Studies group conference held at Leeds University, 25-26 mars 1980. *Jour. Struct. Geol.*, 3 : 93.
- BRUN, J.P. & PONS, J. 1981. - Strain patterns of pluton emplacement in a crust undergoing non coaxial deformation. *Jour. Struct. Geol.*, (sous presse).
- BRUN, J.P. & VIGNERESSE, J.L. 1981. - Interference and interactions between crustal shear and leucogranite diapirism in Southern Brittany. *Terra Cognita, Spec. Iss., First Strasbourg Meet.*, p. 93.
- BUDDINGTON, A.F. 1959. - Granite emplacement with special references to North America. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 70 : 647-671.

- BURG, J.P., IGLESIAS, M., LAURENT, Ph., MATTE, Ph. & RIBEIRO, A. 1980. - Variscan intracontinental deformation : The Coimbra-Cordoba shear zone (SW Iberian Peninsula). *Internat. Conf. "The effect of deformation on rocks"*, Göttingen. Abstracts, 51-54.
- BURG, J.P. & MATTE, P. 1978. - A cross section through the French Massif Central and the Scope of its variscan geodynamic evolution. *Z. dt. Geol. Ges.*, 129 : 429-460.
- CANN, J.R. 1970. - Upward movement of granite magma. *Geol. Mag.*, 107 : 335-340.
- CAPDEVILA, R., CORRETGE, G. & FLOOR, P. 1973. - Les granitoïdes varisque de la Meseta ibérique. *Bull. Soc. Geol. Fr.*, XV : 3-4.
- CHANDRASEKHAR, S. 1955. - The character of the equilibrium of an incompressible fluid sphere of variable density and viscosity subject to radial acceleration. *Quart. Mech. and appl. Math.*, 5 : 1-21.
- CHANDRASEKHAR, S. 1961. - Hydrodynamic and hydromagnetic stability. *Clarendon Press, Oxford*, 652 p.
- CHAPMAN, R.W. 1942. - Intrusive dome of the Clermont-Newport Area, New Hampshire. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 53 : 889-916.
- CLARK, S.P. 1966. - Handbook of Physical constants. *Geol. Soc. Am. Mem.*, 97, 587 p.
- CLIFFORD, P.M. 1972. - Behavior of an Archean granitic batholith. *Can. Jour. Earth Sci.*, 9 : 71-77.
- CLOOS, H. 1925. - Einführung in die tektonische Behandlung magmatischer Erscheinungen (Granittektonik). *Borntraeger, Berlin*, 194 p.
- COBBOLD, P.R. 1976. - Fold shapes as functions of progressive strain. *Phil. Trans. R. Soc. London*, A 283 : 129-138.
- COBBOLD, P.R. 1979. - Origin of periodicity : saturation or propagation ? Abstract in Conf. Rep., *Jour. Struct. Geol.*, 1 : 96.
- COBBOLD, P.R. 1979. - Removal of finite deformation using strain trajectories. *Jour. Struct. Geol.*, 1 : 67-72.
- COBBOLD, P.R. & BRUN, J.P. 1977. - Strain heating and the development of crustal structures. *Tectonic Stud. Group Meeting, Leeds*, Abstract.
- COBBOLD, P.R. & GAPAIS, D. 1979. - Specification of fabric shapes using an eigen value method: Discussion. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 1, 90 : 310-312.
- COBBOLD, P.R. & QUINQUIS, H. 1980. - Development of sheath folds in shear regimes. *Jour. Struct. Geol.*, 2 : 119-126.
- COGNE, J. 1951. - Remarques sur les schistes cristallins du cours inférieur de la Rance (Ille et Vilaine). *Bull. Geol. Soc. Fr.*, 6 : 139-146.
- COGNE, J. 1960. - Schistes cristallins et granites en Bretagne méridionale : le domaine de l'anticlinal de Cornouaille. *Mém. Serv. Carte Geol. Fr.*, 382 p.
- COGNE, J. 1965. - Le Pentévrien et le Briovérien de la Baie de Saint-Brieuc. *Sess. Extra. Soc. Geol. Belge Geol. Pal. Hydr. et Soc. Geol. Belgique*, Sept. 1964, 222-233.
- COGNE, J. 1967. - Les grands cisaillements hercyniens dans le Massif Armoricain et les phénomènes de granitisation. *"Etages tectoniques"*, Université Neuchâtel, 179-192.
- COGNE, J. 1977. - La chaîne hercynienne ouest européenne correspond-t-elle à un orogène par collision, propositions pour une interprétation géodynamique globale? In : *Ecologie et Géologie de l'Himalaya. Coll. Int. C. N. R. S.*, 268 : 111-129.
- COOPER, M.A. & BRADSHAW, R. 1980. - The significance of basement gneiss domes in the tectonic evolution of the Salta region, Norway. *Jour. Geol. Soc. London*, 137 : 231-240.
- COWARD, M.P. 1976. - Archean deformation patterns in Southern Africa. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A 283 : 313-331.
- COWARD, M.P. 1981. - Pan African gneiss dome : diapirs and sheath folds (abstract). In : Coward, M.P., Diapirism and gravity tectonics : report of a tectonic studies group. Conference held at Leeds University, 25-26 mars 1980. *Jour. Struct. Geol.*, 3 : 91.
- CRAMBERT, S. 1981. - Déformation totale dans les schistes rouges cambro-tremadociens de Bretagne Centrale, France. *Terra Cognita, Spec. Iss., First Strasbourg Meet.*, 199.
- DANES, Z.F. 1964. - Mathematical foundation of salt-dome dynamics. *Geophysics*, 29 : 414.
- DAVIDSON Jr, D.M. 1980. - Emplacement and deformation of the Archean Saganaga Batholith, Vermilion district, Northeastern Minnesota. In : Schwerdtner, W.M., HUDLESTON, P.J. & Dixon, J.M. (Editors), Analytical studies in structural geology. *Tectonophysics*, 66 : 179-195.
- DAVIS, G.A. & CONEY, P.J. 1979. - Geologic development of the Cordilleran metamorphic core complexes. *Geology*, 7 : 120-124.

- DIDIER, J. 1973. - Granites and their enclaves : The bearing of enclaves on the origin of granites. *Elsevier, Amsterdam*, 393 p.
- DIETERICH, J.H. 1969. - Origin of cleavage in folded rocks. *Am. Jour. Sci.*, 267 : 155-165.
- DILLAMORE, J.L., ROBERTS, J.G. & BUSH, A.C. 1979. - Occurrence of shear bands in heavily rolled cubic metals. *Metal Science*, 13 : 73-77.
- DIXON, J.M. 1974. - A new method of determining finite strain in models of geological structures. *Tectonophysics*, 24(1/2) 99-114.
- DIXON, J.M. 1975. - Finite strain and progressive deformation in models of diapiric structures. *Tectonophysics*, 28 : 89-124.
- DOSSO, L., VIDAL, Ph., CANTAGREL, J.M., LAMEYRE, J., MAROT, A. & ZIMINE, S. 1979. - "Kerguelen: Continental fragment on oceanic island ?" : Petrology and isotopic geochemistry evidence. *Earth Plan. Sci. Lett.*, 43 : 46-60.
- DRURY, S.A. 1977. - Structures induced by granite diapirs in the archaean greenstone belt at Yellowknife, Canada : Implication for archaean geotectonics. *Jour. Geol.*, 85 : 345-358.
- DUBEY, A.K. & COBBOLD, P.R. 1977. - Noncylindrical flexural slip folds in theory and experiment. *Tectonophysics*, 38 : 223-239.
- DUNNET, D. 1969. - A technique of finite strain analysis using elliptical particles. *Tectonophysics*, 117-136.
- DUNNET, D. & SIDDANS, A.W.B. 1971. - Non-random sedimentary fabrics and their modification by strain. *Tectonophysics*, 12 : 107-325.
- DUNOYER de SEGONZAC, G. 1969. - Les minéraux argileux dans la diagénèse, passage au métamorphisme. *Mém. Serv. Carte Geol. Als. Lorr.*, 29 : 320 p.
- DUPONT, R., LINARES, E & PONS, J. 1980. - Premières datations radiométriques par la méthode Potassium-Argon des granitoïdes de la Sierra Morena Occidentale (Province de Badajoz, Espagne) : Conséquences géologiques et métallogéniques. *Boletín Geol. Miner. Espana*, (in press).
- DURNEY, D.P. & RAMSAY, J.G. 1978. - Incremental strains measured by syntectonic crystal growth. In : "Gravity and Tectonics", De Jong, K.A. & Scholten, R. (Editors). *Intersciences John Wiley & S. N.Y.*, 67-96.
- EINSTEIN, A. 1911. - Berichtigung zu meiner arbeit : eine neue bestimmung der molekuldimensionen. *Ann. Phys.*, 34 : 591-592.
- EINSTEIN, A. 1906. - Eine neue bestimmung der molekuldimensionen. *Ann. Phys.*, 19 : 289-306.
- ELDER, J.W. 1968. - The unstable thermal interface. *Jour. Fluid. Mech.*, 32 : 69-96.
- ELDER, J.W. 1970. - Quantitative laboratory studies of dynamical models of igneous intrusions. *Geol. Jour. Spec. Issue N° 2 "Mechanism of Igneous Intrusion"*, 5 : 245-260.
- ELDER, J.W. 1976. - The bowels of the earth. *University Press, Oxford*, 222 p.
- ELDER, J.W. 1977. - Thermal convection. *Jour. Geol. Soc. London*, 133 : 293-309.
- ELLIOT, D. 1965. - The quantitative mapping of directional minor structures. *Jour. Geol.*, 73 : 865-880.
- ENGLAND, P.C. & RICHARDSON, S.W. 1977. - The influence of erosion upon the mineral facies of rocks from different metamorphic environment. *Jour. Geol. Soc. London*, 134 : 201-213.
- ESKOLA, P.E. 1949. - The problem of mantled gneiss domes. *Quart. Jour. Geol. Soc. London*, 104 : 461-476.
- EZ, V.V. 1976. - The role of intercrustal convection in the formation of the structure of the continental crust. *Tectonophysics*, 35 : 161-167.
- FLETCHER, R.C. 1972. - Application of a mathematical model to the emplacement of mantled gneiss domes. *Am. Jour. Sci.*, 272(3) : 197-216.
- FLEITOUT, L. & FROIDEVAUX, C. 1980. - Thermal and mechanical evolution of shear zones. *Jour. Struct. Geol.*, 2 : 159-164.
- FLINN, D. 1962. - On folding during three dimensionnal progressive deformation. *Quart. Jour. Geol. Soc. London*, 118 : 385-433.
- FLOOD, C.H & VERNON, R.H. 1978. - The Cooma granodiorite, Australia : An example of in situ crustal anatexis ? *Geology*, 6 : 81-84.
- FONTAILLES, M. 1965. - Sur la profondeur de formation des veines à disthène géodique de la région de Baud (Morbihan) et sur la signification des veines à disthène en général. *Bull. Soc. Fr. Miner. Crist.*, LXXXVIII, 281-289.

- FONTEILLES, M. & GUITARD, G. 1968. - L'effet de socle dans les terrains métamorphiques autour noyaux précambriens. *XXIII Int. Geol. Cong.*, 4 : 9-25.
- FONTEILLES, M. & GUITARD, G. 1968. - L'effet socle dans le métamorphisme. *Bull. Soc. Fr. Min. Crist.*, 91 : 185-206.
- FOURMARIER, P., PAREYN, C. & DORE, F. 1962. - Observations complémentaires au sujet de l'influence du granite sur les déformations mineures des roches dans le Massif Armoricain. *Mém. Acad. Roy. Belgique*, XXXIII, 4 : 66 p.
- FOURNIER, H., BENDERITTER, Y. & FEBRER, J. 1975. - Sondages magnetotelluriques sur le massif granitique de Mortagne sur Sèvre. *C.R. Acad. Sci.*, 280 B : 141-143.
- FREUND, R. 1974. - Kinematics of transform and transcurrent faults. *Tectonophysics*, 21 : 93-134.
- FYFE, W.S. 1971. - Some thoughts on granitic magmas. In : Newall, G. & Rast, N. (editors), Mechanism of Igneous Intusion. *Gallery Press, Liverpool*, 201-206.
- FYFE, W.S. 1973. - The generation of batholiths. *Tectonophysics*, 17 : 273-283.
- GAAL, G., KOISTINEN, T. & MATTILA, E. 1975. - Tectonics and stratigraphy of the vicinity of Outokumpu, North Karelia, Finland. *Bull. Geol. Srv. Fin.*, 271 : 1-67.
- GAAL, G., MIKKOLA, A. & SÖDERHOLM, B. 1978. - Evolution of the Archean Crust in Finland. *Precamb. Res.*, 6 : 199-215.
- GAAL, G. & RAUHAMAKI, E. 1971. - Petrological and structural analysis of the Haukivesi area between Varkaus et Savonlinna, Finland. *Bull. Geol. Soc. Fin.*, 43 : 265-337.
- GANGULY, J. 1972. - Staurolite stability and related parageneses : theory, experiment and applications. *Jour. Petrol.*, 13 : 335-365.
- GAPAIS, D. 1979. - Orientations préférentielles de réseau et déformations naturelles. Application aux quartzites (segment hercynien de Bretagne Centrale) et aux amphibolites (couverture des domes gneissiques de Kuopio, Finlande). *Thèse, Rennes*, 261 p.
- GAPAIS, D. & BRUN, J.P. 1981. - A comparison of mineral shape fabrics and cumulative strain in amphibolites from Eastern Finland. *Can. Jour. Earth Sci.*, (sous presse).
- GAPAIS, D. & LE CORRE, C. 1980. - Is the Hercynian belt of Brittany a major shear zone ? *Nature*, 288 : 574-576.
- GHOSH, S.K. & RAMBERG, H. 1968. - Buckling experiments on intersecting fold patterns. *Tectonophysics*, 5(2) : 89-105.
- GOETZE, C. 1971. - High temperature rheology of Westerly granite. *Jour. Geophys. Res.*, 76(5) : 1223-1230.
- GOGUEL, J. 1948. - Introduction à l'étude mécanique des déformations de l'écorce terrestre. *Mém. de la Carte Géol. de France, 2nd Ed., Paris*. 529 p.
- GOGUEL, J. 1950. - Mesures gravimétriques en Bretagne; interprétation géologique. *Pub. B.R.G.*, 8 : 30-37.
- GOGUEL, J. 1967. - Préface. Contribution de la carte gravimétrique à la géologie du Massif Armoricain. *Mém. B. R. G. M.*, 52 : 4-6.
- GORMAN, B.E., PEARCE, T.H. & BIRKETT, T.C. 1978. - On the structure of archaean greenstone belts. *Precamb. Res.*, 6 : 23-41.
- GRAHAM, C.M. & ENGLAND, P.C. 1976. - Thermal regimes and regional metamorphism in the vicinity of overthrust faults : an example of shear heating and inverted metamorphic zonation from Southern California. *Earth Plan. Sci. Lett.*, 31 : 142-152.
- GRAINDOR, M.J. 1961. - Géologie du Nord-Ouest du Cotentin. *Bull. Serv. Carte Geol. Fr.*, 262 : 75 p.
- GRAINDOR, M.J. & WASSERBURG, G.J. 1962. - Détermination d'âges absolus dans le Nord du Massif armoricain. *C.R. Acad. Sci., Paris*, 254 : 3875-3877.
- GROUT, F.F. 1945. - Scale models of structures related to batholiths. *Am. Jour. Sci.*, 243 A : 260-
- GUITARD, G. 1970. - Le métamorphisme hercynien mésozonal et les gneiss ocellés du massif du Canigou (Pyrénées Orientales). *Mém. B. R. G. M.*, N° 63, 316 p.
- GZOVSKY, M.V., GRIGORYEV, A.S., GUSHCHENKO, O.I., MIKHAILOVA, A.V., NIKONOV, A.A. & OSOKINA, D.N. 1973. - Problems of the tectonophysical characteristics of stresses, deformations, fractures and deformation mechanisms of the earth's crust. *Tectonophysics*, 18 : 167-205.
- HALLER, J. 1956. - Der Zentrale metamorphe Komplex von NE Grönland. *Medd. an Grönland*, 73.
- HALLER, J. 1961. - Structural control of regional metamorphism in the East Greenland Caledonides. *Geol. Soc. Lond. Circ.*, 95.

- HAMILTON, W. & MYERS, W.B. 1967. - The nature of batholiths. *U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, 554 C, 30 p.
- HANMER, S.K., LE CORRE, C. & BERTHE, D. 1981. - The rôle of Hercynian granites in the deformation and metamorphism of Brioverian and paleozoic rocks of Central Brittany. *Jour. Geol. Soc. London.* (sous presse).
- HANMER, S.K. & VIGNERESSE, J.L. 1980. - Le mécanisme de la mise en place de diapirs syntectoniques dans la chaîne hercynienne. Exemple des massifs leucogranitiques de Locronan et de Pontivy (Bretagne Centrale). *Bull. Soc. Geol. Fr.*, XXII, 2 : 193-202.
- HANSEN, E. 1971. - Strain facies. *Springer-Verlag, Berlin*, 207 p.
- HEARD, H.C. 1976. - Comparison of the flow properties of rocks at crustal conditions. *Phil. Trans. R. Soc.*, A 283 : 173-816.
- HEPBURN, J.C. 1975. - Tectonic studies of the Berkshire massif Western Massachusetts, Connecticut and Vermont. Part C, tectonic and metamorphic chronology of the Devonian and Silurian rocks in the Guilford dome area, South-Eastern Vermont. *U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, 888 : 33-49.
- HIRSCHBERG, A. & WINCKLER, H.G.F. 1967. - Stabilitätsbeziehungen zwischen Chlorit, Cordierit, und Almandin bei der metamorphose. *Contrib. Miner. Petrol.*, 18 : 17-42.
- HODGE, D.S. 1974. - Thermal model for origin of granitic batholiths. *Nature*, 251 : 297-299.
- HOLDAWAY, M.J. & LEE, S.M. 1977. - Fe-Mg cordierite stability in high-grade pelitic rocks based on experimental theoretical and natural observations. *Contrib. Mineral. Petrol.*, 63 : 175-198.
- HOLDER, M.T. 1979. - An emplacement mechanism for post-tectonic granites and its implications for their geochemical features. In : "Origin of granite batholiths - geochemical evidence" Atherton, M.P. & Tarney, J. (editors). *Shiva publishing limited, Orpington, U.K.*, 116-128.
- HOLDER, M. 1980. - Some aspects of intrusion by ballooning : the Ardara pluton (abstract). In: Coward, M.P., Diapirism and gravity tectonics : Report of a Tectonic Studies Group Conference held at Leeds University, 25-26 mars 1980. *Jour. Struct. Geol.*, 3 : 93.
- HOPSON, C.A. 1964. - The crystalline rocks of Howard and Montgomery Counties. In : "The geology of Howard and Montgomery Counties". *Maryland Geol. Surv.*, 27-215.
- HOWARD, L.N. 1964. - Convection at high Rayleigh number. Proc. Eleventh Int. Congress Applied Mechanics, München (Ed. Görtler, H.), 1109-15
- HOSSACK, J.R. 1978. - The correction of stratigraphic sections for tectonic finite strain in the Bygdin area, Norway. *Jour. Geol. Soc. London*, 135 : 229-241.
- HUDLESTON, P.J. 1976. - Early deformational history of Archean rocks in the Vermilion district, Northeastern Minnesota. *Can. Jour. Earth Sci.*, 13 : 579-592.
- HUMA, A. 1976. - New aspects to the geology of the Outokumpu region. *Bull. Geol. Soc. Fin.*, 48 : 5-24.
- HUTCHINSON, R.M. 1960. - Petrotectonics and petrochemistry of late precambrian batholiths of Central Texas and the north end of the Pikes Peaks batholith, Colorado. *21 St. Int. Geol. Congr. Norden*, 14 : 95-107.
- HUTCHISON, W.W. 1970. - Metamorphic framework and plutonic sbyles in the Prince Rupert region of the Central Coast Mountains, British Columbia. *Can Jour. Earth Sci.*, 7 : 376-405.
- HYNDMAN, D.W. 1968. - Mid-Mesozoic multiphase folding along the border of the Shuswap Metamorphic Complex. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 79 : 575-588.
- IGLESIAS, M. & CHOUKROUNE, P. 1980. - Shear zones in the Iberian arc. *Jour. Struct. Geol.*, 2 : 63-68.
- JAEGER, J.C. 1964. - Thermal effects of intrusions. *Rev. Geophys.*, 2 : 443-466.
- JAEGER, J.C. 1968. - Cooling and solidification of igneous rocks. In : "The poldervaart treatise on rocks of basaltic composition", Hess, H.H. & Poldervaart, A. (editors), 2 : 503-536.
- JAEGER, J.C. & COOK, N.G.W. 1969. - Fundamentals et Rock Mechanics. *Mettuen*, 513 pp.
- JEANNETTE, D. 1971. - Analyse tectonique de formations précambriennes. Etude du NE de la Bretagne. *Thèse, Strasbourg, et Sci. Geol. Mem.*, 36, 1972, 174 p.
- JEGOUZO, P. 1980. - The South Armorican Shear Zone. *Jour. Struct. Geol.*, 2 : 39-47.
- JEREMINE, E. 1931. - Quelques nouvelles données chimiques et minéralogiques sur le granite et les roches métamorphiques de Flamanville. *Bull. Soc. Fr. Min.*, 54 : 25-46.
- JONIN, M. & VIDAL, P. 1975. - Etude géochronologique des granitoïdes de la Mancellia. *Can. Jour. Earth Sci.*, 12 : 920-927.

- KRANCK, E.H. 1954. - Deep structures and metamorphism. *Trans. New-York Acad. Sci.*, Sér. II, 16, 234-244.
- KRANCK, E.H. 1957. - On folding movements in the zone of the basement. *Geol. Rundschau*, 47 : 261-282.
- KUPFER, D.H. 1963. - Structures of salt in Gulf Coast domes. *First Symposium on Salt, Northern Ohio Geological Society*, 104-123.
- LANPHERE, M.A., WASSERBURG, G.J.F., ALBEE, A.L. & TILTON, G.R. 1964. - Redistribution of strontium and rubidium isotopes during metamorphism, World Beater Complex, Panamint Range, California. In *"Isotopic and cosmic chemistry"*, Craig, H., Miller, S.L. & Wasserburg, G.J. (editors). *North Holland Publ. Co, Amsterdam*, 269-320.
- LASNIER, B. 1977. - Persistance d'une série granulitique au coeur du Massif Central Français (Haut-Allier). Les termes basiques, ultrabasiques et carbonatés. *Thèse, Nantes*, 351 p.
- LE CORRE, Cl. 1975. - Analyse comparée de la cristallinité des micas dans le Briovérien et le Paléozoïque centre-armoricain : zonéographie et structure d'un domaine épizonal. *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 17 : 547-553.
- LE CORRE, Cl. 1978. - Approche quantitative des processus synschisteux. L'exemple du segment hercynien de Bretagne Centrale. *Thèse, Rennes*, 381 p.
- LE CORRE, Cl. 1979. - L'évolution typologique et texturale des roches argilo-silteuses au cours de la schistogenèse. Notion de trajectoire de fabrique. *Bull. Minéral.*, 102 : 273-281.
- LE CORRE, Cl. & LE THEOFF, B. 1976. - Zonéographie de la déformation finie, de la fabrique et du métamorphisme dans un segment de la chaîne hercynienne armoricaine. *Bull. Soc. Géol. Fr.*, (7), 18 : 1435-1442.
- LEDRU, P. 1977. - Influence de la mise en place du granite de Flamanville sur le développement de la schistosité dans le Synclinal de Siouville. *D.E.A., Rennes*, 19 p.
- LEDRU, P. et BRUN, J.P. 1977. - Utilisation des fronts et des trajectoires de schistosité dans l'étude des relations entre tectonique et intrusion granitique : exemple du granite de Flamanville (Manche). *C.R. Acad. Sci.*, 258 : 1199-1202.
- LEFORT, J.P. 1979. - Iberian-Armorican arc and Hercynian orogeny in Western Europe. *Geology*, 7 : 384-388.
- LEFORT, P. 1975. - Himalayas : the collided range. Present knowledge of the continental arc. *Am. Jour. Sci.*, 275 A : 1-48.
- LE METOUR, J. 1976. - Contribution à l'étude géochimique et structurale du diapir migmatitique Hennebont-Vannes (Bretagne méridionale). *Thèse, Rennes*, 80 p.
- LE THEOFF, B. 1977. - Marqueurs ellipsoïdaux et déformation finie. Application aux synclinaux de Bretagne centrale et aux "Mantled Gneiss Domes" de Kuopio (Finlande). *Thèse, Rennes*, 96 p.
- LEWIS, D.J. 1950. - Instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes, II. *Proc. R. Soc. Lond.*, Ser. A, 202 : 91-96.
- LEYMARIE, P. 1968. - Une méthode permettant de mettre en évidence le caractère ordonné de la distribution de certains gîtes minéraux. *Mineral. Deposita*, 3 : 334-343.
- LEYRELOUP, A. 1973. Le socle profond en Velay d'après les enclaves remontées par les volcans néogènes. Son métamorphisme et sa lithologie : granites et séries charnockitiques. *Thèse, Nantes*, 356 p.
- LONGMAN, C.D. & COWARD, M.P. 1979. - Deformation around the Beinn and Dubhaich granite, Skye. *Scott. Jour. Geol.*, 15 : 301-311.
- LOPEZ-MUNOZ, M. 1980. - La bordure méridionale de l'axe Lanvaux-Les Ponts de Cé. Etude géologique de la région de Chateaubriant. *D.E.A., Rennes*, 40 p.
- LYONS, J.P. 1955. - Geology of the Hanover quadrangle, New Hampshire Vermont. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 66 : 105-145.
- MC CLAY, K.R. 1976. - The rheology of plasticine. *Tectonophysics*, 33 : T7-T15.
- MC CLAY, K.R. 1977. - Pressure solution and cobble creep in rocks and minerals : a review. *Jour. Geol. Soc. Lond.*, 134 : 57-70.
- MAC COLL, R.C. 1964. - Geological and structural studies on the batholithic rocks of South California. Part. 1. Structural Geology of Rattlesnake mountain pluton. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 75 : 805-822.
- MAC GREGOR, A.M. 1951. - Some milestones in the Precambrian of Southern Africa. *Proc. Geol. Soc. S. Afr.*, 54 : 27-71.
- MANZ, R. & WICKHAM, J. 1978. - Experimental analysis of folding in simple shear. *Tectonophysics*, 44 : 79-90.

- MARCHAND, J. 1974. - Persistance d'une série granulitique au sein du Massif Central (Haut-Allier) : les termes acides. *Thèse, Nantes*, 207 p.
- MARESCHAL, J.C. & WEST, G.F. 1980. - A model for Archean tectonism. Part. 2. Numerical models of vertical tectonism in greenstone belts. *Can. Jour. Earth Sci.*, 17 : 60-71.
- MAROT, A. & ZIMINE, S. 1976. - Les complexes annulaires de syenites et granites alcalins dans la Péninsule Rallier-du-Baty - Iles Kerguelen (T.A.A.F.). *Thèse, Paris*.
- MARRE, J. 1973. - Le complexe éruptif du Querigut, pétrologie, structurologie, cinématique de mise en place. *Thèse, Toulouse*.
- MARSH, B.D. 1976. - Mechanics of Benioff Zone Magmatism. *Am. Geophys. Un., Geophys. Monogr.*, 19 : 337-350.
- MARSH, B.D. 1978. - On the cooling of ascending andesitic magma. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, A 288 : 611-625.
- MARSH, B.D. 1979. - Island arc development : some observations, experiments, and speculations. *Jour. Geol.*, 87 : 687-713.
- MARSH, B.D. & KANTHA, L.H. 1979. - On the heat and mass transfer from an ascending magma. *Earth Plan. Sci. Lett.*, 39 : 435-443.
- MARTIN, H. 1977. - Contribution à l'étude de l'anatexie : le Massif de St Malo (Massif Armoricaïn). Mobilisation des éléments durant la fusion. Proposition d'un modèle. *Thèse, Rennes*, 95 p.
- MARTIN, H. 1980. - Comportement de quelques éléments en traces au cours de l'anatexie, exemple du Massif de St Malo (Bretagne, France). *Can. Jour. Earth Sci.*, 17 : 927-941.
- MARTIN, N.R. 1952. - The structure of the granite massif of Flamanville, Manche, North-West France. *Quart. Jour. Geol. Soc. Lond.*, 108 : 311-341.
- MERRIL, R.B., ROBERTSON, J.K. & WYLLIE, P.S. 1970. - Melting reactions in the system  $\text{Na Al Si}_3 \text{O}_8 - \text{K Al Si}_3 \text{O}_8 - \text{Si O}_2 - \text{H}_2\text{O}$  to 20 kilobars compared with results for other feldspar-quartz- $\text{H}_2\text{O}$  and rocks- $\text{H}_2\text{O}$  systems. *Jour. Geol.*, 78 : 558-569.
- MICHEL-LEVY, A. 1894. - Contribution à l'étude du granite de Flamanville. *Bull. Serv. Carte Géol. Fr.*, 5 (36) : 317-332.
- MIGAUX, L., ASTIER, J.L. & REVOL, P. 1960. - Un essai de détermination expérimentale de la résistivité électrique des couches profondes de l'écorce terrestre. *Ann. Geophys.*, 16 : 555-560.
- MORGAN, J. 1980. - Deformation due to the distension of cylindrical igneous contacts : a kinematic model. In *"Analytical studies in structural geology"*. Schwerdtner, W.M., Hudleston, P.J. & Dixon, J.M. (editors). *Tectonophysics*, 66 : 167-178.
- MUKHOPADHYAY, D. & SENGUPTA, S. 1979. - "Eyed folds" in Precambrian marbles from Southeastern Rajasthan, India. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 90 : 397-404.
- NAYLOR, R.S. 1968. - Origin and regional relationship of the Core-Rocks of the Oliverian Domains. In *"Studies of Appalachian Geology"*. Zen et al (editors), 231-240.
- NICHOLSON, R. 1963. - Eyed folds and interference patterns in Sokumfjell marble group, Northern Norway. *Geol. Mag.*, 100 : 59-68.
- NICHOLSON, R. 1965. - The structure and metamorphism of the mantling Karagwe-Ankolean sediments of the Ntungance gneiss dome and their time-relation to the development of the dome. *Quart. Jour. Geol. Soc. Lond.*, 121 : 143-162.
- NICOLAS, A. & POIRIER, J.P. 1976. - Crystalline plasticity and solid state flow in metamorphic rocks. Wiley-Interscience, Londres, 444 p.
- NORTON, S.A. 1975. - Chronology of paleozoic tectonic and thermal metamorphic events in Ordovician, Cambrian and Precambrian rocks at the North end of the Berkshire massif, Massachusetts. *Geol. Surv. Prof. Pap.*, 888 : 21-31.
- ODE, H. 1957. - Mechanical analysis of the dike pattern of the Spanish Peaks Area, Colorado. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 68 : 567-576.
- OUALI, J. 1980. - Etude de la déformation cassante dans les synclinaux du Sud de Rennes. *D.E.A., Rennes*, 9 p.
- OXBURG, E.R. & TURCOTTE, D.L. 1971. - Origin of paired metamorphic belts and crustal dilation in island arc regions. *Jour. Geophys. Res.*, 76 (5) : 1315-1327.
- OXBURG, E.R. & TURCOTTE, D.L. 1974. - Thermal gradients and regional metamorphism in overthrust terrains with special reference to the Eastern Alps. *Schweiz. Min. Pet. Mitt.*, 54 : 641-662.
- PANISO, L. 1980. Programa para el calculo de la viscosidad de un granito. *Tecniterrae*, 32 : 16-19.

- PEARSON, D.E. & LEWRY, J.F. 1974. - Large-scale interference structures in the Mudjatik River Area of Northern Saskatchewan. *Can. Jour. Earth Sci.*, 11 : 619-634.
- PERCEVAULT, M.N. 1981. - Une méthode de dé-déformation en trois dimensions. *Terra cognita Spec. Iss., First Meet. Strasb.*, p. 62.
- PERCEVAULT, M.N. & COBBOLD, P.R. 1981. - Removal of regional ductile strains in Central Brittany : evidence for wrench tectonics. *Tectonophysics*, sous presse.
- PEUCAT, J.J., CHARLOT, R., MIFDAL, A., CHANTRAINE, J. & AUTRAN, A. 1979. - Définition géochronologique de la phase bretonne en Bretagne Centrale. Etude Rb/Sr de granites du domaine centre-armoricain. *Bull. B.R.G.M., Sect. 1, 4* : 349-356.
- PEUCAT, J.J. & COGNÉ, J. 1977. - Geochronology of blueschists from Ile de Groix, France. *Nature*, 268 : 131-132.
- PEUCAT, J.J., LE METOUR, J. & AUDREN, C. 1978. - Arguments géochronologiques en faveur de l'existence d'une double ceinture métamorphique d'âge siluro-dévonien en Bretagne Méridionale. *Bull. Soc. Géol. Fr.*, XX : 163-167.
- PITCHER, W.S. 1978. - The anatomy of a batholith. *Jour. Geol. Soc. Lond.*, 135 : 157-183.
- PITCHER, W.S. 1979. - The nature, ascent and emplacement of granitic magmas. *Jour. Geol. Soc. Lond.*, 136 : 627-662.
- PITCHER, W.S. & BERGER, A.R. 1972. - The geology of Donegal : a study of granite emplacement and unroofing. Wiley-Interscience, Londres, 435 p.
- PLATT, J.P. 1980. - Archean greenstone belts : a structural test of tectonic hypotheses. *Tectonophysics*, 65 : 127-150.
- POIRIER, J.P. 1976. - Plasticité à haute température des solides cristallins. Eyrolles, Paris, 320 p.
- POIRIER, J.P. 1980. - Shear localisation and shear cristability in materials in the ductile field. *Jour. Struct. Geol.*, 2 : 135-142.
- POIRIER, J.P., BOUCHEZ, J.L. & JONAZ, J.J. 1979. - A dynamic model for aseismic ductile shear zones. *Earth Plan. Sci. Lett.*, 43 : 441-453.
- POLLARD, D.D. & MULLER, O.H. 1976. - The effects of gradients in regional stress and magma pressure on the form of sheet intrusions in cross section. *Jour. Geophys. Res.*, 81 : 975-984.
- PONS, J. 1975. - Pétrofabrication des roches éruptives dans les complexes de Querigut (Ariège, France) et de Burguillos del Cerro (Badajoz, Espagne). *Pétrologie*, 1 : 209-223.
- PONS, J. & BRUN, J.P. 1979. - Les structures internes des granitoïdes : tectonique et écoulement magmatique ? *Réun. Ann. Sci. Terre, Lyon*, p. 379.
- PRESTON, J. 1954. - The geology of the precambrian rocks of Kuopio district. *Ann. Acad. Sci. Feni.*, A, 40, 111 p.
- QUINQUIS, H. 1980. - Schistes bleus et déformation progressive. L'exemple de l'Ile de Groix (Massif Armoricain). *Thèse, Rennes*, 145 p.
- QUINQUIS, H., AUDREN, C., BRUN, J.P. & COBBOLD, P.R. 1978. - Intense progressive shear in Ile de Groix blue schists and compatibility with subduction or obduction. *Nature*, 273, 5657 : 43-45.
- QUINQUIS, H. & CHOUKROUNE, P. 1981. - Les schistes bleus de l'Ile de Groix dans la chaîne hercynienne : contraintes cinématiques. *Bull. Soc. Geol. Fr.*, (sous presse).
- RAGUIN, E. 1957. - Geologie du granite. *Masson, Paris*, 275 p.
- RAMBERG, H. 1959. - Evolution of ptygmatic folding. *Norges. Geol. Fids kr.*, 39 : 99-152.
- RAMBERG, H. 1963a. - Strain distribution and geometry of folds. *Bull. Geol. Inst. Univ. Uppsala*, 42 : 1-20.
- RAMBERG, H. 1963b. - Experimental study of gravity tectonics by means of centrifuged models. *Bull. Geol. Inst. Univ. Uppsala*, 42 : 1-97.
- RAMBERG, H. 1966. - The Scandinavian Caledonides as studied by centrifuged dynamic models. *Bull. Geol. Inst. Univ. Uppsala*, 43 : 1-72.
- RAMBERG, H. 1967. - Gravity, deformation and the Earth's crust. *London, Academic Press*, 214 p.
- RAMBERG, H. 1968. - Fluid dynamics of layered systems in the field of gravity, a theoretical basis for certain global structures and isostatic adjustment. *Phys. Earth. Planet. Inter.* 1 : 63-87.
- RAMBERG, H. 1968. - Instability of layered systems in the field of gravity. I and II. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 1 : 427-474.



- RAMBERG, H. 1970. - Model studies in relation to intrusion of plutonic bodies. *Geol. Jour. Spec. Iss. N° 2, Mechanism of Igneous Intrusion*, 5 : 261-285.
- RAMBERG, H. 1972. - Theoretical models of density stratification and diapirism in the earth. *Jour. Geophys. Res.*, 77 : 877-889.
- RAMBERG, H. 1973. - Model studies of gravity controlled tectonics by centrifuged technique. In : "Gravity and tectonics", De Jong, K.A. & Scholten, R. (editors). *Wiley and Sons, New York*, 49-66.
- RAMBERG, H. 1975. - Superposition of homogeneous strain and progressive deformation in rocks. *Bull. Geol. Inst. Univ. Uppsala, N.S.*, 6 : 35-67.
- RAMSAY, J.G. 1960. - The deformation of early linear structures in areas of repeated folding. *Jour. Geol.*, 68 : 75-93.
- RAMSAY, J.G. 1962a. - The geometry and mechanics of formation of similar type folds. *Jour. Geol.*, 70 : 309-327.
- RAMSAY, J.G. 1962b. - Interference patterns produced by the superposition of folds of similar type. *Jour. Geol.*, 70, 466-481.
- RAMSAY, J.G. 1967. - Folding and fracturing of rocks. *Mc Graw-Hill, New York*, 568 p.
- RAMSAY, J.G. 1975. - Abstract. *Ann. Rep. Research Institute of African Geology, Univ. Leeds*.
- RAMSAY, J.G. 1976. - Displacement and strain. *Phil. Trans. Roy. Soc. London, A* 283 : 3-25.
- RAMSAY, J.G. 1980. - Shear zone geometry a review. *Jour. Struct. Geol.*, 2 : 83-99.
- RAMSAY, J.G. 1981. - Emplacement mechanics of the Chindamora batholith, Zimbabwe (abstract) In : Coward, M.P., Diapirism and gravity tectonics : report of a Tectonic Studies Group conference held at Leeds University, 25-26 mars 1980. *Jour. Struct. Geol.*, 3 : 93.
- RAMSAY, J.G. & ALLISON, I. 1979. - Structural analysis of shear zones in an alpinised hercynian granite. *Schweiz. Mineral. Petrogr. Mitt.*, 59 : 251-279.
- RAMSAY, J.G. & GRAHAM, R.H. 1970. - Strain variation in shear belts. *Canad. Jour. Earth Sci.*, 7 : 786-813.
- RAMSAY, J.G. & WOOD, D.S. 1973. - The geometric effects of volume change during deformation processes. *Tectonophysics*, 16 : 263-278.
- RAST, N. 1970. - The initiation, ascent and emplacement of magmas. *Geol. Jour. Spec. Iss.*, N° 2, *Mechanism of Igneous Intrusion*, Newall, G. & Rast, N. (editors), 6 : 339-360.
- RAYLEIGH, L. 1883. - Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density. *Proc. Lond. Math. Soc.*, 14 : 170-177.
- READ, H.H. 1957. - The granite controversy. Murby, T. and Co (editors), Londres, 430 p.
- REESOR, J.E. 1970. - Some aspects of structural evolution and regional setting in part of the Shuswap metamorphic complex. *Geol. Assoc. Canada, Spec. Paper*, 6 : 73-86.
- REESOR, J.E. & MOORE, J.M. 1971. - Petrology and structure of Thör Odin gneiss dome. Shuswap metamorphic complex, British Columbia. *Bull. Geol. Surv. Canada*, 195, 149 p.
- RICHARDSON, S.W. & POWELL, R. 1976. - Thermal causes of the Dalradian metamorphism in the Central Highlands of Scotland. *Scott. Jour. Geol.*, 12 : 237-268.
- RICKARD, M.J. 1971. - A classification diagram for fold orientations. *Geol. Mag.*, 108 : 23-26.
- ROBERTS, D. & STRÖMGÅRD, K.E. 1972. - A comparison of natural and experimental strain patterns around fold hinges. *Tectonophysics*, 14 : 105-120.
- RODDICK, J.A. 1965. - Vancouver North, Coquitlam, and Pitt Lake map-areas, British Columbia, with special emphasis on the evolution of the plutonic rocks. *Mem. Geol. Surv. Canada*, 335, 276 p.
- ROQUES, M. 1941. - Les schistes cristallins de la partie Sud-Ouest du Massif Central français. *Mém. Carte Géol. Fr.*, 530 p.
- ROSCOE, R. 1952. - The viscosity of suspensions of rigid spheres. *Br. J. Appl. Phys.*, 3 : 267-269.
- ROSENFELD, J.L. 1968. - Garnet rotations due to the major paleozoic deformation in Southeast Vermont. In "Studies of Appalachian Geology. Zen, White, Hadley & Thompson (editors), 185-202.
- RUDNICKI, J.W. 1977. - The inception of faulting in a rock mass with a weakened zone. *Jour. Geophys. Res.*, 82 : 844-854.
- RUTTER, E.H. 1976. - The kinetics of rock deformation by pressure solution. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, A 283 : 203-219.

- SALEEB-ROUFAIEL, G.S. 1962. - Contribution à l'étude du gisement ferrifère de Diélette (Manche). *Sci. Terre*, Mém. 2 : 184 p.
- SAPIN, M. 1973. Structure de la croûte de la Bretagne au Massif Central. *Thèse, Paris*, 69 p.
- SCHOLZ, C.H. 1980. - Shear heating and the state of stress on faults. *Jour. Geophys. Res.*, 85 : 6174-6184.
- SCHOLZ, C.H., BEAVAN, J. & HANKS, T.C. 1979. - Frictional metamorphism, argon depletion, and tectonic stress on the Alpine Fault, New Zealand. *Jour. Geophys. Res.*, 84 : 6770-6782.
- SCHULLING, R. 1960. Le dôme gneissique de l'Agout (Tarn et Hérault). *Mém. Soc. Géol. Fr.*, 39 : 91, 58 p.
- SCHWERTNER, W.M. 1970. - Distribution of longitudinal finite strain in lenticular boudins and bending folds. *Tectonophysics*, 9 : 537-545.
- SCHWERTNER, W.M. 1972. - Behaviour of an archaic granitic batholith : Discussion. *Canad. Jour. Earth Sci.*, 9 : 1230-1234.
- SCHWERTNER, W.M. 1976. - A principal difficulty of proving crustal shortening in Precambrian shields. *Tectonophysics*, 30 : T19-T23.
- SCHWERTNER, W.M. 1977. - Geometric significance of regional strain analysis. *Tectonophysics*, 39 : 515-531.
- SCHWERTNER, W.M. 1981. - Identification of gneiss diapirs (abstract). In "Diapirism and gravity tectonics : Report of a Tectonic Studies Group conference held at Leeds University, 25-26 march 1980", Coward, M.P. *Jour. Struct. Geol.*, 3 : 90-91.
- SCHWERTNER, W.M., STONE, D., OSADETZ, K., MORGAN, J. & STOTT, G.T. 1979. - Granitoid complexes and the Archean tectonic record in the southern part of Northwestern Ontario. *Can. Jour. Earth Sci.*, 16 : 1965-1977.
- SCHWERTNER, W.M., SUTCLIFFE, R.H. & TROENG, B. 1978. - Patterns of total strain within the crestal regions of immature diapirs. *Can. Jour. Earth Sci.*, 15 : 1437-1447.
- SCHWERTNER, W.M. & TROENG, B. 1978. - Strain distribution within arcuate diapiric ridges of silicone pretty. *Tectonophysics*, 50 : 13-28.
- SECOR, D.T. & POLLARD, D.D. 1976. - On the stability of open hydraulic fractures in the earth's crust. *Geophys. Res. Lett.*, 2 : 510-516.
- SEIFERT, F. 1970. - Low-temperature compatibility relations of cordierite in haplopelites of the system  $K_2O-MgO-Al_2O_3-H_2O$ . *Jour. Petrol.*, 11 : 73-99.
- SELIG, F. 1965. - A theoretical prediction of salt dome patterns. *Geophysics*, 30 : 633-643.
- SHAW, H.R. 1963. - Obsidian-H<sub>2</sub>O viscosities at 1 000 and 2 000 bars in temperature range 700° to 900°. *Jour. Geophys. Res.*, 68 : 6337-6343.
- SHAW, H.R. 1965. - Comments on viscosity, crystal settling and convection in granitic magmas. *Am. Jour. Sci.*, 263 : 120-152.
- SHAW, H.R. 1972. - Viscosities of magmatic silicate liquids : an empirical method of prediction. *Am. Jour. Sci.*, 272 : 870-893.
- SIMONEN, A. 1960. - Pre-Quaternary rocks in Finland. *Bull. Comm. Geol. Fin.*, 191 : 1-49.
- SLEEP, N.H. 1980. - A thermal constraint on the duration of folding with reference to acadian geology, New England (USA). *Jour. Geol.*, 87 : 583-589.
- SNOWDEN, P.A. & BICKLE, M.J. 1975. - The chinamora batholith: diapiric intrusion or interference fold ? *Jour. Geol. Soc. Lond.*, 132 : 131-137.
- SORGENFREI, T. 1971. - On the granite problem and the similarity of salt and granite structures. *Forh. Geol. Foren. Stockholm*, 93 : 371-435.
- SOULA, J.C. 1981. - Characteristics and mode of emplacement of diapiric gneiss domes and plutonic domes in Central-Eastern Pyrenees (abstract). In "Diapirism and gravity tectonics : Report of a Tectonic Studies Group conference held at Leeds University, 25-26 March 1980", Coward, M.P., *Jour. Struct. Geol.*, 3 : 91.
- SPARROW, E.M., HASAR, R.B. & GOLDSTEIN, R.J. 1970. - Observations and other characteristics of thermals. *Jour. Fluid. Mech.*, 41 : 793-800.
- STEPHANSON, O. 1972. - Theoretical and experimental studies of diapiric structures on Oland. *Bull. Geol. Inst. Univ. Upps.*, 3 : 163-200.
- STEPHANSON, O. 1975. - Polydiapirism of granitic rocks in the Svecofenian of Central Sweden. *Precamb. Res.*, 2 : 189-214.
- STEPHANSON, O. 1977. - Granite diapirism in archaic rocks. *Jour. Geol. Soc. Lond.*, 133 : 357-361.
- STEPHANSON, O. & JOHNSON, S.K. 1976. - Granite diapirism in the Rum Jungle area, Northern Australia. *Precamb. Res.*, 3 : 159.
- SYLVESTER, A.G. 1964. - Geology of the Vradal granite. *Norsk. Geol. Tidsskr.*, 44 : 445-482.

- SYLVESTER, A.G., OERTEL, G., NELSON, C.A. & CHRISTIE, J.M. 1978. - Papoose flat pluton : A granitic blister in the Inyo Mountains, California. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 89 : 1205-1219.
- SWEENEY, J.F. 1975. - Diapiric granite batholiths in South-Central Maine. *Am. Jour. Sci.*, 275 : 1183-1191.
- TALBOT, C.J. 1970. - The minimum strain ellipsoid using deformed quartz veins. *Tectonophysics*, 9 : 47-76.
- TALBOT, C.J. 1971. - Thermal convection below the solidus in a mantled gneiss dome Fungwi Reserve Rhodesia. *Jour. Geol. Soc. Lond.*, 127 : 377-410.
- TALBOT, C.J. 1974. - Fold nappes as asymmetric mantled gneiss domes and ensialic orogeny. *Tectonophysics*, 24 : 259-276.
- TALBOT, C.J. 1977. - Inclined and asymmetric upward-moving granite structures. *Tectonophysics*, 42 : 159-181.
- TALBOT, C.J. 1979. - Infrastructural migmatitic upwelling in East Greenland interpreted as thermal convective structures. *Precamb. Res.*, 8 : 77-93.
- TAYLOR, G.I. 1950. - Instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes, I. *Proc. R. Soc. Lond.*, Sér. A, 201 : 192-196.
- TCHEN, C.M. 1956. - Stability of oscillations of superposed fluids. *Jour. Appl. Phys.*, 27 : 760-767.
- TEX, E. Den 1975. - Thermally mantled gneiss dome ; the case for convective heath flow in more or less solid orogenic basement. In "Progress in Geodynamics", Roy. Nether. Acad. Arts Sci., Amsterdam, 62-79.
- THOMPSON, J.B., Jr, ROBINSON, P., CLIFFORD, T.N. & TRASK, N.J., JR. 1968. - Nappes and gneiss domes in West-Central New England. In "Studies of Appalachians Geology". Zen et al (editors), 203-229.
- TILTON, G.R., WETHERILL, G.W., DAVIS, G.L. & HOPSON, C.A. 1958. - Ages of minerals from the Baltimore gneiss near Baltimore, Maryland. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 69 : 1469-1474.
- TRUSHEIM, F. 1960. - Mechanism of salt migration in Northern Germany. *Bull. Am. Assoc. Petrol. Geol.*, 44 : 1519-1540.
- TRUSTED, O. 1907. - Die Erzlagerstätten von Pitkaranta am Ladoga. *Bull. Comm. Geol. Fin.*, 19.
- TURNER, F.J. & WEISS, L.E. 1963. - Structural analysis of metamorphic tectonites. Mc Graw Hill, New-York, 545 p.
- TURNER, J.S. 1962. - The starting plume in neutral surrounding. *Jour. Fluid. Mech.*, 13 : 356-368.
- TURNER, J.S. 1963. - Model experiments relating to thermals with increasing buoyancy. *Quart. Jour. R. Met. Soc.*, 89 : 62-74.
- TURNER, J.S. 1973. - Buoyancy effects in fluids. Cambridge University Press, 367 p.
- TURNER, F.J. & WEISS, L.E. 1963. - Structural analysis of metamorphic tectonites. Mac Graw Hill, New-York, 545 p.
- TUTTLE, O.F. & BOWEN, N.L. 1958. - Two pressure vessels for silicate-water suties. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 60 : 1727-1729.
- VAN DER MOLEN, I. & PATERSON, M.S. 1979. - Experimental deformation of partially melted granite. *Contrib. Mineral. Petrol.*, 70 : 299-318.
- VAN DER VOO, R. & KLOOTWIJK, C.T. 1972. - Paleomagnetic reconnaissance study of the Flamanville granite, with special reference to the anisotropy of its susceptibility. *Geol. Mijnbouw*, 51 : 609-617.
- VAUCHEZ, A. 1975. - Tectoniques tangentielles superposées dans le segment hercynien Sud-Ibérique : Les nappes et plis couchés de la région d'Alconchel-Fregenal de la Sierra (Badajoz). *Bol. Geol. Min.*, LXXXVI-VI : 573-580.
- VIDAL P. 1973. - Premières données géochronologiques sur les granites hercyniens du Sud du Massif Armoricaïn. *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 15 : 239-245.
- VIDAL, P., DOSSO, L., BOWDEN, P. & LAMEYRE, J. 1977. - Strontium isotope geochemistry in syenite-alkaline granite complexes. *Second Symposium on the Origin and Distribution of the Elements, UNESCO, Paris* : 223-231.

- VIDAL, P. 1976. - L'évolution polyorogénique du Massif Armoricaïn : Apport de la géochronologie et de la géochimie du strontium. *Thèse, Rennes*, 142 p. et *Mém. Soc. géol. minéral. Bretagne*, 21 : 162 p., (1980).
- VIGNERESSE, J.L. 1977. - Linear inverse problem in gravity profile interpretation. *Jour. Geophys.*, 43 : 193-213.
- VIGNERESSE, J.L. 1978. - Damped and constrained least squares method with application to gravity interpretation. *Jour. Geophys.*, 45 : 17-27.
- VIGNERESSE, J.L. 1978. - Gravimétrie et granites armoricains. Structure et mise en place des granites hercyniens. *Thèse, Rennes*, 91 p.
- VIGNERESSE, J.L. & LEFORT, J.P. 1976. - Les mouvements tardi-hercyniens au niveau de la zone broyée sud-armoricaine, apport des données géophysiques. *4ème Réun. Ann. Sci. Terre, Paris*, p. 392.
- WAARD De, D. 1949. - Diapiric structures. *Proc. Kon. Neder. Akad. Wetensch.*, 52 : 1-14.
- WATTERSON, J. 1968. - Homogeneous deformation of the gneisses of Vesterland, South-West Greenland. *Grönlands Geol. Unders. Bull.*, 78.
- WEBER, C. 1973. - Le socle anté-triasique sous la partie sud du Bassin de Paris d'après les données géophysiques. *Bull. B.R.G.M.*, II, 2 et 3 : 219-343.
- WEERTMAN, J. 1971. - Velocity at which liquid-filled cracks move in the earth's crust or glaciers. *Jour. Geophys. Res.*, 76 : 8544-8553.
- WEERTMAN, J. 1971. - Theory of water-filled crevasses in glaciers applied to vertical magma transport beneath oceanic ridges. *Jour. Geophys. Res.*, 76 : 1171-1183.
- WEERTMAN, J. & CHANG, S.P. 1977. - Fluid flow through a large vertical crack in the earth's crust. *Jour. Geophys. Res.*, 82 : 929-932.
- WEGMANN, E. 1930. - Über diapirismus. *Bull. Comm. Geol. Finl.*, 92 : 58-76.
- WEGMAN, C.E. 1935. - Zur Deutung der Migmatite. *Geol. Rundsch.*, 26 : 305-350.
- WEISS, L.E. 1959. - The geometry of superimposed folding. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 70 : 91-117.
- WELLS, P.A.R. 1980. - Thermal models for the magmatic accretion and subsequent metamorphism of continental crust. *Earth Plan. Sci. Lett.*, 46 : 253-265.
- WENK, E. 1970. - Zun regionalmetamorphose und ultrametamorphose im Lepontin. *Fortschr. Miner.*, 47 : 34-51.
- WENK, H.R. 1973. - The structure of the Bergell Alps. *Eol. Geol. Helv.*, 66 : 255-291.
- WEST, G.F. & MARESCHAL, J.C. 1980. - A model for Archean tectonism. Part I. The thermal conditions. *Can. Jour. Earth Sci.*, 16 : 1942-1950.
- WETHERILL, G.W., DAVIS, G.L. & LEE-HU, C. 1968. - Rb-Sr measurements on whole rocks and separate minerals from the Baltimore gneiss, Maryland. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 79 : 757-762.
- WETHERILL, G.W., KOUVO, O., TILTON, G.R. & GAST, P.W. 1962. - Age measurements on rocks from the Finish Precambrian. *Jour. Geol.*, 70 : 74-88.
- WHITE, S.H. & KNIPE, R.J. 1977. - Microstructural variation of an axial plane cleavage around a fold. A H.V.E.M. study. *Tectonophysics*, 39 : 355-380.
- WHITEHEAD, J.A. JR & LUTHER, D.S. 1975. - Dynamics of laboratory diapir and plume models. *Jour. Geophys. Res.*, 80 (5) : 705-717.
- WILKMAN, W.W. 1923. - Kuopian sendun kivilajit. *Geol. Surv. Fin. Geotech. Pap.*, n° 36.
- WOIDT, W.D. 1978. - Finite element calculations applied to salt dome analysis. *Tectonophysics*, 50 : 369-386.
- ZWART, H.J. 1968. - The paleozoic crystalline rocks of the Pyrenees in their structural setting. *Kristallinikum*, 6 : 125-140.

