Modélisation numérique des déformations d'un édifice volcanique : application au Mont St Helens

Anne Paul

▶ **To cite this version:**

Anne Paul. Modélisation numérique des déformations d'un édifice volcanique : application au Mont St Helens. Volcanologie. Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1986. Français. NNT : . tel-00721698

HAL Id: tel-00721698

https://theses.hal.science/tel-00721698v1

Submitted on 30 Jul 2012

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

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

GEOLOGIE GRENOBLE UJF
D 050 034204 9

PAUL. Anne

Thèse de Doctorat

UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE TECHNOLOGIQUE ET MÉDICALE

DE GRENOBLE

Spécialité : Sciences de la Terre
(Géophysique Interne)

MODELISATION NUMERIQUE DES DEFORMATIONS D'UN EDIFICE VOLCANIQUE

APPLICATION AU MONT ST HELENS.

A N N E P A U L

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE 1
INSTITUT DE GÉOLOGIE
DOCUMENTATION
15, RUE MAURICE GIGNOUX
F 38031 GRENOBLE CEDEX
TÉL. (33) 76 63 59 65
FAX. (33) 76 87 82 43

Janvier 1986

Travail réalisé dans le cadre du
Programme Interdisciplinaire de Recherche sur la Prévision et la Surveillance des Eruptions Volcaniques.

PIRPSEV - CNRS

Bulletin PIRPSEV n° 113.

Institut de Recherches Interdisciplinaires de Géologie et de Mécanique

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE TECHNOLOGIQUE ET MEDICALE

DE GRENOBLE

pour obtenir le grade

DOCTEUR

spécialité : géophysique interne

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE 1
INSTITUT DE GÉOLOGIE
DOCUMENTATION
15, RUE MAURICE GIGNOUX
F 38031 GRENOBLE CEDEX
TÉL. (33) 76 63 50 55
FAX. (33) 76 87 82 43

par

Anne PAUL

Ingénieur Géophysicien

SUJET

MODELISATION NUMERIQUE DES DEFORMATIONS D'UN EDIFICE VOLCANIQUE APPLICATION AU MONT ST HELENS

Soutenue le **21 Janvier 1986** devant la Commission d'Examen

MM.	PERRIER G.	Président
	BOUDON J.	Directeurs de Thèse
	GRATIER J.P.	
	CORNET F.	Rapporteurs
	VIALON P.	
	CARISTAN Y.	Examinateurs
	TREUIL M.	

10094483

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE 1
INSTITUT DE GÉOLOGIE
DOCUMENTATION
15, RUE MAURICE GIGNOUX
F 38031 GRENOBLE CEDEX
TÉL. (33) 76 63 69 66
FAX. (33) 76 87 82 43

AVANT-PROPOS

Mon seul nom apparait en tête de ce mémoire; pourtant, sans leur aide, je n'aurais pu mener ce travail à bien...

- l'idée originale est de MM. Jacques Boudon et Jean-Pierre Gratier; ils ont dirigé ma thèse avec compétence et enthousiasme; j'ai apprécié d'avoir, bien mieux qu'un directeur de thèse, deux directeurs de thèse, de spécialités et d'états d'esprits différents mais complémentaires;

- tous les calculs ont été effectués au sein du Bureau d'Ingénieurs Conseils Coyne & Bellier; en plus de mon principal outil de travail, le programme BLOC, j'ai trouvé là-bas toute l'assistance nécessaire; je suis particulièrement redevable à M. Philippe Pouyet ainsi qu'à tous les ingénieurs du Service Informatique, pour leur acceuil et leur patience, lorsque j'assiégeais leur ordinateur;

- mon travail a été financé par le Programme Interdisciplinaire pour la Prévision et la Surveillance des Eruptions Volcaniques du CNRS; j'espère avoir été à la hauteur de la confiance accordée par son directeur, M. M. Treuil;

- MM. G. Perrier et P. Vialon m'ont acceuillie dans leur laboratoire; ils me font aujourd'hui l'honneur de siéger dans mon jury, ainsi que MM. Y. Caristan, F. Cornet et M. Treuil;

- mes parents et amis m'ont entourée et supportée,

... alors, merci à tous.

- Résumé -

La mesure des déplacements de surface liés à l'activité volcanique est une méthode très utilisée dans la surveillance et l'étude des volcans actifs. De nombreux modèles mécaniques ont été réalisés pour tenter de déduire la structure interne de ces données de déplacements, et notamment pour localiser les chambres magmatiques. Mais ils négligent tous le caractère fortement hétérogène et discontinu des édifices volcaniques.

Un nouveau modèle permettant précisément l'étude des milieux hétérogènes et fracturés est utilisé. Son hypothèse de base est que l'édifice se comporte comme s'il était constitué d'un assemblage de blocs se déplaçant les uns par rapport aux autres.

L'éruption très bien documentée du Mont St Helens (1980) sert de test pour cette méthode de blocs, en permettant de comparer déplacements calculés et déplacements mesurés. Quatre modèles bi-dimensionnels de ce volcan sont construits à partir d'une coupe géologique nord-sud. Chacun d'eux permet de tester l'effet d'un paramètre du modèle (géométrie, conditions aux limites, coefficient de frottement entre blocs, chemin de sollicitation). L'intrusion d'un dôme de lave à l'intérieur du flanc nord est simulée par l'application d'une montée en pression incrémentale ; puis les modèles sont soumis à une accélération horizontale simulant un séisme.

Les résultats de cette modélisation mettent en évidence la dépendance des modes de déformation et de rupture vis à vis du coefficient de frottement entre les blocs. On obtient un assez bon accord avec les observations pour la plus faible des deux valeurs de ce coefficient testées (0.5). La rupture du flanc nord en grand glissement de terrain se produit aussi bien sous la seule influence de la montée en pression que sous pression et séisme combinés. Mais le second type de chargement donne un meilleur accord des résultats avec la réalité, et confirme ainsi qu'un séisme était bien à l'origine de l'éruption.

Enfin, on discute, à la lumière de ces résultats, de la possibilité d'appréhender les structures internes et les mouvements du magma, à partir des mesures de déplacements de surface.

Mots-clés : Volcans ; Modèle mécanique ; Mesures de déformations ; Mont St Helens ; Milieu hétérogène ; Milieu fracturé ; Modèle numérique ; Stabilité de pentes.

21 SEP. 2003

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

TABLE DES MATIERES

- INTRODUCTION - 1

I. LES MODELES EN SCIENCES DE LA TERRE 1
II. MODELES MECANIQUES ET VOLCANOLOGIE 2
III. DE LA NECESSITE D'UN MODELE DISCONTINU 2

PREMIER CHAPITRE

METHODOLOGIE :
LES MODELES DE DEFORMATIONS D'EDIFICES VOLCANIQUES

I. HISTORIQUE DES MODELES MECANIQUES DE VOLCANS 7

Introduction

I.1. Les modèles d'utilisation courante 9
I.1.1. Le modèle de Mogi (1958) 9
I.1.2. Les modèles de Dieterich et Decker (1975) 10
I.2. Les autres modèles 13
I.2.1. Le modèle de Yokokama (1971) 13
I.2.2. Le modèle de Walsh et Decker (1971) 13
I.2.3. Le modèle de Davis et al. (1974) 13
I.2.4. Le modèle de Pollard et al. (1982) 14
I.2.5. Le modèle de Ryan et al. (1983) 15

II. NECESSITE D'UNE MODELISATION EN BLOCS 17
II.1. Prise en compte de la topographie 17
II.2. Prise en compte des hétérogénéités et discontinuités 19

III. DESCRIPTION DE LA METHODE BLOC..... 21

Introduction

III.1. Présentation générale et champ d'application..... 23
III.2. Loi de comportement d'une structure en blocs rigides : mise en équation et résolution..... 25
III.2.1. Introduction : géométrie et cinématique du modèle..... 25
III.2.2. Loi de comportement d'un joint..... 25
III.2.2.1. Définition..... 25
III.2.2.2. Paramètres caractérisant l'état du joint..... 25
III.2.2.3. Comportement mécanique dans la direction normale..... 26
a) Calcul de l'effort normal N
b) Calcul du moment fléchissant M
III.2.2.4. Comportement mécanique dans la direction tangentielle..... 29
III.2.2.5. Matrice de rigidité d'un joint..... 30
III.2.3. Loi de comportement globale de la structure..... 31
III.2.3.1. Matrice déplacement/déformation d'un joint..... 31
III.2.3.2. Relation entre efforts nodaux et efforts internes au joint..... 31
III.2.3.3. Matrice de rigidité globale..... 32
III.2.4. Algorithme de résolution..... 33
III.2.4.1. Position du problème..... 33
III.2.4.2. L'algorithme de Raphson-Newton..... 34
III.3. Modèles similaires..... 35

IV. LES METHODES D'ETUDE DE LA STRUCTURE DES EDIFICES VOLCANIQUES..... 37

Introduction

IV.1. Les méthodes géophysiques..... 39
IV.1.1. Sismologie..... 39
IV.1.1.1. L'étude des trémors..... 39
IV.1.1.2. L'étude des séismes volcano-tectoniques..... 40

a) Localisation des hypocentres
b) Etude des mécanismes aux foyers
c) Inversion des temps d'arrivée
d) Etude de la signature du séisme
e) Méthode des résidus

IV.1.2. Sismique..... 43
IV.1.3. Etude des déformations..... 43
IV.1.4. Magnétisme..... 44
IV.1.5. Méthodes électriques et électromagnétiques..... 44
IV.1.6. Gravimétrie..... 44
IV.2. Les méthodes géologiques..... 47
IV.2.1. Cartographie des dépôts volcaniques et étude des volcans érodés..... 47
IV.2.2. Analyse structurale des édifices volcaniques..... 47
IV.2.2.1. Analyse de la fracturation..... 47
a) Association de fractures radiales et concentriques
b) Cartographie des fractures en échelons
IV.2.2.2. Analyse des stries..... 50
IV.2.3. Pétrologie des roches volcaniques..... 50
IV.2.3.1. Viscosité des laves et géométrie du réservoir magmatique..... 50
IV.2.3.2. Cristallisation et profondeur de stockage..... 50

Conclusion..... 53

-DEUXIEME CHAPITRE-

LA MODELISATION DES DEFORMATIONS DU MONT ST HELENS

I. CHRONOLOGIE DES EVENEMENTS ET SELECTION DES DONNEES..... 57

I.1. L'éruption de 1980 du Mont St Helens : un test idéal de la méthode de modélisation..... 57

I.2. Description de l'éruption du Mont St Helens de mars à mai 1980..... 59

I.2.1. Présentation générale du volcan..... 59

I.2.1.1. Localisation..... 59

I.2.1.2. Type d'activité éruptive..... 60

I.2.2. La phase pré-éruptive : du 20 mars au 18 mai 1980..... 60

I.2.2.1. Du 20 au 27 mars : le réveil du volcan..... 60

I.2.2.2. Du 27 mars au 18 mai : activité phréatique et intenses déformations de l'édifice..... 60

I.2.3. L'éruption du 18 mai 1980..... 67

I.2.4. Conclusion..... 70

II. DESCRIPTION DES MODELES..... 71

II.1. Choix du type d'analyse..... 71

II.2. Construction du maillage en blocs..... 73

II.2.1. Modèle n° 1 : maillage complexe..... 73

II.2.2. Modèle n° 2 : maillage simplifié..... 76

II.3. Définition des conditions aux limites..... 79

II.3.1. Modèles n^{os} 1 et 2 : flanc sud non déformable..... 79

II.3.2. Modèle n° 3 : flanc sud déformable..... 79

II.4. Définition des propriétés mécaniques..... 81

II.4.1. Module d'Young et coefficient de Poisson..... 81

II.4.2. Coefficient de frottement de Coulomb..... 81

II.5. Trajets de chargement..... 87

II.5.1. Application du poids propre..... 87

II.5.2. Simulation de l'intrusion de lave..... 87

II.5.3. Simulation du séisme du 18 mai 1980..... 88

III. RESULTATS..... 89

Introduction

III.1. Modèle n° 1 93

III.1.1. Simulation de l'intrusion de lave..... 93

III.1.1.1. Description du scénario de montée en pression..... 93

III.1.1.2. Processus de déformation et de rupture..... 94

a) Phase de gonflement : de 0 à 60 MPa

b) Transition : de 60 à 65 MPa

c) Phase d'effondrement : de 65 à 90 MPa

d) Processus de rupture à 90 MPa

III.1.2. Simulation du séisme du 18 mai 1980..... 101

III.1.2.1. Description des trajets de chargement..... 101

III.1.2.2. Modes de rupture..... 101

a) P = 0

b) P = 75 MPa

III.2. Modèle n° 2..... 105

III.2.1. Simulation de l'intrusion..... 105

III.2.1.1. Description du scénario de montée en pression..... 105

III.2.1.2. Processus de déformation et de rupture..... 106

a) Phase de gonflement : de 0 à 5 MPa

b) Phase d'effondrement : de 6 à 27 MPa

c) Processus de rupture à 27 MPa

III.2.2. Simulation du séisme du 18 mai 1980..... 109

III.2.2.1. Description des trajets de chargement..... 109

III.2.2.2. Modes de rupture..... 110

III.3. Modèle n° 3 113

III.3.1. Description du scénario de montée en pression 113
III.3.2. Processus de déformation et de rupture 113

a) Phase de gonflement
b) Phase d'effondrement
c) Processus de rupture

III.4. Modèle n° 4 123

III.4.1. Simulation de l'intrusion de lave 123

III.4.1.1. Description du scénario de montée en pression 123
III.4.1.2. Processus de déformation et de rupture 124

a) Déformation
b) Rupture à 35 MPa

III.4.2. Simulation du séisme du 18 mai 1980 128

III.4.2.1. Trajets de chargement 128
III.4.2.2. Modes de rupture 129

IV. DISCUSSION 131

IV.1. Récapitulation des résultats obtenus 131

IV.1.1. Caractéristiques des déplacements en phase 1 131
IV.1.2. Caractéristiques des déplacements en phase 2 131
IV.1.3. Comparaison des processus de rupture 131

IV.2. Comparaison avec le schéma de déformation réel 133

IV.2.1. Modèles à faible coefficient de frottement ($\mu = 0.5$) 133
IV.2.2. Modèle à fort coefficient de frottement ($\mu = 1$) 143
IV.2.3. Conclusions 143

IV.3. De l'influence des différents paramètres du modèle 145

IV.3.1. Maillage 145
IV.3.2. Conditions aux limites en flanc sud 145
IV.3.3. Coefficient de frottement 145
IV.3.4. Trajet de chargement 146

- T R O I S I E M E C H A P I T R E -

APPORTS DES MODELES AUX RELATIONS ENTRE DEPLACEMENTS DE SURFACE ET STRUCTURES DES VOLCANS

I. SUR LES LIENS ENTRE STRUCTURES PROFONDES DES EDIFICES VOLCANIQUES ET CHAMPS DE DEPLACEMENTS DE SURFACE 153

I.1. Réponse de la surface à l'introduction de pression dans les fissures 155
I.2. Sur la position relative des centres de poussée en profondeur et des centres d'inflation en surface 159

II. EXTENSION DES RESULTATS DES MODELES A D'AUTRES VOLCANS 165

II.1. Sur la genèse des caldéras 165
II.2. Réflexions sur le cas du Piton de la Fournaise (Réunion) 167

II.2.1. Les instabilités de flancs de volcans : étude bibliographique 167

II.2.1.1. Le cas du Kilauea (Hawaii) 167
II.2.1.2. Le cas du Piton de la Fournaise (Réunion) 172
II.2.1.3. Le cas de l'Etna (Sicile) 174

II.2.2. Apport des modèles du Mont St Helens à la compréhension des structures du Piton de la Fournaise 176

II.2.2.1. Moteur des glissements affectant le flanc est 176
II.2.2.2. Origine de la géométrie des rift-zones 177

- C O N C L U S I O N G E N E R A L E -

I. LES MODELES EN BLOCS DU MONT ST HELENS : BILAN 183
II. DE L'INTERET DES MESURES DE DEPLACEMENTS 185
III. PERSPECTIVES 186

INTRODUCTION

I. LES MODELES EN SCIENCES DE LA TERRE

Dans les Sciences de la Terre, et notamment en volcanologie, les structures que l'on étudie présentent toujours la particularité d'être à la fois très complexes et en grande partie cachées. La complexité des indices distillés par la nature nous oblige donc souvent à faire preuve d'imagination, et toute tentative de compréhension des processus naturels laisse une large part à l'interprétation personnelle. Comme l'a souligné BOUDON (1976), une science plus "exacte", comme la mécanique, doit aider, par la confrontation de ces interprétations à des lois et principes généraux, à les confirmer, ou à les infirmer.

L'outil utilisé pour celà est le modèle, modèle numérique, ou modèle analogique. Seul le premier nous intéressera ici parce qu'il autorise un parfait contrôle des valeurs des paramètres, et permet donc de mieux les ajuster à la réalité, ce qui n'est pas le cas du second.

Construire un modèle, c'est alors choisir une loi qui semble pouvoir s'appliquer au cas réel. En celà, on fait une schématisation (LLIBOUTRY, 1985), puisque la loi utilisée est toujours infiniment plus simple que celle qui gouverne les phénomènes naturels. On applique ensuite cette loi à des données réelles, puis on compare les résultats obtenus par le calcul à d'autres données réelles .

Dans le cas particulier d'un modèle mécanique qui nous intéresse ici, le problème se résume comme suit.

1. Les données réelles sont d'une part la géométrie de l'édifice à modéliser (ses propres limites, les limites des matériaux dont il est constitué, ses fractures etc...), et d'autre part les conditions aux limites (les valeurs des déplacements à imposer aux frontières de l'édifice, les directions,

amplitudes, et points d'applications des forces auxquelles il sera soumis).

2. La loi comprend toutes les équations décrivant le comportement mécanique des matériaux dont l'édifice est constitué.

3. Les résultats obtenus sont des champs de déplacements et de contraintes dans l'édifice, qui devront être comparés aux valeurs mesurées.

II. MODELES MECANIQUES ET VOLCANOLOGIE

La mesure des déplacements de surface liés à l'activité volcanique est, avec la sismologie, l'une des méthodes géophysiques les plus utilisées pour la surveillance et l'étude des volcans actifs. Ces déplacements sont en effet l'un des résultats apparents des mouvements du magma en profondeur, et leur étude peut apporter d'intéressants éclaircissements sur la structure de l'édifice volcanique, et sur la géométrie de son système d'alimentation magmatique, sujets sur lesquels nous n'avons actuellement que des connaissances assez floues.

Le principal but recherché lors de la modélisation mécanique des déformations d'un volcan, est donc de préciser les relations existant entre ce que l'on peut observer en surface, c'est-à-dire les déplacements, et ce que l'on aimerait connaître et qui est dissimulé en profondeur, c'est-à-dire la source de ces déplacements, le système d'alimentation magmatique du volcan. Si l'on pouvait en effet relier de manière totalement univoque les caractéristiques des champs de déplacements mesurés à celles de leur source, beaucoup de problèmes volcanologiques seraient résolus, puisque l'on pourrait alors localiser les poches de magma, évaluer leurs volumes, étudier leurs déplacements et peut-être même les anticiper.

De façon plus secondaire, le modèle doit aussi servir de guide en permettant de définir quel type de mesures il est important de réaliser sur le volcan, en quels points et à quels moments elles donneront les résultats les plus intéressants (CORNET, 1985).

III. DE LA NECESSITE D'UN MODELE DISCONTINU

De nombreux modèles mécaniques de volcans ont été développés. Ils permettent tous de calculer les déplacements de surface liés au gonflement, ou au dégonflement d'un réservoir magmatique de forme géométrique simple. Nous verrons dans la première partie de ce mémoire que deux d'entre ces modèles, ceux de MOGI (1958) et de DIETERICH et DECKER (1975), sont à la base de la plupart des

interprétations de mesures de déplacements de surface, en termes de structures volcaniques.

Pourtant, ces modèles ne sont qu'une schématisation très grossière de la réalité. La plupart d'entre eux ne tiennent aucun compte de la topographie bien particulière des édifices volcaniques, puisqu'ils calculent des déplacements à la surface d'un demi-espace, donc sur un plan horizontal. De plus, ils négligent totalement le caractère fortement hétérogène et discontinu des volcans. Ils sont en effet pour la plupart basés sur l'hypothèse du comportement mécanique continu, homogène, isotrope et élastique. On comprend alors que l'accord entre les valeurs de déplacements calculées, et les valeurs réelles, ne soit pas toujours excellente. Un modèle de milieu continu est en effet bien incapable de simuler des champs de déplacements discontinus, alors que ceux-ci sont pourtant si fréquents à la surface des volcans.

Devant cet état de fait, il nous a semblé nécessaire de tenter de combler ces lacunes, en recherchant un modèle qui prenne en compte le rôle mécanique des discontinuités, telles les fractures. Un bon outil pour celà est la méthode BLOC, puisqu'elle permet d'étudier le comportement mécanique des édifices hétérogènes et fracturés. Elle impose toutefois de faire l'hypothèse a priori, que le rôle mécanique joué dans la déformation globale de l'édifice par ses discontinuités, est prépondérant sur celui joué par les matériaux eux-mêmes. Les principes de base de la méthode BLOC, et les procédures numériques utilisées dans le calcul des déplacements, seront détaillés dans le premier chapître de ce mémoire.

Un modèle assez complexe, tel que BLOC, oblige toutefois à connaître les valeurs d'un grand nombre de paramètres, avant de pouvoir commencer tout calcul numérique. Nous avons donc aussi réalisé une étude bibliographique, pour rechercher quelles techniques d'investigation des volcans sont utilisées, qui pouvaient nous donner accès aux valeurs de ces paramètres, et donc nous permettre de construire un modèle aussi réaliste que possible. Cet aspect est aussi développé dans le premier chapître.

Cette étude nous a amenés à la conclusion que les données réelles nécessaires à la modélisation ne sont à peu près réunies que sur un seul évènement éruptif. L'éruption de mars à mai 1980 du Mont St Helens (Etats-Unis) est en effet exceptionnellement bien documentée. Ainsi, elle constitue un très bon exemple sur lequel tester les capacités du modèle BLOC à simuler des déformations mesurées à la surface d'un volcan en crise. La description détaillée de cet événement est donnée au début du deuxième chapître.

Un modèle de base a été construit, en fixant les paramètres de deux façons différentes. Une partie de ceux-ci a été déterminée à partir de données

réelles dont la qualité ne fait aucun doute. L'absence de données similaires concernant les autres paramètres nous a obligés à émettre des hypothèses, donnant nécessairement lieu à des interprétations personnelles. Pour faire la part de l'effet de ces hypothèses sur les résultats de la modélisation, nous avons donc réalisé une étude paramétrique et développé pour cela trois autres modèles. Leurs différentes caractéristiques sont décrites dans la seconde partie du deuxième chapitre.

Nous décrivons dans la suite de ce second chapitre, les résultats de nos simulations, qui sont discutés sur la base des champs de déplacements réels, mesurés au Mont St Helens.

Dans un troisième chapitre nous traitons d'une manière plus générale de l'apport de la modélisation de type BLOC dans l'établissement des relations entre déplacements de surface et structures internes des volcans (situation des fractures, des chambres magmatiques etc...). Nous portons finalement une attention particulière au cas du Piton de la Fournaise (La Réunion), dont le comportement nettement dissymétrique peut, par certains points, être rapproché de celui du Mont St Helens.

-PREMIER CHAPITRE-

METHODOLOGIE :

LES MODELES DE DEFORMATIONS

D'EDIFICES VOLCANIQUES

I. HISTORIQUE DES MODELES MECANIQUES DE VOLCANS

INTRODUCTION

Tous les modèles utilisés jusqu'ici en volcanologie calculent les déplacements produits sur une surface plane, par une intrusion magmatique de forme géométrique simple, placée à une profondeur variable. Leurs résultats sont ensuite utilisés pour déterminer les caractéristiques géométriques et la position d'une source réelle de déformation, par comparaison entre les profils mesurés de déplacements horizontaux et verticaux du sol, et les profils calculés par les modèles.

Deux d'entre eux ont été, et sont encore, utilisés de façon très courante dans l'interprétation des mesures de déformations d'origine volcanique. Nous les décrirons donc en premier lieu. Les suivants, que nous mentionnerons dans l'ordre chronologique, concernent des problèmes beaucoup plus ponctuels.

I.1. LES MODELES D'UTILISATION COURANTE

I.1.1. Le modèle de MOGI (1958)

Par un calcul analytique, MOGI (1958) a déterminé les profils de déplacements horizontaux et verticaux, induits au sol par une source ponctuelle de pression. L'intrusion de lave, ou la chambre magmatique, est donc simulée par une petite sphère, de rayon a négligeable devant la profondeur d'enfouissement f (figure 1.1). Une pression uniforme est appliquée dans cette chambre. Elle est placée dans un demi-espace parfaitement élastique, homogène et isotrope.

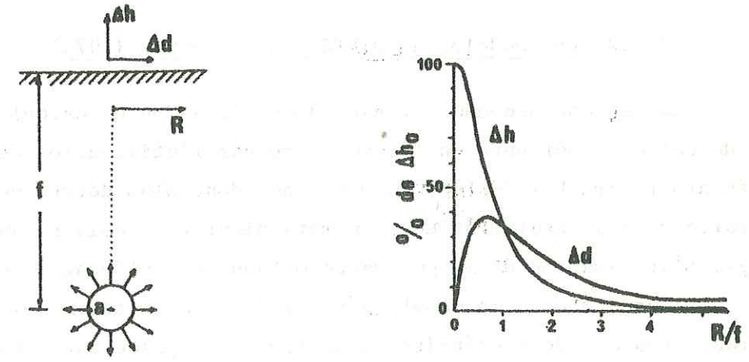


Figure 1.1 : Géométrie du modèle de source ponctuelle de pression de MOGI, et déplacements verticaux (Δh) et horizontaux (Δd) calculés en surface.

Cette méthode a été abondamment appliquée. On peut notamment citer les travaux réalisés au Kilauea (Hawaii) par FISKE et KINOSHITA (1969) et à l'Etna par MURRAY (1982), afin de déterminer les profondeurs de sources de déplacements de surface. Plus récemment, RUNDLE et WHITCOMB (1984) ont combiné les résultats du modèle de MOGI avec des déplacements discontinus le long de deux failles, pour simuler les déplacements mesurés dans la caldéra résurgente de Long Valley (Californie), entre 1980 et 1983.

Le principal intérêt de ce modèle réside dans son extrême simplicité puisqu'un seul paramètre est variable : la profondeur de la source. Bien sûr, il y a un revers à la médaille, et la correspondance entre déplacements mesurés

et déplacements calculés s'est parfois révélée difficile à réaliser. DIETERICH et DECKER (1975) ont par exemple souligné que, si le modèle de MOGI était souvent capable de retrouver les déplacements verticaux mesurés, il ne permettait généralement pas de calculer un rapport déplacements horizontaux/déplacements verticaux, qui soit en accord avec les observations. Ils ont attribué cette incapacité à la forme sphérique de la source, et proposé en conséquence leurs propre modèles. D'autres part, YOKOHAMA (1974) a souligné le fait que MOGI était obligé d'introduire des valeurs de pression très grandes, donc difficilement concevables, pour arriver à retrouver les amplitudes des déplacements mesurés. Une sur-pression de 100 MPa (soit 10 kbars) est par exemple nécessaire, pour qu'une source enfouie à 10 km induise un soulèvement de 8 cm en surface !

I.1.2. Les modèles de DIETERICH et DECKER (1975)

Leur grande nouveauté réside dans l'abandon du calcul analytique au profit du calcul numérique, en l'occurrence par l'utilisation de la méthode des éléments finis. Les déplacements ne sont donc plus déterminés en tout point de la surface, mais seulement en un nombre discret de points, aux noeuds d'un maillage. L'utilisation de la puissante méthode des éléments finis autorise des calculs infiniment plus compliqués, et donc la prise en compte d'un bien plus grand éventail de géométries de sources de déplacements. La partie du volcan intéressée par les déformations est, comme dans le modèle de MOGI, assimilée à un demi-espace élastique, homogène, et isotrope.

DIETERICH et DECKER ont donc pu calculer les déplacements horizontaux et verticaux produits en surface par le gonflement ou le dégonflement :

- de sources à symétrie axiale, comme une sphère, un disque horizontal ou un cylindre vertical ;

- de réservoirs prismatiques à deux dimensions, comme un cylindre horizontal ou un prisme à section rectangulaire d'inclinaison quelconque.

Quelques exemples des résultats obtenus sont donnés sur la figure 1.2.

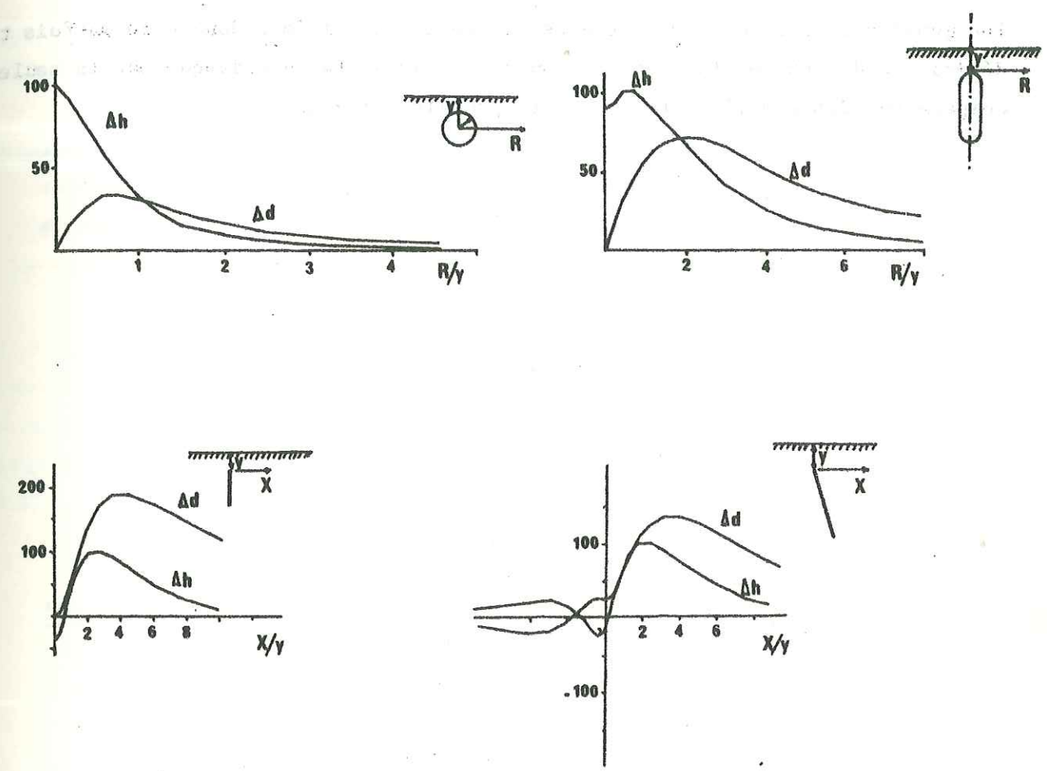


Figure 1.2 : Exemples de géométries de sources, et déplacements de surface horizontaux (Δd) et verticaux (Δh) calculés par DIETERICH et DECKER (1975). Les déplacements sont mesurés en pourcents de Δh max.

Un tel catalogue de sources permet de modéliser les déformations produites au-dessus de la chambre magmatique principale (source à symétrie axiale), aussi bien que sur les flancs du volcan, au-dessus d'intrusions en sills ou en dikes (sources prismatiques).

Ces modèles sont utilisés de façon aussi universelle que celui de MOGI. On peut notamment citer la récente application de MURRAY et PULLEN (1985). Ils ont déterminé, en trois dimensions, la position et la géométrie du dike d'alimentation de l'éruption de 1983, dans le flanc sud de l'Etna.

Il faut toutefois noter sur les exemples de la figure 1.2 que la ressemblance entre les divers profils de déplacements calculés est grande, même si

les géométries des sources sont assez différentes. Il doit donc être parfois très délicat de déterminer la géométrie du réservoir de façon univoque par la seule comparaison des profils réels avec les profils calculés.

I.2. LES AUTRES MODELES

I.2.1. Le modèle de YOKOHAMA (1971)

Ayant constaté qu'un bon accord des résultats du modèle de MOGI avec les données réelles imposait d'introduire des pressions uniformes peu vraisemblables dans la source ponctuelle, YOKOHAMA a refait les mêmes calculs en prenant cette fois en compte une distribution de pression non uniforme (fig. 1.3).

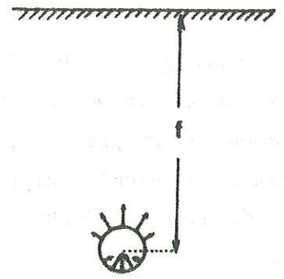


Figure 1.3 : Modèle de Yokohama (1974) : source ponctuelle avec répartition de pression en harmonique sphérique $P_1^0(\cos\theta)$.

D'après l'auteur, cette répartition de pression en harmonique sphérique $P_1^0(\cos\theta)$ pourrait simuler la poussée exercée au sommet d'un dike, lors de son intrusion. Nous émettrons cependant deux réserves concernant ce modèle ; la première est commune avec celui de MOGI : une intrusion de lave ponctuelle parait peu vraisemblable ; la seconde concerne la faiblesse de la justification d'une si curieuse répartition de pression.

I.2.2. Le modèle de WALSH et DECKER (1971)

Il constitue un premier pas vers des géométries de sources plus vraisemblables. En effet, le réservoir est modélisé par un segment de droite incliné, et l'introduction de magma est simulée par l'écartement de ses parois. Les modèles de DIETERICH et DECKER (1975) se situent dans le prolongement de celui-ci.

I.2.3. Le modèle de DAVIS et al. (1974)

L'idée de base de ce modèle est que le réservoir magmatique d'un volcan à laves fluides, comme le Kilauea (Hawaii), doit être constitué de dikes et sills interconnectés dans une zone très fracturée ; le stockage massif de lave

dans une chambre bien individualiséeest plutôt à réserver aux volcans à laves visqueuses. Les auteurs ont donc choisi de désigner ce réseau filonien sous le terme "pseudo-chambre".

Toute injection de magma dans cette pseudo-chambre est à l'origine de la propagation des fractures, donc de l'augmentation de son volume. De plus, ce phénomène n'est pas isotrope et la propagation suit une direction préférentielle vers la surface, en produisant donc également un changement de forme de la pseudo-chambre.

Le modèle de réservoir proposé par DAVIS et al. est schématisé sur la figure 1.4 : la pseudo-chambre est initialement sphérique, puis elle se déforme progressivement au cours de la montée en pression, en un ellipsoïde de grand axe vertical, de plus en plus aplati. Un calcul analytique de déplacements similaire à celui de MOGI est donc réalisé, pour différentes sources ellipsoïdales placées dans un demi-espace élastique.

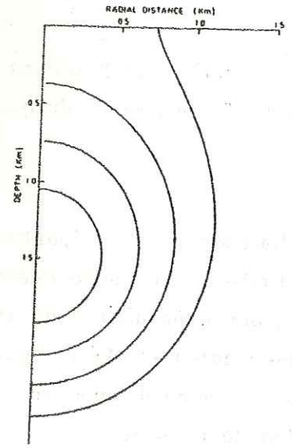


Figure 1.4 : Modèle de DAVIS (1974) : évolution de la forme de la "pseudo-chambre" par propagation des fractures vers la surface, lorsque la pression hydrostatique interne augmente de 8 bars.

Malheureusement, ce modèle prévoit la modification progressive de l'allure des profils de déplacements au cours de la montée en pression dans la chambre, et ceci n'a jamais été observé.

I.2.4. Le modèle de POLLARD et al. (1982)

La principale originalité de ce modèle réside dans l'utilisation d'une méthode de calcul analytique plus puissante, donnant, en sus des déplacements, les valeurs des contraintes en tous points.

La source est une fissure sous pression modélisant un dike, placée dans un demi-espace élastique.

En couplant le calcul du champ de contraintes à celui des déformations, POLLARD et al. parviennent à expliquer les désaccords si souvent observés entre déplacements calculés et déplacements mesurés (figure 1.5A), à la verticale du

dike. L'accumulation des contraintes y est en effet telle (figure 1.5B), que le comportement du matériau ne demeure plus élastique, et que des discontinuités (failles normales, fentes ouvertes) doivent apparaître.

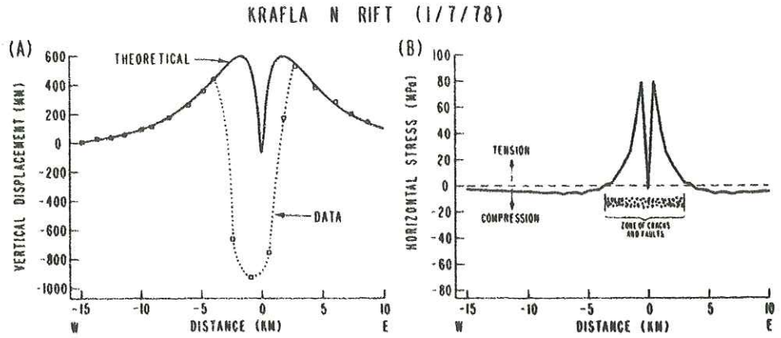


Figure 1.5 : Modèle de POLLARD et al. (1982), appliqué aux déformations observées lors d'un évènement éruptif dans la rift-zone nord du volcan Krafla (Islande). A : comparaison des profils de déplacements verticaux calculés et mesurés ; noter le désaccord entre les deux courbes dans la zone centrale du rift. B : valeurs calculées de la contrainte horizontale le long du profil ; noter la concentration de contraintes dans la zone axiale très fracturée du rift.

I.2.5. Le modèle de RYAN et al. (1983)

Il s'intéresse cette fois à la subsidence provoquée en surface, par la vidange d'une intrusion magmatique de forme prismatique et de dimensions finies, modélisant un sill.

Ce modèle contient plusieurs nouveautés puisqu'il est tri-dimensionnel, il tient compte de l'anisotropie de déformation due à l'alternance des coulées de laves, et les caractéristiques mécaniques du matériau (les laves du Kilauea) ont été mesurées en laboratoire.

Plusieurs applications à des séries de mesures de déplacements réalisées au Kilauea ont donné de bons résultats.

II. NECESSITE D'UN MODELISATION EN BLOCS

II.1. PRISE EN COMPTE DE LA TOPOGRAPHIE DU VOLCAN

Tous les modèles que nous venons de décrire ne s'intéressent qu'à des déformations relativement localisées de la surface d'un grand volcan-bouclier. Ils font donc l'hypothèse, relativement justifiéedans ce cas, que cette surface est un plan horizontal.

Le but de notre modélisation est différent, dans le sens où nous désirons calculer les déplacements produits à l'échelle de tout l'édifice volcanique. Nous devons par conséquent tenir compte de la topographie de cet édifice, et ce d'autant plus que les pentes souvent assez accentuées des volcans doivent jouer un rôle non négligeable dans leur processus de déformation.

II.2. PRISE EN COMPTE DES HETEROGENEITES ET DISCONTINUITES

La plupart des modèles de déformations assimilent l'édifice volcanique à un milieu continu, homogène, isotrope, et élastique. Seuls RYAN et al. (1983) ont pris en compte l'anisotropie entre directions verticale et horizontale due à l'alternance de coulées de laves de propriétés mécaniques différentes.

Le caractère fortement hétérogène d'un volcan paraît pourtant évident, si l'on considère qu'il est formé de la superposition de coulées de laves et de pyroclastites, recoupées par des intrusions de sills et de dikes dans toutes les directions (figure 1.6). Tous ces matériaux ont des propriétés mécaniques différentes, et le comportement mécanique de l'ensemble ne peut être considéré comme homogène qu'en toute première approximation.

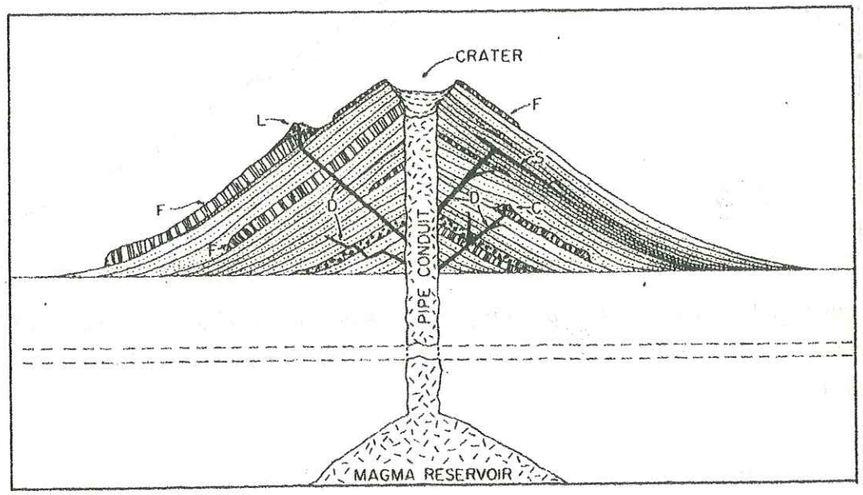


Figure 1.6 : Coupe transversale schématique d'un volcan composite (d'après MC DONALD, 1972), montrant l'hétérogénéité de ses matériaux. Les coulées de lave (F) alternant avec les dépôts de cendres (marqués par des pointillés) et de brêches (pointillés grossiers), sont recoupées par des dikes (D) et sills (S) alimentant des éruptions latérales (L et C).

POLLARD et al. (1982) ont remarqué, dans leurs modélisations des déformations du Kilauea (Hawaii) et du Krafla (Islande), que l'accord entre données réelles et données calculées était impossible à réaliser, lorsque le profil utilisé recoupait une zone fracturée par des fentes ouvertes ou des failles normales (figure 1.5). Ceci montre simplement que lorsque le modèle suppose que le milieu est continu et élastique, il est bien évidemment incapable de retrouver

des champs de déplacements de surface discontinus. Pourtant, un volcan est périodiquement soumis à des injections de magma qui le fracturent fortement, et produisent en surface de tels déplacements. Les effondrements localisés au-dessu des intrusions (voir par exemple la figure 1.7), ou moins localisés, comme les caldéras, sont en effet des phénomènes bien connus sur les volcans.

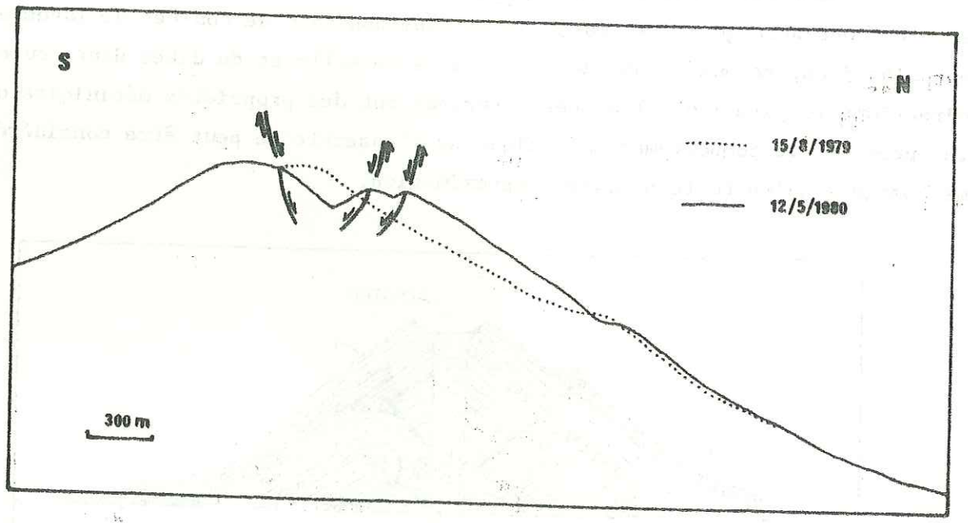


Figure 1.7 : Profils topographiques du Mont St Helens le 15 août 1979 et le 12 mai 1980, montrant l'effondrement du graben sommital (d'après MOORE et ALBEE, 1981).

Nous désirons donc construire un modèle qui soit capable de prendre en compte le rôle mécanique des hétérogénéités et des discontinuités, et de retrouver des champs de déplacements de surface discontinus.

La modélisation en blocs doit permettre d'atteindre ces objectifs.

III. DESCRIPTION DE LA METHODE BLOC

INTRODUCTION

Cette thèse concerne l'application aux volcans d'un programme de modélisation mécanique, qui existait et fonctionnait déjà avant qu'elle ne débute. Nous n'y avons apporté que quelques modestes améliorations, pour l'adapter à la modélisation des édifices naturels. Il ne peut donc être question ici d'en faire une description exhaustive. Les lecteurs avides de détails supplémentaires pourront se reporter à l'article de référence de POUYET et al. (1983), ainsi qu'au rapport de LAMY (1984).

III.1. PRESENTATION GENERALE ET CHAMP D'APPLICATION

Le programme BLOC a été mis au point par des ingénieurs du Bureau d'ingénieurs-conseils COYNE & BELLIER, pour des applications dans le domaine du génie civil. Il permet d'étudier le comportement mécanique de milieux hétérogènes et fissurés, sous l'action de sollicitations mécaniques (pesanteur, pressions, forces concentrées quelconques), ou thermiques (prise en compte de la dilatation des matériaux avec l'augmentation de la température).

Son hypothèse de base est qu'un milieu hétérogène fissuré peut être assimilé à un assemblage de blocs rigides. Toute la déformabilité de la structure est alors concentrée aux limites de blocs, les joints, qui matérialisent les discontinuités de l'édifice, c'est-à-dire ses fractures et les limites de ses différents constituants. Il apparait donc immédiatement qu'il faut connaître à priori ces éléments de la structure interne de l'édifice à modéliser, pour pouvoir construire le maillage, c'est-à-dire définir les limites de blocs. Le programme ne peut en aucun cas générer des fractures en cours de chargement.

Ce type de modèle peut être utilisé dans tous les domaines où la déformation interne des matériaux (les blocs) peut être négligée devant les déplacements le long des discontinuités (les joints).

En mécanique des structures, le programme BLOC est utilisé de façon courante pour les calculs de constructions en béton armé ou précontraint (poutres, parois moulées des enceintes de centrales nucléaires ou de réservoirs cylindriques). Les armatures entre les blocs sont alors modélisées par des ressorts.

Dans le domaine des structures naturelles, l'hypothèse de non-déformabilité des blocs est tout-à-fait justifiée tant que l'on reste à des profondeurs faibles, où la contrainte de confinement est encore suffisamment petite pour ne pas empêcher les mouvements relatifs de blocs à leurs limites. Les applications aux massifs rocheux fracturés, dans le domaine de la géotechnique, sont donc tout-à-fait possibles. Il en est bien sûr de même pour des structures de sub-surface telles que les édifices volcaniques.

III.2. LOI DE COMPORTEMENT D'UNE STRUCTURE EN BLOCS RIGIDES : MISE EN EQUATION ET RESOLUTION

III.2.1. Introduction : géométrie et cinématique du modèle

Le modèle BLOC existe en version bi-dimensionnelle comme tri-dimensionnelle (cf. LAMY, 1984) ; nous n'avons toutefois pas pu utiliser cette dernière. Le modèle bi-dimensionnel peut étudier des structures à déformation plane (symétrie cylindrique) ou à symétrie axiale.

Les blocs n'étant pas déformables, nous avons vu que toute déformation de l'édifice ne peut s'opérer que par mouvements relatifs des blocs à leurs limites, par interpénétration, écartement ou glissement relatif. Les degrés de liberté d'une telle structure sont donc concentrés aux centres de gravité des blocs. Chaque bloc possèdant, dans un modèle bi-dimensionnel, trois degrés de liberté (deux en translations et un en rotation), la cinématique d'un édifice formé de l'assemblage de N blocs peut être décrite par 3N degrés de liberté.

La transmission des efforts entre les blocs se fait par l'intermédiaire des joints bien sûr, mais aussi par les éléments de renforcement que sont les ressorts (modélisant des tirants d'ancrage), les anneaux fissurables (permettant de simuler, dans un modèle axisymétrique, la résistance à l'étirement radial et à la torsion) et les cerces de renforcement (modélisant le ferraillage d'une structure axisymétrique). Nous n'avons, bien sûr, pas utilisé ces éléments dans nos modèles de volcans et ne détaillerons pas leurs propriétés.

Enfin, il faut noter que le programme BLOC se limite aux petits déplacements, hypothèse autorisant d'intéressantes simplifications de la mise en équations. Elle est relativement justifiée dans le cas des volcans, par le rapport entre la taille des blocs (hectométriques) et les déplacements (centimétriques).

III.2.2. Loi de comportement d'un joint

III.2.2.1. Définition

Un joint forme la limite entre deux blocs. Il est constitué de deux faces planes, chacune d'elle étant liée de manière rigide au centre de gravité de l'un des deux blocs (hypothèse des blocs rigides).

III.2.2.2. Paramètres caractérisant l'état du joint

Dans un repère local dont l'origine est placée au centre O du joint,

son état de déformation peut être entièrement caractérisé par trois paramètres, U, V, et θ, mesurés en 0 (figure 1.8) :

- U est le déplacement relatif des deux faces dans la direction normale

- V est le déplacement relatif des deux faces dans la direction tangentielle

- θ est la rotation relative des deux faces

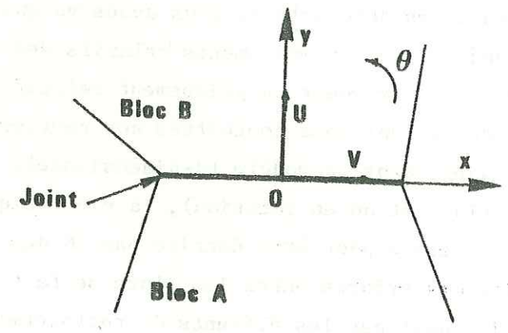


Figure 1.8 : Paramètres caractéristiques de l'état de déformation d'un joint.

En chaque point d'abscisse x le long du joint, on peut calculer à partir de U, V, et θ :

- le déplacement normal $u(x) = U + \theta x$

- le déplacement tangentiel $v(x) = V$

A ces trois paramètres de déformation, sont associés les efforts internes au joint, N, T, et M, représentant l'interaction mécanique entre les deux blocs :

- N est l'effort normal

- T est l'effort tranchant

- M est le moment fléchissant

III.2.2.3. Comportement mécanique dans la direction normale

a) Calcul de l'effort normal N

Les propriétés mécaniques d'un joint étant celles du contact entre deux solides, les deux blocs, la contrainte normale est simplement proportionnelle à l'enfoncement relatif de ses deux faces. Le coefficient de proportionnali

est la rigidité normale k_n, que l'on peut calculer à partir du module d'Young du matériau E, et de la distance séparant les deux centres de gravité des blocs e :

$$k_n = \frac{E}{e}$$

Ceci n'est valable que lorsque les deux faces du joint sont au contact l'une de l'autre. S'il y a décollement, la contrainte normale devient nulle.
Le comportement normal au joint est élastique non linéaire ; la relation contrainte/déformation est schématisée sur la figure 1.9A.

L'effort normal N au centre du joint se calcule par intégration de la contrainte normale $\sigma(x)$ sur la partie fermée (P_f) :

$$N = \int_{P_f} \sigma(x)\, dx = \int_{P_f} k_n\, u(x)\, dx = \int_{P_f} k_n\, (U + \theta x)\, dx$$

Soit 1 la longueur du joint. L'état du joint est défini par la valeur de U :

- si $U \leqslant -|\theta| \frac{1}{2}$: le joint est totalement fermé.

- si $-|\theta| \frac{1}{2} < U < |\theta| \frac{1}{2}$: le joint est partiellement ouvert.

L'abscisse du point de "croisement" des deux faces est : $x_c = -\frac{U}{|\theta|}$

- si $U \geqslant |\theta| \frac{1}{2}$: le joint est totalement ouvert

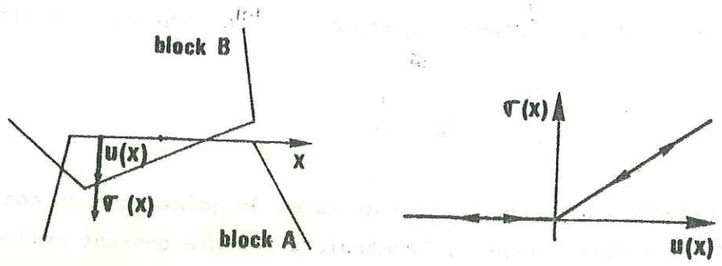
On a donc les résultats suivants :

- pour un joint fermé :

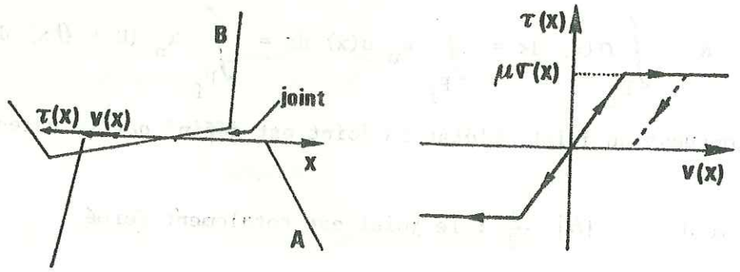
$$N = \int_{-1/2}^{1/2} k_n\, (U + \theta x)\, dx = k_n\, l\, U \qquad (1)$$

- pour un joint partiellement ouvert :

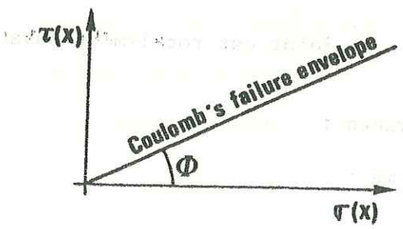
si $\theta > 0$ $\quad N = \int_{-1/2}^{-\frac{U}{\theta}} k_n\, (U + \theta x)\, dx$



1. Comportement normal élastique non linéaire



2. Comportement tangentiel élasto-plastique



3. Loi de frottement de Coulomb

Figure 1.9 : Comportement mécanique d'un joint : relations entre contraintes et déplacements relatifs des deux faces. $\sigma(x)$: contrainte normale ; $\tau(x)$: contrainte tangentielle ; $u(x)$: composante normale du déplacement relatif ; $v(x)$: composante tangentielle du déplacement relatif ; θ : angle de frottement de Coulomb ; μ : coefficient de frottement de Coulomb.

$$\text{si } \theta < 0 \qquad N = \int_{-\frac{U}{\theta}}^{1/2} k_n \, (U + \theta x) \, dx$$

$$\text{Soit :} \qquad N = k_n \cdot \left(-\frac{U}{|\theta|} + \frac{1}{2} \right) \cdot U + \frac{k_n}{2} \cdot \left(\frac{U^2}{|\theta|^2} - \frac{1^2}{4} \right) |\theta| \qquad (2)$$

- pour un joint ouvert :

$$N = 0 \qquad (3)$$

b) Calcul du moment fléchissant M

Il est défini par l'intégrale :

$$M = \int_{P_f} x \, \sigma(x) \, dx$$

Un calcul tout-à-fait similaire au précédent donne donc :

- pour un joint fermé :

$$M = k_n \, \theta \, \frac{1^3}{12} \qquad (4)$$

- pour un joint partiellement ouvert :

$$M = k_n \cdot \frac{|\theta|}{\theta} \cdot \left[\frac{1}{2} \left(\frac{U^2}{|\theta|^2} - \frac{1^2}{4} \right) \cdot U - \frac{1}{3} \left(\frac{U^3}{|\theta|^3} - \frac{1^3}{8} \right) \cdot |\theta| \right] \qquad (5)$$

- pour un joint ouvert :

$$M = 0 \qquad (6)$$

III.2.2.4. Comportement mécanique dans la direction tangentielle

Le comportement tangentiel du joint est élasto-plastique avec frottement de Coulomb (figures 1.9A et B).
Soient μ le coefficient de frottement de Coulomb (($\mu = \text{tg}\Phi$) où Φ est l'angle de frottement de Coulomb), $\sigma(x)$ la contrainte normale au point M d'abscisse x le long du joint, et $\tau(x)$ la contrainte tangentielle :

- si $\tau(x) < \mu \, \sigma(x)$, le comportement tangentiel est élastique, donc

la contrainte $\tau(x)$ est proportionnelle au déplacement relatif tangentiel v(x) :

$$\tau(x) = k_t\, v(x) \quad \text{où } k_t = \frac{G}{e} \text{ rigidité tangentielle}$$

G module de cisaillement

- si $\tau(x) = \mu\,\sigma(x)$, le comportement tangentiel devient plastique, et les deux faces du joint glissent l'une par rapport à l'autre.

On voit donc que, pour calculer l'effort tranchant T, la prise en compte du glissement impose de tester continuellement la valeur de $\tau(x)$ par rapport à celle de $\mu\,\sigma(x)$. Dès que le seuil d'élasticité est atteint, le glissement rend toute déformation irréversible. Il est donc nécessaire de procéder par incréments, en n'appliquant le chargement que par pas successifs.

Plaçons-nous au cours du trajet de chargement, et supposons que T_o et N_o soient les efforts tranchant et normal calculés dans le joint à l'incrément précédent. Le nouveau pas de chargement produit, au point d'abscisse x, un déplacement incrémental $\Delta v(x)$. Pour calculer l'incrément de contrainte, on suppose alors que le comportement est élastique linéaire :

$$\Delta\tau(x) = k_t\, \Delta v(x)$$

En intégrant $\Delta\tau(x)$ sur tout le joint, on obtient l'incrément d'effort tranchant ΔT :

$$\Delta T = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} k_t\, \Delta v(x)\, dx = k_t\, 1\, \Delta V$$

Il faut alors déterminer s'il y a ou non glissement :

- si $|T_o + \Delta T| < |N_o + \Delta N|\, tg\Phi$, on a élasticité.

L'effort tranchant vaut : $T = T_o + \Delta T = T_o + k_t\, 1\, \Delta V$ (7)

- si $|T_o + \Delta T| \geqslant |N_o + \Delta N|\, tg\Phi$, on a plasticité et glissement.

L'effort tranchant est alors : $T = (N_o + \Delta N)\, tg\Phi$ (8)

III.2.2.5. Matrice de rigidité du joint

C'est la matrice D_j qui lie, pour chaque pas de chargement, les incréments de déplacements relatifs (ΔU, ΔV, $\Delta\theta$), aux incréments d'efforts

internes (ΔN, ΔT, ΔM) :

$$\begin{pmatrix} \Delta N \\ \Delta T \\ \Delta M \end{pmatrix} = D_j \cdot \begin{pmatrix} \Delta U \\ \Delta V \\ \Delta\theta \end{pmatrix} \qquad (9)$$

Elle exprime la loi de comportement du joint.
Ses coefficients sont extraits des relations (1) à (8). Il faut remarquer que, dans le cas d'un joint partiellement ouvert, ils dépendent de U et θ (relations (2) et (5)) :

$$D_j = D_j\,(U, \theta)$$

Nous verrons l'importance de cette remarque dans la résolution du problème.

III.2.3. Loi de comportement globale de la structure

III.2.3.1. Matrice déplacement/déformation d'un joint

La matrice B_j relie les déplacements des centres de gravité des deux blocs dans le repère global (X_1, Z_1, θ_1, X_2, Z_2, θ_2) aux déplacements relatifs des deux faces du joint (U, V, θ). L'hypothèse des petits déplacements et l'indéformabilité des blocs rendent cette relation linéaire :

$$\begin{pmatrix} U \\ V \\ \theta \end{pmatrix} = B_j \cdot \begin{bmatrix} X_1 \\ Z_1 \\ \theta_1 \\ X_2 \\ Z_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix} \qquad (10)$$

III.2.3.2. Relation entre efforts nodaux et efforts internes au joint

Soient (F_{X1}, F_{Z1}, M_1, F_{X2}, F_{Z2}, M_2) les efforts extérieurs qu'il faudrait appliquer aux centres de gravité des blocs (efforts nodaux), pour compenser les efforts (N, T, M) résultant de la déformation du joint. Le théorème des travaux virtuels permet de démontrer que :

$$\begin{bmatrix} F_{X1} \\ F_{Z1} \\ M_1 \\ F_{X2} \\ F_{Z2} \\ M_2 \end{bmatrix} = B_j^t \cdot \begin{pmatrix} N \\ T \\ M \end{pmatrix} \qquad (11)$$

où B_j^t est la matrice transposée de la matrice B_j.

III.2.3.3. Matrice de rigidité globale

Les relations (9), (10) et (11) permettent de calculer les incréments d'efforts extérieurs (ΔF_{X1}, ΔF_{Z1}, ΔM_1, ΔF_{X2}, ΔF_{Z2}, ΔM_2) qu'il faut appliquer aux centres de gravité des blocs, pour équilibrer les incréments de déplacements (ΔX_1, ΔZ_1, $\Delta\theta_1$, ΔX_2, ΔZ_2 , $\Delta\theta_2$) de ces blocs :

$$\begin{bmatrix} \Delta F_{X1} \\ \Delta F_{Z1} \\ \Delta M_1 \\ \Delta F_{X2} \\ \Delta F_{Z2} \\ \Delta M_2 \end{bmatrix} = B_j^t \cdot D_j \cdot B_j \cdot \begin{bmatrix} \Delta X_1 \\ \Delta Z_1 \\ \Delta\theta_1 \\ \Delta X_2 \\ \Delta Z_2 \\ \Delta\theta_2 \end{bmatrix}$$

Il faut alors sommer ces relations pour tous les joints de la structure, afin d'obtenir la matrice de rigidité globale de la structure D. Elle permet de relier les incréments d'efforts extérieurs appliqués (ΔF) aux incréments de déplacements résultants des blocs (ΔX) :

$$(\Delta F) = D.(\Delta x)$$

Cette équation est l'expression du principe des travaux virtuels pour la structure toute entière. Physiquement, elle signifie que les déplacements (ΔX) solutions du problème posé, sont ceux qui induisent dans l'édifice des efforts internes $D.(\Delta X)$ équilibrant au mieux les efforts externes appliqués (ΔF).

Le problème à résoudre est donc maintenant de calculer (ΔX) en inversant la matrice D. Toutefois, cette résolution n'est pas triviale : les matrices D_j n'étant pas linéaires ($D_j = D_j$ (U, θ)), la matrice D ne l'est pas non plus : D = D (X). Il est donc nécessaire d'utiliser un algorithme de résolution d'un système d'équations non linéaires.

III.2.4. Algorithme de résolution

III.2.4.1. Position du problème

Plaçons-nous après application à la structure du $(n-1)^{ième}$ incrément de chargement. Elle se trouve alors dans une position d'équilibre définie par la matrice-colonne des positions de tous les blocs (X_o), et elle est soumise aux forces nodales extérieures (F_o).

Soit (ΔF) l'incrément d'efforts extérieurs appliqué lors du $n^{ième}$ pas de chargement. Il faut alors calculer l'incrément de déplacements (ΔX) tel que :

$$(F_o + \Delta F) = D(X_o + \Delta X).(X_o + \Delta X)$$

Si ce problème se limitait à une dimension unique, il serait tout-à-fait équivalent au calcul de l'allongement ΔX d'un ressort de raideur non constante K (X), sous l'action de la force ΔF, problème que l'on peut représenter graphiquement par la figure 1.10B.
La solution est l'abscisse $X_o + \Delta X$ du point d'intersection entre la droite $F = F_o + \Delta F$ et la courbe F = F (X).

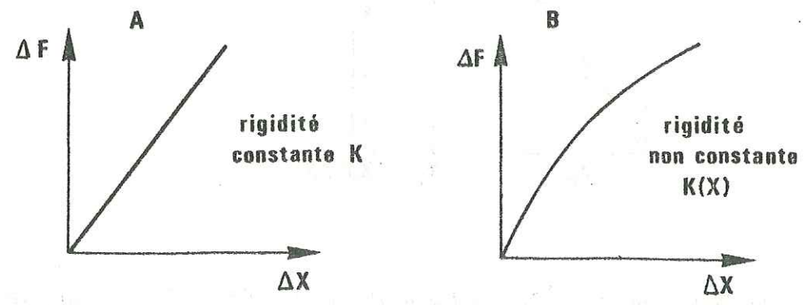


Figure 1.10 : Lois de comportement d'un ressort linéaire à rigidité constante (A), et d'un ressort non linéaire à rigidité variable (B).

III.2.4.2. L'algorithme de Raphson-Newton

La non-linéarité de la matrice D (ou de la raideur K (X) dans le problème du ressort) oblige à procéder par itérations successives.

Connaissant l'état initial, (X_o, F_o), on connait aussi D (X_o). Dans le problème équivalent mono-dimensionnel, D (X_o) est égal à K (X_o), raideur du ressort et pente de la tangente à la courbe au point (X_o, F_o) (figure 1.11). On peut donc calculer X_1, première approximation de la solution recherchée $X_o + \Delta$ tel que :

$$F_o + \Delta F = D(X_o).X_1$$

On est ainsi ramenés à un problème linéaire aisément soluble.
Connaissant X_1, on peut ensuite calculer D (X_1), puis résoudre le nouveau système linéaire permettant de calculer X_2 :

$$F_o + \Delta F = D(X_1).X_2$$

On peut voir sur la figure 1.11, qu'en procédant ainsi par itérations successives on tend vers la vraie solution du problème $X_o + \Delta X$.

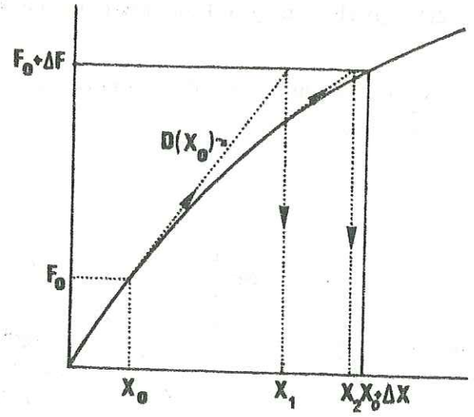


Figure 1.11: Représentation schématique de l'algorithme de Raphson-Newton, utilisé dans la résolution du problème non linéaire $F_o + \Delta F = K(X).(X_o + \Delta X)$

III.3. MODELES SIMILAIRES

Nous devons mentionner l'existence de diverses autres méthodes numériques d'étude des milieux hétérogènes fissurés.

On peut citer parmi celles-ci, le modèle RBSM (Rigid Body Spring Model) de KAWAI (1980). C'est une adaptation de la méthode conventionnelle des éléments finis à l'étude des milieux discontinus, par l'introduction d'éléments supplémentaires, les joints. Placé au contact entre deux éléments voisins supposés rigides, le joint permet de modéliser les déplacements relatifs des deux blocs. Son comportement mécanique est supposé élastique dans les deux directions, normale et tangentielle. Ce modèle ne prend donc pas en compte la plasticité.

Un autre modèle, appelé KEM (Kinematical Element Method) a été développé par GUSSMANN (1982). Il prend en compte les frottements aux contacts entre blocs rigides par l'intermédiaire de la loi de Mohr-Coulomb. Mais il ne s'intéresse qu'aux problèmes de charge limite, et pas du tout aux amplitudes des déplacements pendant le trajet de chargement.

Enfin, le modèle de CUNDALL (1974) est certainement celui qui se rapproche le plus de BLOC. Toutefois, il calcule les déplacements des blocs par double intégration des équations du mouvement par la méthode des différences finies. Il n'a donc pas besoin de faire l'hypothèse des petits déplacements. Par contre, si les intégrations en fonction du temps permettent de réaliser une simulation dynamique, elles obligent à ne considérer que des déformations de très brèves durées (quelques secondes) pour des raisons d'économie de temps de calcul. Ce modèle possède par conséquent un champ d'application différent de celui de BLOC (grands déplacements rapides). Mais SASSI (1985) a montré, sur le modèle très simple du Mont St Helens de PAUL (1983), que les deux méthodes donnaient des résultats similaires.

1 SEP. 2003
Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
Mail : ptalour@ujf grenoble.fr

IV. LES METHODES D'ETUDES DE LA STRUCTURE DES EDIFICES VOLCANIQUES

INTRODUCTION

Nous avons vu, dans le chapître précédent, qu'il était nécessaire d'avoir une connaissance aussi précise que possible de la géométrie et de la position des discontinuités de l'édifice volcanique, pour être capables d'en construire un modèle en blocs. Il nous faut donc connaître :

- la position et la géométrie d'un éventuel réservoir magmatique superficiel,

- la structure géologique du volcan : géométrie des intrusions de lave, position et pendage des "plans de stratification" formés par la superposition des coulées, profondeur du substratum, etc...,

- la géométrie du réseau de fractures.

Le but de ce chapître est d'effectuer le recensement des méthodes géophysiques comme géologiques, mises en oeuvre sur les volcans pour acquérir des données sur leur structure.

IV.1. LES METHODES GEOPHYSIQUES

IV. 1.1. Sismologie

Grâce au niveau, parfois très important, de la sismicité des volcans actifs, les méthodes sismologiques disposent de suffisamment de données pour fournir des résultats intéressants sur la structure des édifices. On peut citer, par exemple, le cas du Kilauea (Hawaii) où 8000 séismes de magnitude M > 0 sont enregistrés en moyenne par mois et à un moindre niveau, celui du Piton de la Fournaise (Réunion), avec 50 évènements mensuels en moyenne (JACKSON et al., 1983).

On classe généralement les séismes volcaniques en trois groupes (FERRICK et al., 1982) :

1- Les séismes volcano-tectoniques : ils sont la réponse de la croute fragile et très hétérogène à une accumulation de contraintes. Comme les séismes tectoniques, ils débutent par une impulsion étroite de fréquence voisine de 10 Hz, puis cette fréquence diminue progressivement le long du signal.

2- Les séismes longue période : l'enveloppe du signal est semblable à celle des séismes volcano-tectoniques, mais leur contenu fréquenciel est plus bas, entre 1 et 5 Hz. Ils sont dus à des phénomènes d'oscillations et de résonnance du magma dans le réservoir.

3- Les trémors : le signal est ici peu impulsif et très continu, et le contenu fréquenciel variable entre 1 et 5 Hz. Les signaux durent de quelques minutes à quelques heures.

Nous discuterons simplement ici de l'utilisation des premiers et des derniers.

IV. 1.1.1. L'étude des trémors

Leur origine est encore très controversée. Sont mentionnés, entre autres, des phénomènes de turbulence générés dans le magma par les gaz (SEIDL et al., 1981), par la brusque rupture d'un conduit magmatique (FERRICK et al., 1982), ou par la fracturation d'une barrière séparant deux fissures pleines de magma à des pressions différentes (AKI et al., 1981 ; CHOUET et al., 1985). D'autres auteurs évoquent la résonnance d'un conduit magmatique (SEIDL et al., 1981), les oscillations libres de la chambre magmatique ou des strates du volcan sous l'action des mouvements de magma (FERRICK et al., 1982).

Pour ce qui concerne la détermination des caractéristiques de la structure d'un volcan, il paraît donc difficile d'utiliser les trémors tant que leur source n'est pas mieux précisée. Toutefois, lorsque les recherches seront plus

avancées, leur localisation pourra apporter des informations intéressantes, en permettant peut être,par exemple,de déterminer la position des conduits magmatiques actifs.

IV. 1.1.2. L'étude des séismes volcano-tectoniques

Leur origine étant bien mieux connue, ils sont beaucoup plus utiles dans la détermination des structures, à condition toutefois de disposer d'un réseau sismologique suffisamment dense. Au Kilauea, volcan le mieux étudié du globe, l'intervalle moyen entre deux stations est voisin de 10 km, et descend jusqu'à 5 km dans les zones les plus actives où le réseau est plus dense. La densité du réseau sismologique de l'Etna (réseau permanent plus balises Argos) est équivalente. Au Piton de la Fournaise, elle est un peu meilleure, de l'ordre de 2 km.

a) Localisation des hypocentres

Placer les foyers des séismes sur une carte ou des coupes du volcan permet, par la recherche de corrélations spatiales, d'acquérir d'intéressantes informations.

1- On peut localiser un plan de faille important si celui-ci rejoue lors de plusieurs séismes. C'est par exemple le cas à Hawaii, de la faille du séisme de Kalapana (29/11/75), sur laquelle étaient concentrés tous les séismes précurseurs et les répliques (ANDO, 1979).

2- RYAN et al. (1981) ont fait une représentation tri-dimensionnelle du système d'alimentation magmatique du Kilauea, en reportant les hypocentres dans un modèle en plexiglass du volcan (figure 1.12).
Les zones à forte concentration de séismes sont interprétées comme des zones de faiblesse très fracturées où le magma peut circuler.

3- L'absence totale de séismes dans une partie de l'édifice peut être le signe de la présence d'une grande quantité de magma fluide, et donc d'une chambre (LENAT, 1981).

La résolution obtenue dépend bien sûr de l'incertitude sur la localisation des séismes, c'est-à-dire de la densité du réseau et de la qualité de la loi de vitesse utilisée pour la localisation en profondeur. La précision atteinte est, au mieux, de quelques kilomètres.

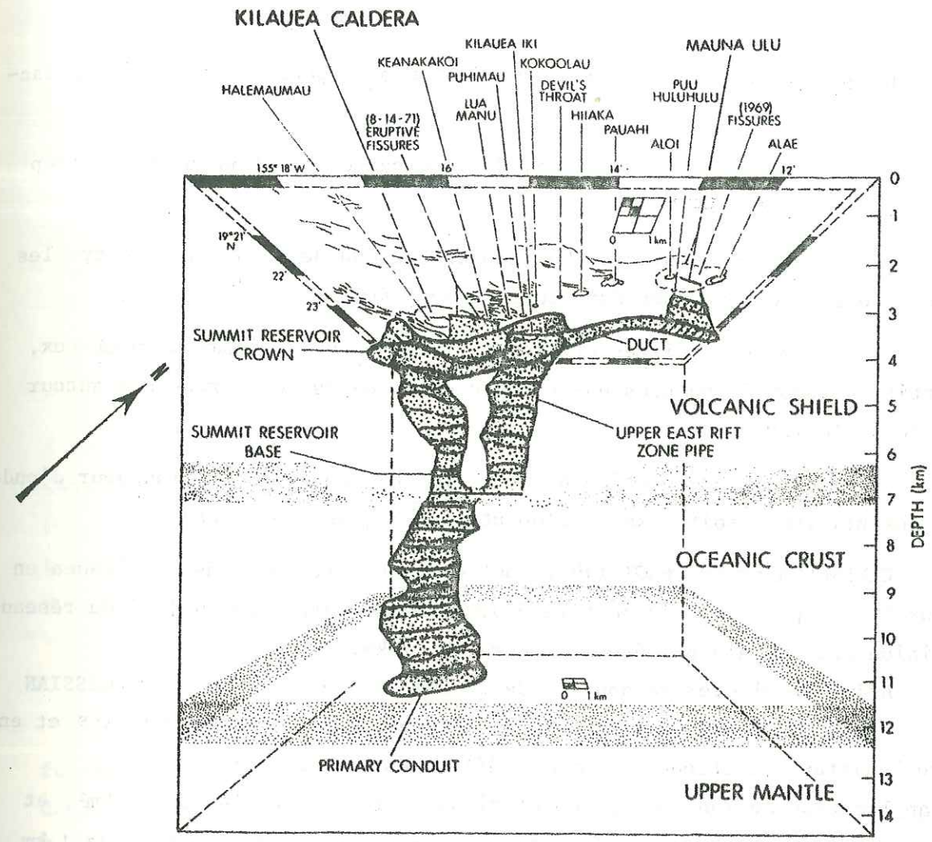


Figure 1.12 : Représentation tri-dimensionnelle du système d'alimentation magmatique du Kilauea (Hawaii), obtenue par localisation de 1000 microséismes ; le pouvoir de résolution est proche de 1 km (d'après RYAN et al., 1981).

b) Etude des mécanismes aux foyers

Elle consiste à reporter sur un canevas stéréographique les sens (compression ou dilatation) des premiers mouvements associés à un même séisme, et enregistrés en différentes stations. Ceci permet de déterminer la direction et le pendage du plan de faille sur lequel a eu lieu le séisme, ainsi que les sens de déplacements des deux blocs. Cette méthode a par exemple été utilisée pour le séisme de Kalapana (Hawaii) (ANDO, 1979).

c) Inversion des temps d'arrivée

C'est une méthode numérique itérative permettant, à partir des temps d'arrivée de différents séismes en différentes stations, de déterminer en trois dimensions la loi de vitesse sous le réseau sismologique. Pour celà, la méthode calcule de façon itérative à partir d'une loi de vitesse initiale, la loi de vitesse qui donnera des temps d'arrivée calculés aussi proches que possible des temps mesurés (AKI et al., 1977 ; GRASSO, 1981).

La qualité des résultats et la résolution dépendent de plusieurs facteurs.

1) Il faut que la loi de vitesse de départ ne soit pas trop éloignée de la loi réelle.

2) La résolution horizontale dépend de la distance entre les stations ; le réseau doit donc être suffisamment dense.

3) Les séismes utilisés doivent être suffisamment nombreux, et répartis de façon à peu près équivalente dans toutes les directions autour de la zone à étudier.

4) La résolution ne peut être meilleure que la longueur d'onde des signaux utilisés, soit 1 km si l'on utilise des séismes locaux.

ELLSWORTH et KOYANAGI (1977) ont utilisé cette méthode au Kilauea en inversant les temps d'arrivée de téléséismes. Mais, malgré la qualité du réseau, la précision obtenue n'a pas été meilleure que 7 km.

Afin d'améliorer le pouvoir de résolution de la méthode, NERCESSIAN et al., (1984), n'ont pas utilisé des téléséismes, mais effectué des tirs et enregistré à distance critique les ondes réfléchies sur le Moho.
Dans l'application au Mont Dore, 100 stations étaient réparties sur 1 km², et cinq tirs ont été réalisés. La résolution obtenue était alors voisine de 1 km. L'plication de cette méthode à l'Etna, volcan beaucoup plus grand que le Mont Dore, a nécessité l'utilisation de 240 stations sur une surface de 2250 km², et de 25 tirs à distance critique. La résolution recherchée était de 3 km (Projet PIRPSEV 1983-1984 présenté par A. HIRN).

d) Etude de la signature du séisme

Certains caractères anormaux d'un enregistrement sismologique sont caractéristiques d'un passage du rai à travers une zone partiellement fondue. Ce sont des pertes d'énergie des ondes S et des hautes fréquences. Connaissant la localisation des hypocentres des séismes présentant ces caractéristiques, on peut arriver à situer des réservoirs magmatiques (cf. l'application à la caldéra de Long Valley par SANDERS, 1984).

e) Méthode des résidus

Elle consiste à soustraire des temps d'arrivée mesurés d'ondes P produites par des téléséismes ou des séismes régionaux, les temps calculés à partir d'un modèle de vitesse moyen. Cette soustraction donne le résidu de temps de parcours, qui ne peut être imputé qu'à des variations locales de vitesse le long du rai.

Appliquée à l'Etna par SHARP et al. (1980), la cartographie de ces résidus a montré que l'on trouvait systématiquement les valeurs les plus fortes dans la zone du volcan opposée à la direction d'arrivée des rais. Les auteurs en ont conclu que ces rais traversaient une zone à moindre vitesse, qu'ils ont située à 20 km de profondeur. Elle représente peut-être une chambre magmatique profonde.

IV.1.2. Sismique

La méthode de sismique réfraction a été utilisée à Hawaii par HILL (1969) puis ZUCCA et HILL (1980), pour déterminer la loi de vitesse introduite dans les programmes de localisation d'hypocentres. Elle a permis de mettre en évidence les discontinuités les plus importantes (interface laves aériennes-laves sous marines, limite entre volcan et croute océanique, Moho...) avec un pouvoir de résolution de l'ordre de 5 km.

IV.1.3. Etude des déformations

Comme nous l'avons vu dans un précédent chapitre, les mesures de déformations sont le plus souvent inversées en terme de position et de géométrie de source, en utilisant les modèles de MOGI ou de DIETERICH et DECKER.
Toutefois, ces modèles sont encore trop simples pour que leurs résultats quantitatifs puissent être considérés comme certains.

Par contre, la simple analyse qualitative des champs de déplacements de surface peut aider à acquérir des informations sur la structure des édifices. FISKE et KINOSHITA (1969) ont, par exemple, observé que le sommet du Kilauea se soulevait légèrement avant chaque éruption, et que de plus, le point de soulèvement maximum se déplaçait latéralement. Ils ont pu en déduire qu'avant chaque éruption, la lave s'accumulait dans un réservoir peu profond, produisant le gonflement ; les translations du point de gonflement leur ont même permis d'émettre l'hypothèse que ce réservoir était constitué d'un réseau dense de dikes et de sills, le remplissage successif de chacun des dikes étant alors à l'origine des mouvements du centre de gonflement. Les études de MURRAY et GUEST (1982) à l'Etna ont par contre montré que les déformations y étaient beaucoup plus faibles et complexes qu'au Kilauea. Elles ne montrent notamment pas de période de gonflement et de dégonflement encadrant une éruption, ce qui leur a permis de supposer qu'il n'existait pas de stockage massif de magma à l'intérieur du volcan, si ce n'est dans quelques dikes et sills alimentés directement depuis des grandes profondeurs.

IV.1.4. Magnétisme

Les levés aéromagnétiques de LENAT et AUBERT (1980) au Piton de la Fournaise, et de JACKSON et LENAT (1982) au Kilauea, ont permis de tester les possibilités de la méthode magnétique dans la détermination des structures volcaniques.

- Ils ont confirmé la concentration des dikes d'alimentation des éruptions sous les rift-zones des deux volcans (bandes étroites très fissurées regroupant la majorité des éruptions).

- Au Piton de la Fournaise, ils ont montré qu'une chambre magmatique superficielle pouvait exister sous le sommet. On y remarque en effet une atténuation de l'anomalie magnétique qui pourrait être due à la présence de roches chauffées au dessus de la température de Curie.

- Le profil aéromagnétique du Piton de la Fournaise a pu être inversé en terme de structures à 2 dimensions par la méthode de Talwani. Mais le faible pouvoir de résolution de cette méthode ne permet qu'une approche très grossière de la structure.

IV.1.5. Méthodes électriques et électromagnétiques

Les techniques sont nombreuses (méthode électromagnétique horizontale, méthode VLF, profilage magnéto-tellurique, sondage magnéto-tellurique, profilage tellurique-tellurique, polarisation spontanée), et elles permettent toutes de mesurer les variations de la résistivité du sous-sol le long d'un profil, ou dans un sondage. En terrain volcanique, les anomalies conductrices résultent de la présence d'un électrolyte (détection des zones très fracturées), ou de l'élévation de la température (détection des fissures actives chauffées par le magma, ou même du réservoir magmatique).

Les travaux de PHAM et BOYER (1981a et b), PHAM et al. (1980), BOYER et al. (1983) à l'Etna et au Piton de la Fournaise ont confirmé que les rift-zones étaient fortement fracturées et sièges de fissures actives. A l'Etna, une zone très conductrice apparait en profondeur, mais elle ne présente pas de continuité latérale, confirmant qu'il n'existe probablement pas de grand stockage magmatique superficiel, mais seulement quelques poches individualisées.

IV.1.6. Gravimétrie

De même qu'en magnétisme, il est possible d'inverser les profils gravimétriques en terme de structure par la méthode de Talwani.

FURUMOTO (1979) et GERARD et al. (1980) ont utilisé les cartes d'anomalies gravimétriques du Kilauea et du Piton de la Fournaise pour étudier les structures de leurs rift-zones. Toutefois, les auteurs insistent sur la prudence nécessaire dans l'interprétation des anomalies gravimétriques en domaine volcanique où le relief très chahuté joue certainement un rôle important.

IV.2. LES METHODES GEOLOGIQUES

IV.2.1. Cartographie des dépôts volcaniques et étude des volcans érodés

La reconnaissance sur le terrain des dépôts d'un volcan actif ou éteint, leur cartographie et leur datation permettent de reconstituer l'histoire de ce volcan, et plus généralement, de mieux comprendre les différents types de dynamismes éruptifs. C'est ainsi que des évènements analogues à l'éruption de 1980 du Mont St Helens (grand glissement de flanc, puis explosion dirigée d'une poche magmatique brutalement dépressurisée), ont été mis en évidence à la Soufrière de Guadeloupe (BOUDON et al., 1984), au Fuego de Colima au Mexique (ROBIN et al., 1984), et même lors de l'éruption de 1883 au Krakatau (Indonésie, CAMUS et VINCENT, 1984).

La mise à nu des structures internes de volcans anciens par l'érosion peut bien sûr apporter d'intéressantes indications sur celles des édifices encore actifs de même type. Par exemple, l'observation de volcans érodés de l'archipel d'Hawaii a permis à RYAN et al. (1983) de confirmer toute l'importance du réseau de dikes et sills dans le système d'alimentation du volcan, ainsi que l'absence de chambre magmatique massive.

IV.2.2. Analyse structurale des édifices volcaniques

IV.2.2.1. Analyse de la fracturation

a) Association de fractures radiales et concentriques

L'étude structurale détaillée de la fracturation dans la partie sommitale du Piton de la Fournaise réalisée par CHEVALLIER et GRATIER (1983), a montré qu'on pouvait y distinguer deux types de fractures (figure 1.13) :

- des fractures concentriques situées autour du cratère d'effondrement Dolomieu,
- des fractures radiales centrées sur ce même cratère.

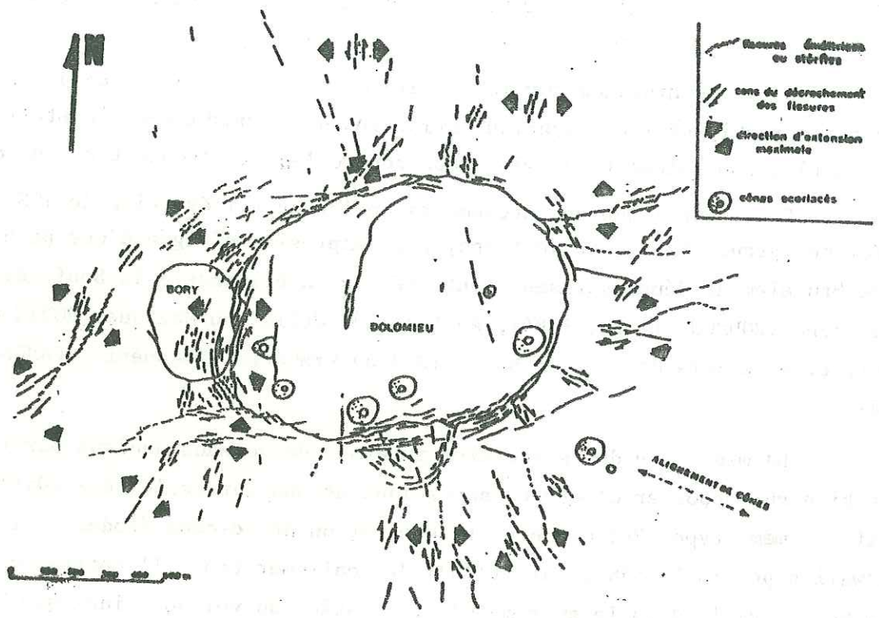


Figure 1.13 : Fracturation dans la zone sommitale du Piton de la Fournaise, avec indication des sens de décrochements et de la direction de traction maximale pour chaque fissure (d'après CHEVALLIER et GRATIER, 1983).

Depuis les travaux d'ANDERSON (1936), cette association de fractures radiales et concentriques est considérée comme le résultat, en surface, des gonflements et dégonflements répétés d'une poche magmatique souterraine (fig. 1.14). Plusieurs modèles numériques (cf. PHILLIPS, 1974 ; KOIDE et BHATTACHARJI, 1975), comme analogiques (LECOINTRE, 1984) ont confirmé ce résultat.

La mise en évidence de ces structures sur un volcan actif peut donc, selon ces modèles, permettre de supposer l'existence d'une chambre magmatique superficielle.

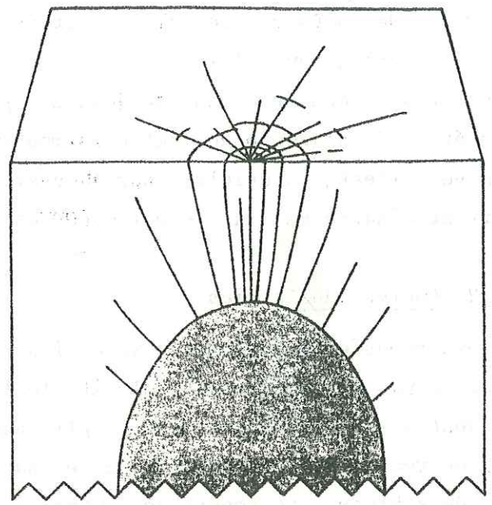


Figure 1.14 : Association de fractures radiales et concentriques au-dessus d'une poche magmatique sous pression (d'après KOIDE et BHATTACHARJI, 1975).

b) Cartographie des fractures en échelons

Cette méthode, bien connue en analyse structurale des massifs non-volcaniques, est utilisée pour déterminer le sens du mouvement relatif horizontal de deux blocs séparés par des fractures arrangées en échelons (figure 1.15).

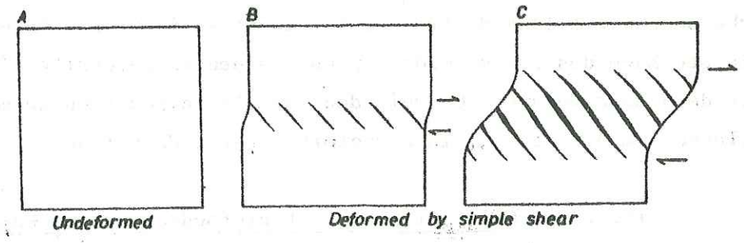


Figure 1.15 : Développement de fractures en échelons par cisaillement simple (d'après RAMSAY, 1967).

Appliquée par CHEVALLIER et GRATIER (1983) aux fractures radiales de la partie sommitale du Piton de la Fournaise, elle a permis de mettre en évidence de complexes mouvements de blocs (figure 1.13). L'étude des éruptions historiques a par la suite montré que toutes ces fractures ne jouaient pas simultanément, et que 47 % des évènements éruptifs s'accompagnaient d'un mouvement d'ensemble de la moitié est du volcan vers l'est, matérialisé par l'ouverture des fractures nord-sud situées de part et d'autre du cratère Dolomieu (cf. figure 3.12).

IV.2.2.2. Analyse des stries

Les déformations répétées d'un édifice volcanique se traduisent par la formation de failles, et par des mouvements relatifs le long de ces failles. Lorsque ces mouvements sont à l'origine de stries de glissement sur le plan de faille, il est possible de reconstituer la direction, et parfois le sens, du déplacement relatif des deux blocs. Le report de toutes les stries mesurées sur un même plan de faille sur canevas stéréographique peut même, pour certains auteurs, permettre de reconstituer l'état de sollicitation mécanique de l'édifice lors de la naissance de la faille. Cette méthode a par exemple été appliquée par JULIEN et BONNETON (1985) à la Soufrière de Guadeloupe et par THOMAS (1984) au Piton de la Fournaise.

IV.2.3. Pétrologie des roches volcaniques

IV.2.3.1. Viscosité des laves, et géométrie du réservoir magmatique

Il semble établi pour de nombreux auteurs que la viscosité du magma joue un grand rôle dans la géométrie du réservoir magmatique. Le magma basaltique très fluide s'injecte très facilement dans la moindre fissure et il peut être stocké dans des filons de très petit diamètre (figures 1.16 et 1.17). Par contre, le stockage des laves acides plus visqueuses nécessite l'existence de réservoirs de grands volumes. On voit donc que la composition chimique du magma a une influence importante sur la structure interne du volcan.

IV.2.3.2. Cristallisation et profondeur de stockage

L'étude pétrologique des laves émises par un volcan peut aider à déterminer leur profondeur de stockage dans l'édifice. GUEST et DUNCAN (1981) ont par exemple souligné que les laves de l'Etna contenaient des plagioclases dont certains caractères indiquaient qu'ils avaient cristallisé vers 20 km de profondeur, et que le magma était émis en surface avant qu'une importante différenciation magmatique n'ait pu s'opérer. Ces observations viennent donc confirmer

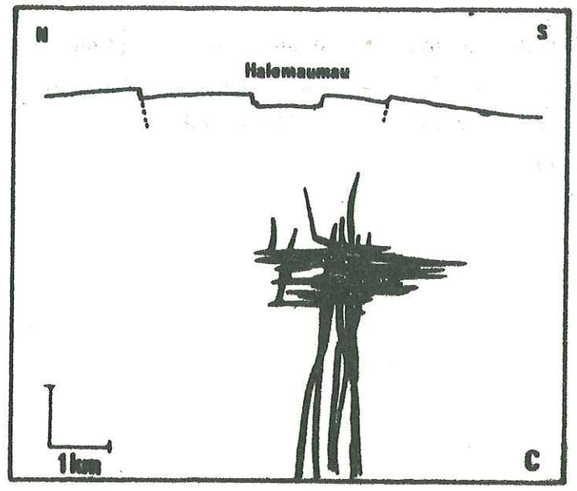


Figure 1.16 : Représentation schématique du réservoir magmatique du Kilauea par des dikes et sills interconnectés (d'après FISKE et KINOSHITA, 1969).

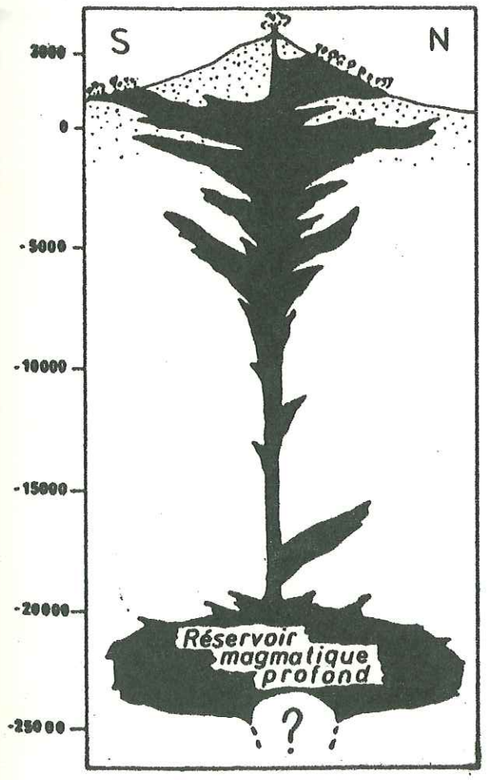
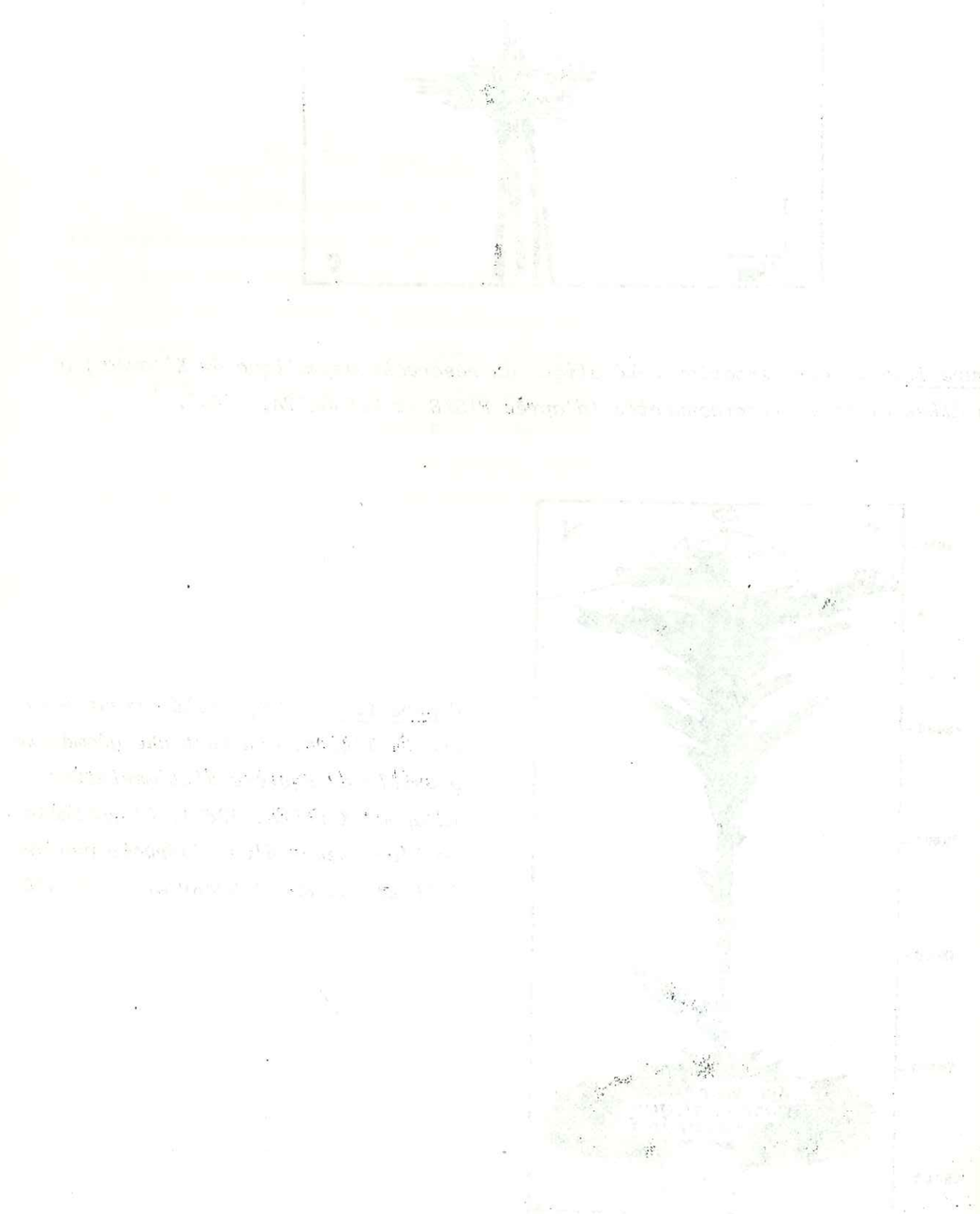


Figure 1.17 : Coupe schématique nord-sud de l'Etna, montrant une géométrie possible du système d'alimentation (d'après KIEFFER, 1983). L'hypothèse de l'existence d'un réservoir profond à 20 km est due à SHARP et al. (1980).

les résultats de l'étude géophysique de SHARP et al. (1980) : une grande quantité de lave n'est stockée, sous l'Etna, qu'à 20 km de profondeur, elle alimente directement les éruptions en surface par l'intermédiaire d'un important réseau filonien (figure 1.17).



CONCLUSION

La construction d'un modèle en blocs d'un édifice volcanique oblige à connaitre à priori les principales caractéristiques de sa structure interne avec une précision suffisante. En effet, si l'on est pas capables de localiser les principaux traits de cette structure à 1 kilomètre près au moins, il n'est pas nécessaire d'utiliser un tel modèle de milieu discontinu.

Or, cette étude bibliographique montre que, même dans le cas d'un volcan très bien étudié depuis plusieurs années comme le Kilauea, les incertitudes sur la structure interne sont encore très nettement dominantes par rapport aux certitudes. La construction d'un modèle en blocs réaliste du Kilauea, de l'Etna, ou du Piton de la Fournaise aurait donc été difficile et nous aurait obligés à émettre nombre d'hypothèses plus ou moins justifiées.

Toutefois, l'apparition de nouvelles méthodes géophysiques, comme l'inversion tri-dimensionnelle des temps d'arrivée des séismes, nous permet de penser que des résultats nouveaux pourraient être apportés dans ce domaine à relativement court terme.

Le seul volcan sur lequel un nombre suffisant de données est actuellement réuni, pour nous permettre d'en construire un modèle, est le Mont St Helens.

-DEUXIEME CHAPITRE-

LA MODELISATION DES DEFORMATIONS DU MONT ST HELENS

I. CHRONOLOGIE DES EVENEMENTS ET SELECTION DES DONNEES

I.1. L'ERUPTION DE 1980 DU MONT ST HELENS : UN TEST IDEAL DE LA METHODE DE MODELISATION

Nous avons souligné, dans la première partie, l'incapacité des modèles de déformation continue de volcans à retrouver certaines caractéristiques importantes des champs de déplacements observées à la surface de ces édifices. Un modèle de milieu discontinu, tel que BLOC, devrait être capable d'apporter une solution à ce problème. Afin de trouver une confirmation à celà, nous allons chercher à vérifier sur un exemple réel, que les déformations observées à la surface d'un volcan en crise peuvent être accomodées par de simples mouvements de blocs rigides à leurs limites, hypothèse de base de la méthode BLOC.

Les études préliminaires de BOUDON (1983), sur l'exemple du Piton de la Fournaise (Réunion), et PAUL (1983), sur l'exemple du Mont St Helens, ont montré avec des modèles très simples, que la méthode BLOC pouvait être employée avec profit dans l'étude du comportement mécanique des édifices volcaniques. Mais ces modèles étaient trop simples pour fournir une réelle vérification de l'hypothèse posée. Certains aspects de l'étude devaient être approfondis .

1) Il était nécessaire de construire un maillage qui prenne mieux en compte les caractéristiques géométriques réelles du volcan modélisé, c'est-à-dire sa topographie et sa structure interne. Encore fallait-il trouver un exemple de volcan dont la structure soit connue avec suffisamment de précision.

2) Il fallait aussi disposer de données réelles qui puissent être directement comparées aux résultats de notre modélisation, c'est-à-dire de mesures de déplacements de surface.

3) Enfin, il était indispensable de réaliser une étude paramétrique systématique lorsque l'absence de données précises nous empêchait de fixer de façon définitive la valeur d'un des paramètres du modèle. Dans ce cas, nous avons construit plusieurs modèles avec des valeurs différentes de ce paramètre, afin d'étudier son influence sur nos résultats.

Une étude bibliographique préliminaire, à la recherche d'une éruption volcanique suffisamment bien documentée pour que nous puissions construire un modèle, nous a rapidement amenés à la conclusion que le Mont St Helens (Etat de Washington, Etats-Unis) pouvait nous fournir un excellent exemple, mais que cet exemple était unique.

Ce volcan a en effet été récemment le siège d'une importante éruption (20 mars au 18 mai 1980). Il faisait depuis plusieurs années l'objet d'une surveillance sismologique continue. Son réveil n'est donc pas passé inaperçu et tout l'arsenal des techniques modernes de surveillance a très rapidement été mis en oeuvre. La somme de données réunies est donc considérable : données géodésiques (LIPMAN et al., 1981), photogrammétriques (JORDAN et KIEFFER, 1981 ; MOORE et ALBEE, 1981), sismologiques (ENDO et al., 1981), gravimétriques (JACHENS et al., 1981), géomagnétiques (JOHNSTON et al., 1981) et de thermographie infrarouge (KIEFFER et al., 1981). Enfin, des témoins étaient présents le 18 mai, et l'exceptionnelle clarté du temps leur a permis de prendre des photographies (VOIGHT, 1981).

Cette éruption est donc de loin la mieux documentée de l'histoire, et la séquence des évènements qui la composent est parfaitement claire.
Toutes les conditions sont alors réunies pour fournir une excellente opportunité de comparaison entre les modèles d'éruption et les observations de terrain.

En ce qui concerne plus particulièrement la modélisation par BLOC :

1. La structure du volcan avant l'éruption (topographie et géologie) est suffisamment bien connue pour que nous puissions construire un maillage réaliste.

2. Des hypothèses ont été émises sur l'origine profonde des phénomènes observés, que nous allons traduire en chargement à appliquer au modèle.

3. Les mesures géodésiques nous permettent de disposer de données de déplacements mesurés à la surface du volcan avant son explosion. Par comparaison avec les déplacements calculés par le modèle, nous pourrons vérifier :

- que les déformations subies par le Mont St Helens peuvent être obtenues par des jeux de blocs rigides,

- que les hypothèses émises sur l'origine profonde de l'éruption sont bien compatibles avec les déformations observées.

I.2. DESCRIPTION DE L'ERUPTION DU MONT ST HELENS DE MARS A MAI 1980

I.2.1. Présentation générale du volcan

I.2.1.1. Localisation

Situé dans l'Etat de Washington, au nord-ouest des Etats-Unis, le Mont St Helens est l'un des 15 volcans de la Chaîne des Cascades (figure 2.1). Il appartient donc à la Ceinture de Feu du Pacifique et résulte de la subduction de la plaque Juan de Fuca sous la plaque nord-américaine.

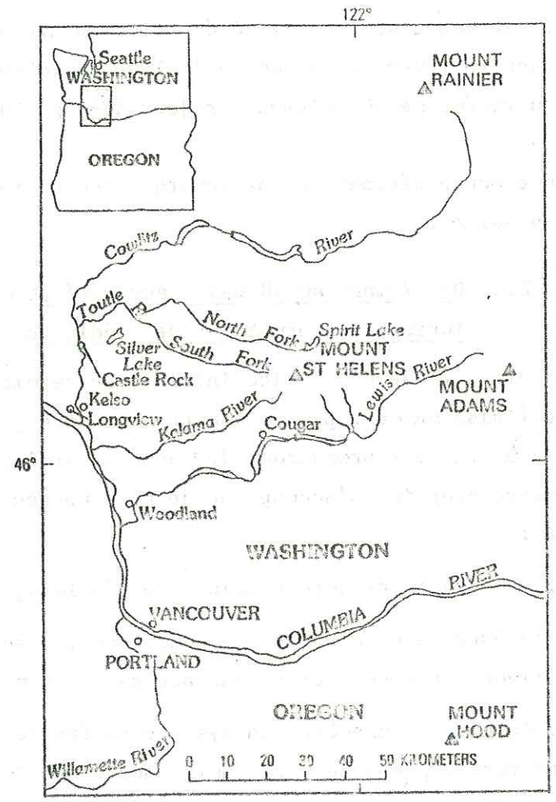


Figure 2.1 : Localisation du Mont St Helens par-rapport aux volcans voisins appartenant à la Chaîne des Cascades (d'après MULLINEAUX et CRANDELL, 1981).

I.2.1.2. Type d'activité éruptive

C'est un volcan de type explosif dont l'histoire éruptive est assez bien connue (MULLINEAUX et CRANDELL, 1981). Elle est caractérisée par la mise en place de dômes de dacite et l'émission de coulées pyroclastiques, basaltiques et andésitiques en alternance.

Sa dernière éruption datait de 1857.

I.2.2. La phase pré-éruptive : du 20 mars au 18 mai 1980

La chronologie des évènements de cette période est donnée par CHRISTIANSE et PETERSON (1981), qui la décomposent en deux phases.

I.2.2.1. Du 20 au 27 mars : le réveil du volcan

Le 20 mars, le début de l'activité éruptive se signale par un séisme de magnitude M = 4.2 dont le foyer est situé à l'aplomb du volcan. Il est suivi d'un essaim important, au rythme de 30 séismes par jour de magnitudes supérieures ou égales à 3.

Durant toute cette période, on ne remarque aucune modification dans l'apparence du sommet du volcan.

I.2.2.2. Du 27 mars au 18 mai : activité phréatique et intenses déformations de l'édifice

Le 27 mars, la période d'activité initiale se termine avec la première éruption phréatique (émission de vapeur d'eau et de cendres, sans trace de magma frais). De tels évènements se reproduiront de façon intermittente jusqu'au 18 Mai.

Cette première éruption s'accompagne de très nettes déformations visibles au sommet du volcan :

1. Un nouveau cratère sommital se développe.

2. Au sud de ce cratère, le sommet du volcan est coupé sur une fracture majeure dirigée est-ouest, très continue sur 1500 m de longueur.

3. Au nord du cratère, un système de fractures parallèles à la précédente mais moins continu, constitue la limite sud d'un bloc du flanc nord qui paraît soulevé.

Au vu de ces signes évidents d'activité, un réseau sismologique est installé sur le volcan et dans son voisinage immédiat dès le 27 mars. La sismicité se poursuit à un rythme assez fort puisque 10000 séismes seront enregistrés jusqu'au 18 mai, dont 436 de magnitude supérieure à 3.2 seront localisés (ENDO et al., 1981). Les épicentres sont tous regroupés dans un nuage de 3 km de diamètre,

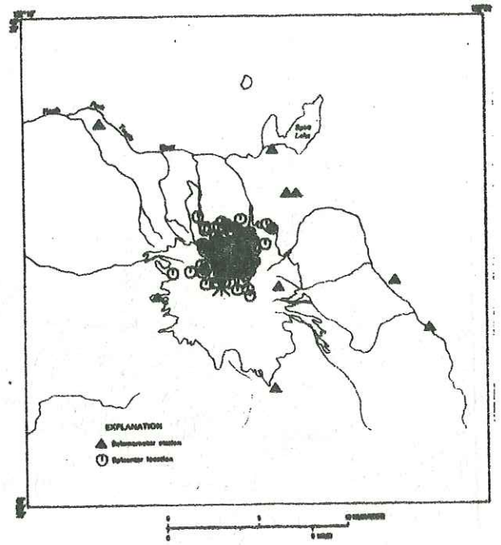


Figure 2.2 : Carte des épicentres des séismes ayant eu lieu entre le 27 mars et le 18 mai 1980 ; le sommet du volcan est indiqué par une croix ; la courbe de niveau 4000 pieds est indiquée (d'après ENDO et al., 1981).

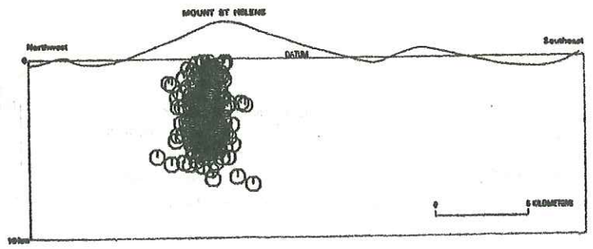


Figure 2.3 : Coupe transversale NW-SE montrant la localisation des hypocentres sous la zone fortement déformée du flanc nord (d'après ENDO et al., 1981).

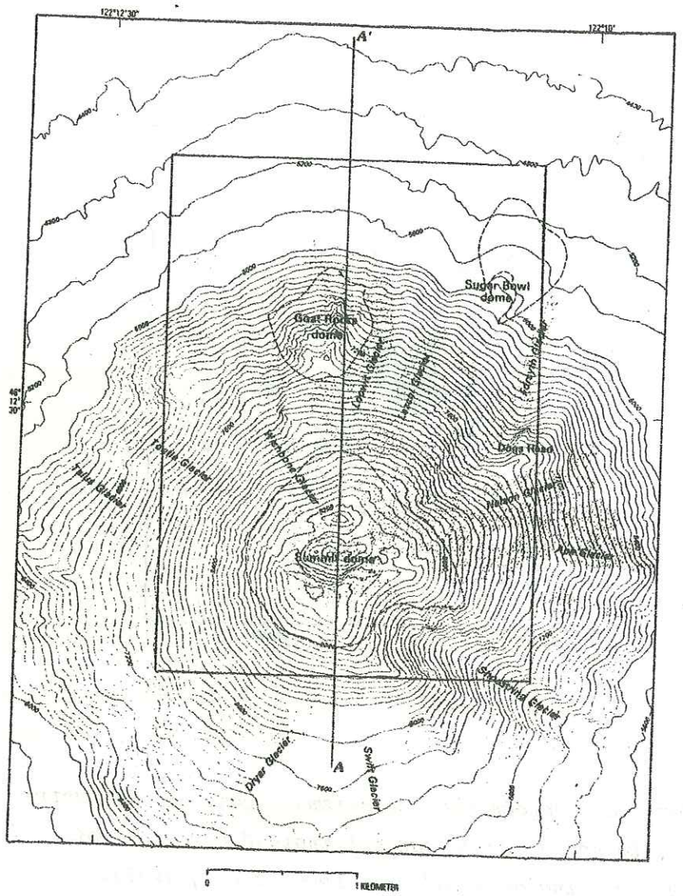


Figure 2.4 : Carte topographique du Mont St Helens le 12 avril 1980 ; les limites de 3 dômes dacitiques sont indiquées en tiretés, le cadre et l'axe AA' se rapportent aux figures 2.5, 2.6 et 2.7 ; altitudes en pieds (d'après MOORE et ALBEE, 1981).

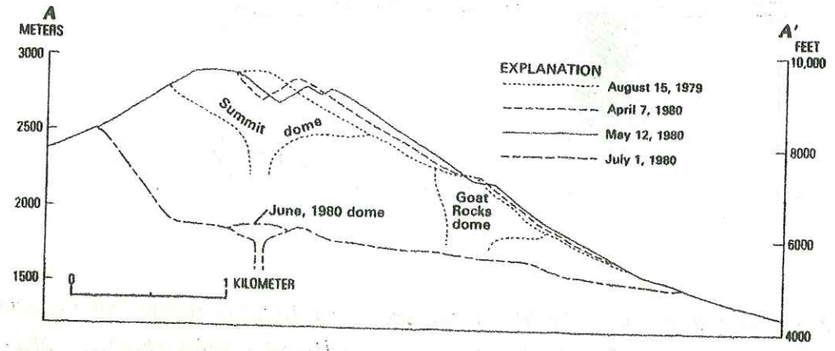


Figure 2.5 : Evolution du profil topographique le long de la coupe AA', entre août 1979 et juillet 1980 (d'après MOORE et ALBEE, 1982).

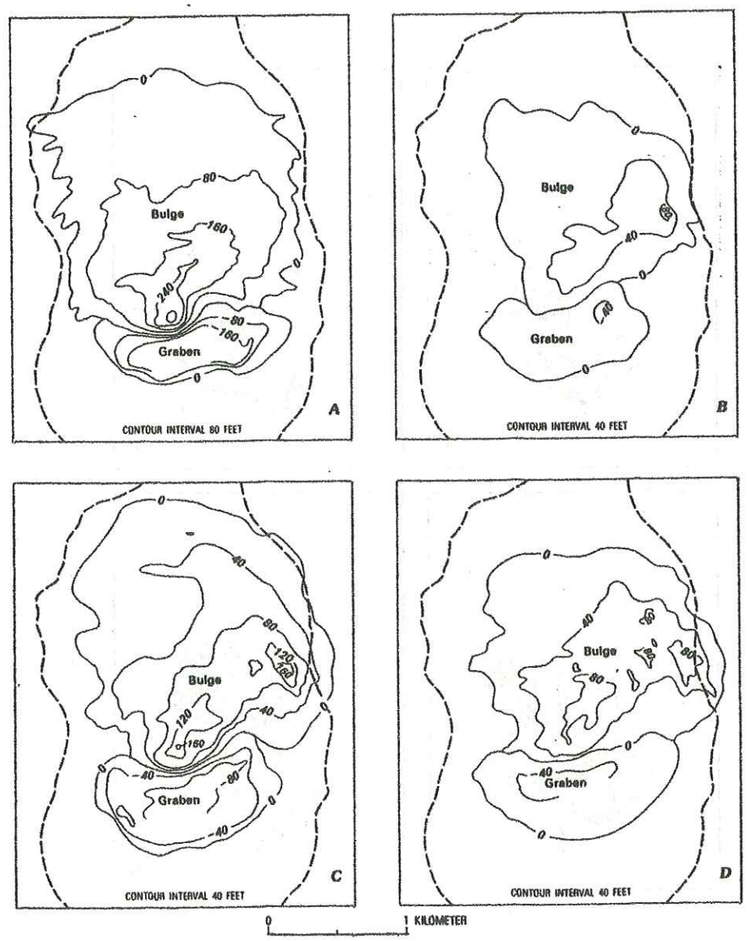


Figure 2.6 : Variations d'altitude, en pieds, entre les 5 cartes topographiques consécutives du Mont St Helens ; la position du cadre est repérée sur la fig. 2.4; la ligne en tiretés marque la limite du cratère résultat de l'explosion du 18 mai 1980. A : du 15 août 1979 au 7 avril 1980 ; B : du 7 avril 1980 au 12 avril ; C : du 12 avril au 1er mai ; D : du 1er mai au 12 mai (d'après MOORE et ALBEE, 1981).

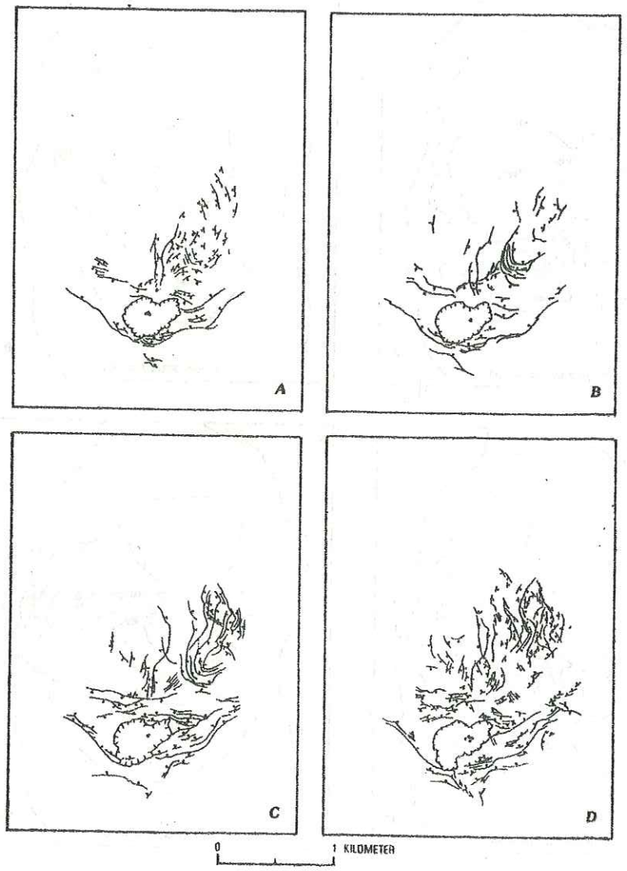


Figure 2.7 : Carte des failles et fractures relevées par photographie aérienne sur le flanc nord du Mont St Helens. A : 7 avril 1980 ; B : 12 avril ; C : 1er mai D : 12 mai. Un point le long d'une faille indique le bloc effondré .

coïncidant à peu près avec la région d'intenses déformations de surface (fig. 2.2). Une localisation préliminaire des foyers les situe tous dans une zone comprise entre 1 et 6 km de profondeur sous le flanc nord (figure 2.3).

Le 7 avril, une campagne de photogrammétrie du volcan permet d'établir une nouvelle carte topographique à l'échelle 1/10000 (JORDAN et KIEFFER, 1981). Elle met en évidence un net bombement topographique de 1.8 km de diamètre situé au nord immédiat de la fracture repérée le 27 mars, ainsi que l'effondrement en graben du sommet du volcan (MOORE et ALBEE,1981). Les prises de vue sont réitérées les 12 avril, 1er mai, 12 mai et 17 mai. Elles permettent d'étudier avec précision les variations de la topographie du volcan jusqu'à la veille de l'éruption (figures 2.4 et 2.5) :

1. Le graben ne cesse de s'effondrer,

2. Le bombement ne cesse de gonfler et il s'associe à une fracturation très intense du flanc nord (figures 2.6 et 2.7),

3. La limite entre graben et bombement (ligne de déplacement vertical nul) se déplace régulièrement de 8.6 m par jour vers le nord.

L'augmentation du volume du volcan due au bombement est estimée à 114 x 10^6 m^3 au 18 mai par MOORE et ALBEE (1981).

A partir de mi-avril, un réseau de 19 stations géodésiques est établi sur les flancs du volcan. Ces stations sont des réflecteurs surveillés depuis des points de prises de mesures supposés fixes à la base de l'édifice (fig. 2.8).

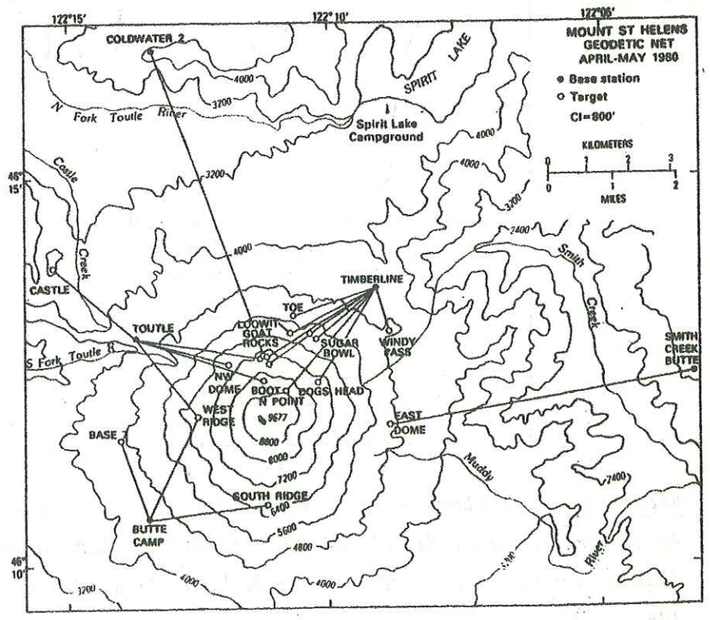


Figure 2.8 : Réseau géodésique du Mont St Helens ; les réflecteurs placés sur le volcan sont indiqués par des cercles vides ; leurs déplacements sont mesurés depuis des bases indiquées par des cercles pleins (d'après LIPMAN et al., 1981).

Depuis ces points, sont mesurés les distances aux stations et les azimuts horizontaux et verticaux, permettant de calculer les vecteurs-déplacements des stations (LIPMAN et al., 1981). La géométrie de la déformation est très simple :

1. A l'intérieur d'une zone élliptique de 1.5 x 2 km^2 sur le flanc nord, toutes les stations montrent de forts déplacements quasi-horizontaux vers le nord au taux très constant de 2 m par jour (figure 2.9). Cette zone est le bombement révélé par la photogrammétrie. Les déplacements verticaux ne sont supérieurs à l'incertitude sur les mesures qu'en 2 stations sur 19.

2. En dehors de cette zone, aucun déplacement d'amplitude supérieure à l'incertitude de mesure n'a lieu. La variation est donc très brutale, de 2 mètres à quelques millimètres par jour, en 500 mètres de distance.
LIPMAN et al. (1981) ont remarqué que de tels taux journaliers de déplacements sont les plus forts jamais mesurés sur un volcan actif durant une période aussi longue. Au Kilauea, où de telles mesures de déplacements sont systématiques, elle ne dépassent jamais quelques millimètres par jour.

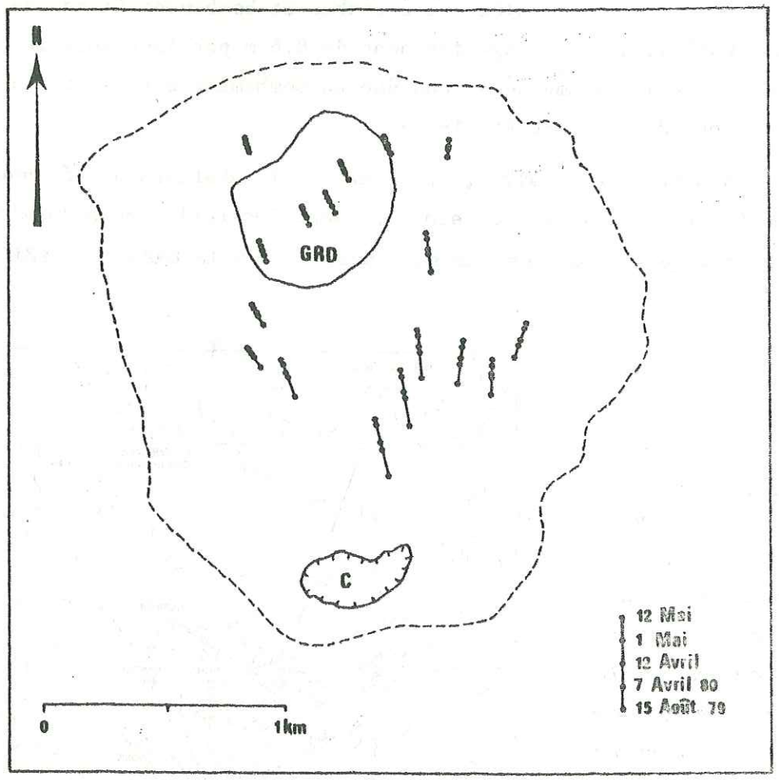


Figure 2.9 : Vecteurs-déplacement horizontaux mesurés sur le flanc nord entre le 15 août 1979 et le 12 mai 1980 ; les limites de la zone déformée sont indiquées en tiretés ; GRD : dôme de Goat Rock, C : Cratère (d'après VOIGHT et al., 1981).

Tous ces évènements : forte sismicité avec concentration des foyers sous une zone de déformation de surface très intense, déplacements subhorizontaux, éruptions phréatiques, légère augmentation du flux de chaleur et multiplication des anomalies thermiques sur le flanc nord (KIEFFER et al., 1981), ont rapidement été interprétés comme les signes d'une intrusion magmatique à l'intérieur du flanc nord du volcan (CHRISTIANSEN et PETERSON, 1981). La présence de ce dôme de lave a été prouvée ultérieurement lorsque MOORE et SISSON (1981) ont trouvé de la dacite fraîche dans les dépôts de l'éruption.

I.2.3. L'éruption du 18 mai 1980

Au matin du 18 mai, la situation du volcan est tout-à-fait identique à celle des mois précédents. Aucune éruption phréatique n'a eu lieu depuis 4 jours, la sismicité est forte mais habituelle, les déformations du flanc nord ne montrent strictement aucune accélération.

Pourtant, en l'absence de tout précurseur, à 8 h 32 (heure locale), un séisme de magnitude 5.1 entraîne une série rapide d'évènements majeurs. Il faut noter qu'un tel séisme n'était pas exceptionnel puisque CHRISTIANSEN et PETERSON (1981) mentionnent deux évènements de magnitude 5.0 les 8 et 12 mai.

La chronologie de l'éruption a pu être précisément établie grâce à des témoignages visuels qui, associés à l'absence d'accélération du taux de déformation, ont rapidement mis un terme aux doutes concernant l'origine du glissement de terrain. Par la suite, les calculs de stabilité au glissement conduits par VOIGHT et al. (1983) ont montré que plusieurs facteurs s'étaient conjugués pour provoquer la rupture du flanc nord :

1. L'intrusion magmatique, les mouvements gravitaires et sismiques du flanc pendant la période mars-mai, avaient progressivement affaibli la résistance mécanique de ce flanc.

2. Les pressions de fluides (eau et vapeur) avaient contribué à réduire sa stabilité au glissement.

3. Mais l'application de forces transitoires induites par le séisme du 18 mai était nécessaire au déclenchement du glissement de terrain du flanc nord.

Le séisme de 8 h 32 entraîne donc les évènements suivants (fig. 2.10) :

(1) 5 à 10 secondes après le séisme, une fracture est-ouest apparaît à travers le flanc nord, à peu près le long de la limite sommitale du bombement.

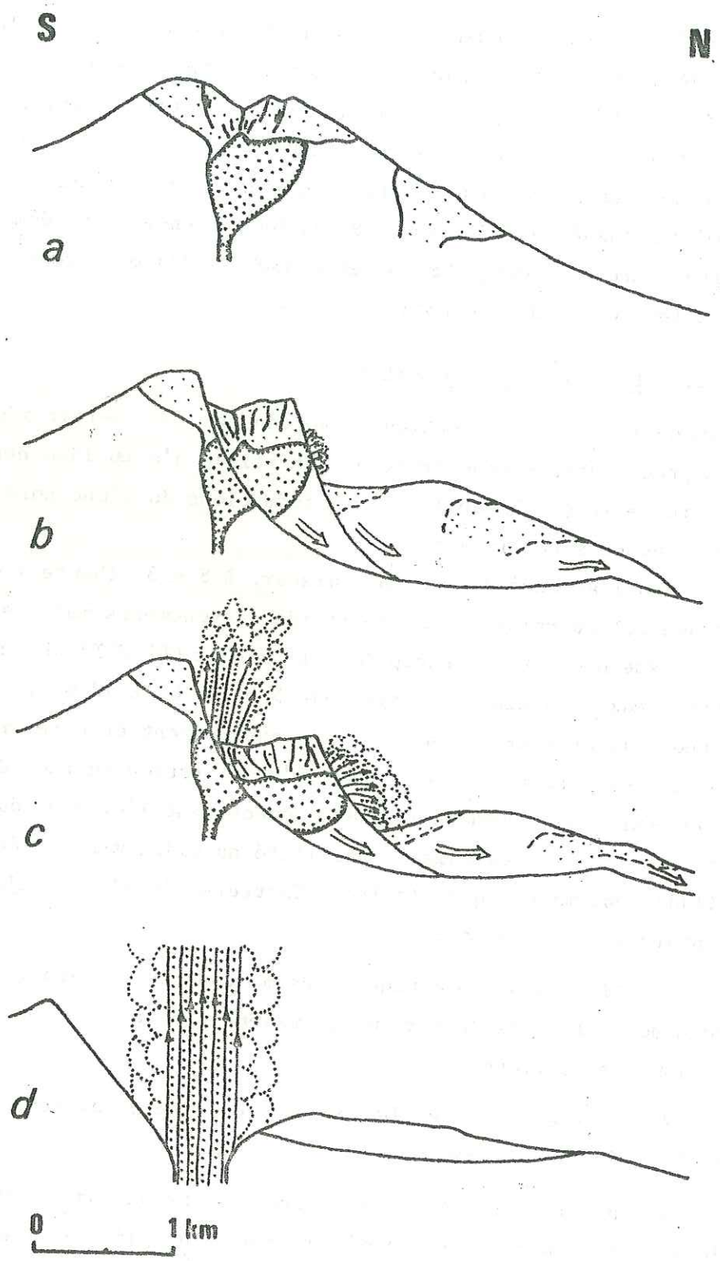


Figure 2.10 : Evolution du profil topographique du Mont St Helens dans la matinée du 18 mai 1980, suivant la ligne AA' (cf. figure 2.4). a : avant l'éruption ; l'intrusion du dôme de lave (en pointillés) a provoqué d'importantes déformations de surface. b : environ 20 s après le départ du glissement. c : environ 30 s après le départ du glissement ; l'explosion du dôme de lave décompressé se développe. d : les glissements ont mis à l'air libre le conduit magmatique d'où jaillit une colonne plinienne.

(2) Puis, 7 à 20 secondes après le séisme, toute la zone du bombement se détache le long de cette fracture (figure 2.10b).

(3) 8 à 10 secondes après le départ de ce premier glissement, c'est cette fois la zone du graben qui s'effondre, le long de la fracture qui formait auparavant sa limite sud (figure 2.10b).

(4) Plusieurs panaches de cendres apparaissent ensuite dans les plans de glissement, résultats d'explosions dues à la brutale décompression du dôme sommital. Ces explosions augmentent progressivement en intensité à mesure que les glissements progressent, donnant lieu à un puissant souffle destructeur dirigé vers le nord, le "blast" (figure 2.10c).

(5) Les nuages d'explosions cachent la suite des évènements. Il semble toutefois que des glissements sur des plans de plus en plus au sud aient lieu jusqu'à formation de la quasi-totalité du cratère en amphithéâtre.

(6) Cette série de glissements ayant finalement mis à l'air libre le conduit magmatique, l'éruption se termine par l'émission d'un énorme panache de cendres vertical (figure 2.10d).

Les changements dans la morphologie du volcan après cette éruption sont considérables. D'après MOORE et ALBEE (1981), 2.73 km^3 lui ont été arrachés, dont la majeure partie par glissements de terrain. D'un cône à peu près symétrique, il est passé à un édifice complètement dissymétrique égueulé au nord par un grand cratère en forme de fer à cheval (figure 2.11). Son altitude a décru de prés de 400 mètres, de 2940 m à 2550 m.

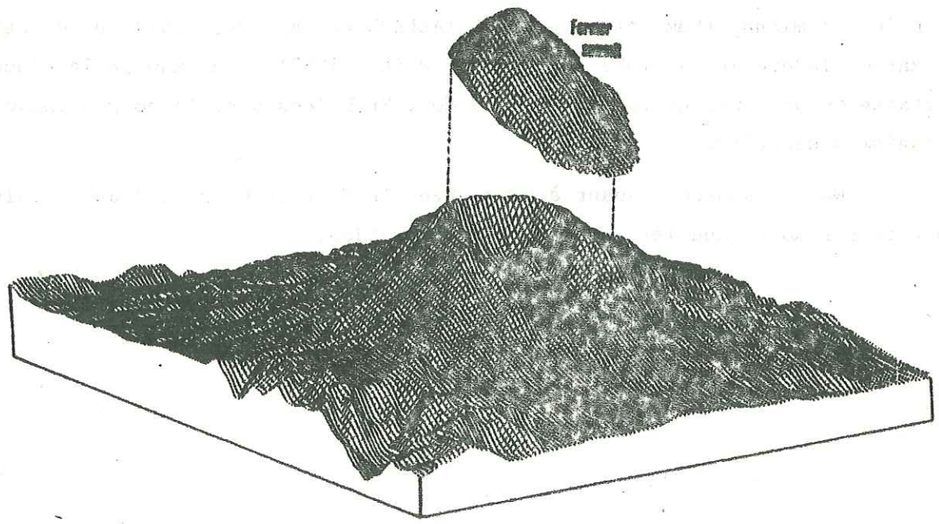


Figure 2.11 : Modifications de la morphologie du Mont St Helens dues à l'éruption du 18 mai 1980 (d'après FINDLEY, 1981).

I.2.4. Conclusion

Des circonstances exceptionnelles ont donc permis de décrire avec beaucoup de précision le scénario de cette éruption. Une intrusion magmatique latérale déforme le flanc déjà assez penté du volcan par gonflement, celui-ci est alors déséquilibré et susceptible de s'effondrer en un glissement de terrain ; ce glissement évolue ensuite en "avalanche de roches" c'est-à-dire en un flot rapide de fragments rocheux dans lequel les fluides sont des gaz (terme défini par VOIGHT et al., 1981) ; il entraîne la décompression brutale des gaz magmatiques et du système hydrothermal du volcan, conduisant à une grande explosion dirigée, le "blast".

Les traces laissées sur le volcan par une telle éruption sont les suivantes :

1. un grand cratère dissymétrique en forme de fer à cheval qui ne peut être confondu avec une caldéra d'explosion ou d'effondrement. Il n'est pas, en effet, lié à la présence de fractures profondes, mais similaire à une loupe de glissement.

2. une "coulée de débris" présentant une topographie très accidentée, hérissée de gros blocs rocheux, les "hummocks".

3. un dépôt de souffle lié à l'explosion latérale.

La connaissance aussi parfaite du scénario de l'éruption volcanique, et donc de l'origine de chacune des structures en ayant résulté, a permis de réinterpréter un certain nombre d'évènements anciens. C'est le cas notamment de l'éruption du Bezymianny (Kamchatka) en 1956 (ALLARD et SABROUX, 1981), et de celle du Krakatau (Indonésie) de 1883 (CAMUS et VINCENT, 1983). Ceci montre la place importante occupée par cette éruption du Mont St Helens dans la compréhension des dynamismes éruptifs.

Nous disposons, quant à nous, avec le Mont St Helens, d'un exemple idéal pour tester notre modèle mécanique de déformation.

II. DESCRIPTION DES MODELES

II.1. CHOIX DU TYPE D'ANALYSE

Tous les modèles sont bi-dimensionnels. Il faut toutefois noter que l'étude de structures tri-dimensionnelles est possible avec la méthode BLOC, mais que la version 3D n'était pas encore implantée au début de ce travail.

Le caractère fortement dissymétrique du comportement du Mont St Helens lors de l'éruption (figure 2.10), nous a interdit d'opter pour une modélisation à symétrie axiale. De plus, la figure 2.9 montre que la déformation du volcan présentait une symétrie grossièrement cylindrique, d'axe horizontal est-ouest, avec des déplacements à peu près égaux et des directions similaires en tous les points du flanc nord. Nous avons donc préféré l'analyse en déformation plane.

Nos modèles étudient donc le comportement d'une tranche d'épaisseur unitaire d'un édifice à symétrie cylindrique ; à cet égard, ils ne peuvent avoir la prétention de donner une représentation exacte de la réalité.

II.2. CONSTRUCTION DU MAILLAGE EN BLOCS

Bien que la structure du Mont St Helens soit connue de façon exceptionnellement précise par une coupe géologique nord-sud (figure 2.13), des hypothèses sur l'existence ou la géométrie de certaines discontinuités ont dû être émises lors de l'élaboration du maillage. Nous avons donc étudié l'influence de ce paramètre "maillage" sur les résultats de la modélisation en construisant deux modèles de géométries différentes.

II.2.1. Modèle n° 1 : maillage complexe

Il se limite à la seule partie du volcan affectée par l'éruption. Sa limite inférieure est donc calquée sur le profil topographique nord-sud postérieur à l'éruption ; le profil topographique relevé en 1979 forme la limite supérieure (figure 2.12).

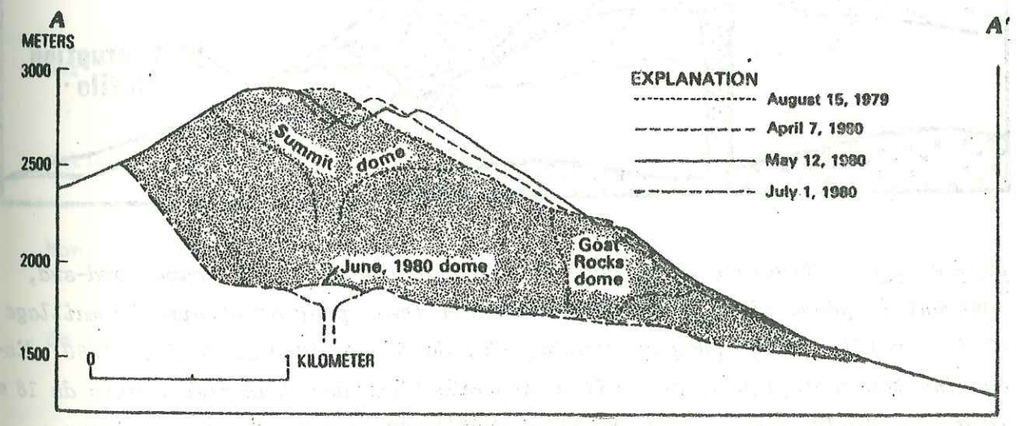


Figure 2.12 : Evolution du profil topographique le long de l'axe AA' ; la surface grisée correspond à la partie du volcan affectée par l'éruption et étudiée par le premier modèle.

L'histoire éruptive du volcan est assez bien connue, d'autant plus que sa géologie a été révélée par l'éruption qui a creusé un profond cratère.
D'après MULLINEAUX et CRANDELL (1981), cette histoire se divise en deux périodes :

la première (datée de 40 000 BP à 2500 BP) a vu la mise en place de dômes dacitiques et coulées pyroclastiques, alors que la seconde (à partir de 2500 BP) est caractérisée par l'alternance de coulées d'andésite et de basalte et l'émission de dômes de dacite. Sur la coupe géologique de VOIGHT et al. (1981) (figure 2.13), l'édifice volcanique apparaît donc formé d'un soubassement de dômes dacitiques altérés, appelé "Ancien Mont St Helens", surmonté d'un stratovolcan constitué de l'alternance de coulées de laves et pyroclastites recoupées par des dômes dacitiques, le "cône récent".

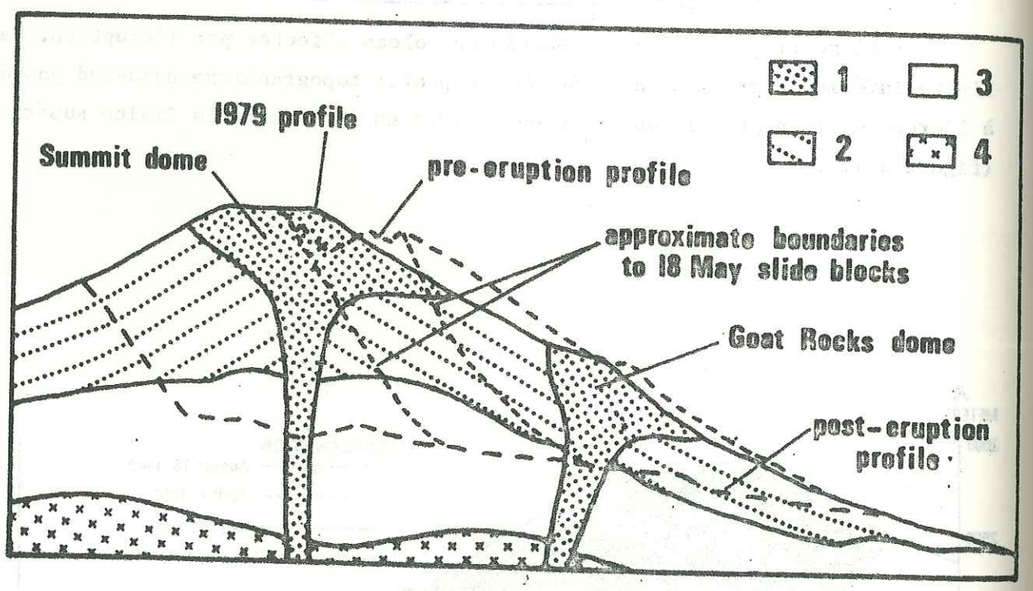


Figure 2.13 : Structure du volcan avant l'éruption selon une coupe nord-sud, montrant la géométrie des discontinuités utilisées pour construire le maillage n° 1 : profils topographiques d'août 1979, du 12 mai 1980 et de juin 1980, discontinuités géologiques, et limites approximatives des deux glissements du 18 mai (d'après VOIGHT et al., 1981, MOORE et ALBEE, 1981). 1 : dômes dacitiques ; 2 : "cône récent" (coulées de laves andésitiques et basaltiques, brèches et scories) ; 3 : "ancien Mont St Helens" : dômes dacitiques altérés et pyroclastites ; 4 : socle tertiaire.

Les discontinuités géologiques suivantes ont donc été utilisées pour construire le maillage de la figure 2.14 :

1. interface entre "Ancien Mont St Helens" et "cône récent",

2. limites des deux dômes dacitiques situés sur le trajet de la coupe : dôme sommital et dôme de Goat Rocks,

3. "plans de stratification" schématiques résultats de la superposition des différentes coulées de lave.

D'autres limites de blocs représentent des discontinuités potentielles, apparues avant et pendant l'éruption. Ce sont :

1. le système de fractures du dôme sommital ; sa géométrie a été bien décrite en surface (notamment par VOIGHT et al., 1981, et MOORE et ALBEE, 1981), et le pendage des fractures a été évalué à 50°. Quatre de ces fractures limitant le graben sommital sont visibles sur le profil topographique avant l'éruption (figure 2.12) ; faute de données sur la géométrie de ce réseau en profondeur, nous avons supposé que ces fractures se prolongeaient jusqu'aux limites du dôme en conservant le même pendage.

2. les limites des deux glissements de terrain du 18 mai telles qu'elles ont été déduites par VOIGHT et al. (1981) de photographies de l'éruption.

Les autres discontinuités ont une existence hypothétique. Elles sont rajoutées pour des raisons mécaniques (afin d'éviter les trop gros blocs), ou de symétrie. Ce sont :

1. le système de fracturation du dôme de Goat Rocks, tracé sur l'exemple du dôme sommital,

2. les fractures sub-perpendiculaires aux plans de stratification,

3. les plans de stratification et de fractures de "l'Ancien Mont St Helens".

Le résultat de ce découpage est un modèle à 153 blocs, soit 459 degrés de liberté, et 285 joints (figure 2.14).

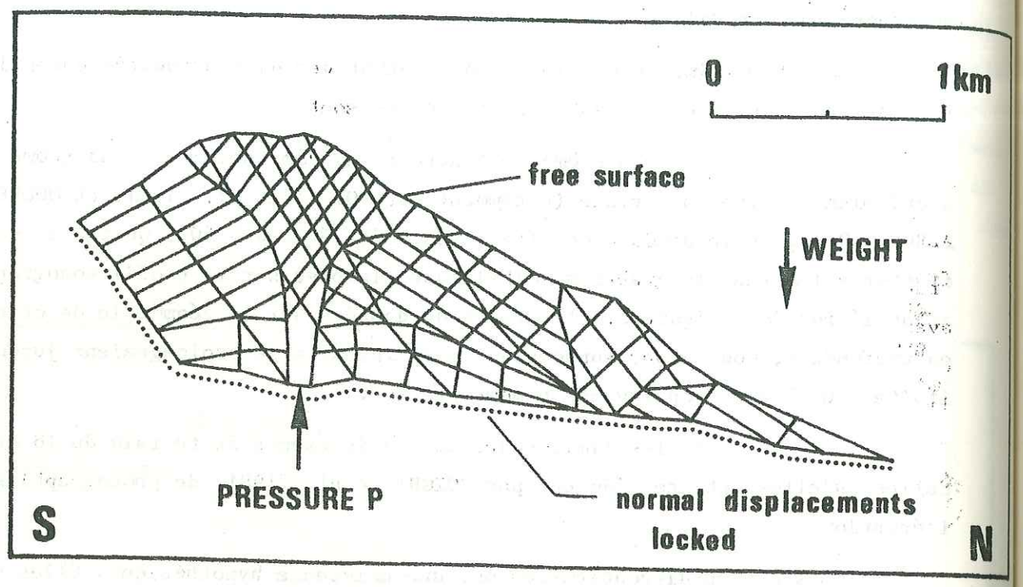


Figure 2.14 : Modèle n° 1 : maillage, conditions aux limites et forces appliquées dans la suite du calcul.

II.2.2. Modèle n° 2 : maillage simplifié

La construction de ce second modèle doit donc nous servir à tester l'influence du maillage sur les résultats de la modélisation.

Il doit d'abord nous permettre d'étudier l'influence de la taille des blocs ; cette nouvelle géométrie est donc le résultat d'une simplification de la précédente (figure 2.16) :

1. par suppression de la partie inférieure du modèle (correspondant à "l'Ancien Mont St Helens") ; le nouveau modèle se limite donc au "cône récent",

2. par suppression du dôme de Goat Rocks dans le flanc nord ; il ne jouait en effet aucun rôle dans les déformations du premier modèle, ni dans le schéma de déformation réel du volcan (JORDAN et KIEFFER, 1981),

3. par suppression des plans des glissements du 18 Mai 1980, dont la localisation et même l'existence étaient trop hypothétiques : d'après VOIGHT et al. (1981), ces plans de décollement ont très bien pu emprunter des surfaces de discontinuités pré-existantes, comme la "stratification".

D'autre part, nous avons modifié le maillage du dôme sommital. L'effet mécanique de la poussée du dôme de lave sous le dôme sommital peut être assimilé à celui d'un piston rigide s'enfonçant dans un corps homogène. Les fractures résultantes (en cisaillement) ont une géométrie bien connue "en éventail" (figure 2.15), dont nous nous sommes inspirés pour construire un maillage mécaniquement plus réaliste de ce dôme.

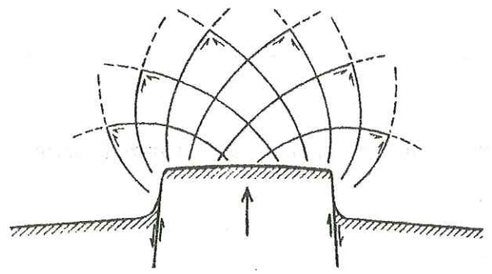


Figure 2.15 : Champ des lignes de glissement (ou de cisaillement maximum) créé dans un corps homogène élasto-plastique par l'enfoncement d'un piston rigide (d'après PAVONI, 1961).

Le nouveau maillage se limite à 49 blocs, soit 147 degrés de liberté, et 95 joints (figure 2.16)

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

1 SEP. 2003

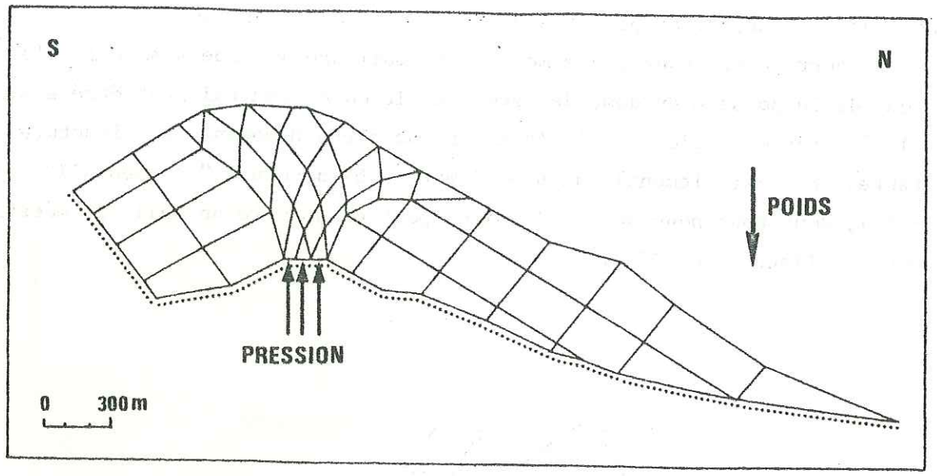


Figure 2.16 : Modèle n° 2 : maillage et forces appliquées.

II.3. DEFINITION DES CONDITIONS AUX LIMITES

II.3.1. Modèles n^{os} 1 et 2 : flanc sud non-déformable

Les conditions aux limites en déplacement adoptées pour les modèles 1 et 2, dont la géométrie vient d'être décrite, sont les suivantes (figures 2.14 et 2.16) :

1. Une condition de surface libre est imposée sur la limite supérieure (topographie avant l'éruption),

2. Tout déplacement est interdit au-delà de la limite inférieure.

On émet là une nouvelle hypothèse, basée sur la constatation à postériori, que toute la partie du volcan demeurée en place après l'éruption n'avait subi aucun déplacement ; elle implique notamment que le flanc sud soit supposé parfaitement indéformable.

II.3.2. Modèle n° 3 : flanc sud déformable

Ce nouveau modèle a été construit à partir du second pour étudier l'influence de cette dernière condition aux limites. Pour celà, le flanc sud a été prolongé jusqu'au point d'intersection entre le profil topographique et la limite inférieure du "cône récent" (figure 2.17). Les conditions aux limites restent identiques (surface libre sur la limite supérieure, blocage au-delà de la limite inférieure), mais la déformabilité du flanc sud est cette fois prise en compte.

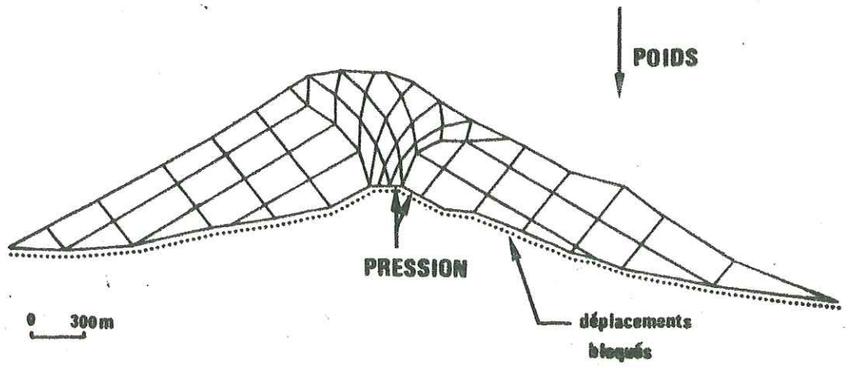


Figure 2.17 : Modèle n° 3 : maillage, forces appliquées et conditions aux limites.

II.4. DEFINITION DES PROPRIETES MECANIQUES

II.4.1. Module d'Young et coefficient de Poisson

Bien que le modèle autorise la prise en compte de blocs ayant des propriétés mécaniques différentes, nous avons dû considérer, faute de données plus précises, que tout l'édifice n'était constitué que d'un unique matériau. Des essais mécaniques conduits par MURASE et MC BIRNEY (1973) sur des échantillons d'andésite prélevés sur un autre volcan de la Chaîne des Cascades, le Mont Hood, nous ont permis de fixer en partie les constantes mécaniques de ce matériau :

- module d'Young E = 30000 MPa
- coefficient de Poisson ν = 0.3

d'où le module de cisaillement G = 11500 MPa

Nous avons considéré de plus que les joints s'ouvraient dès qu'ils étaient soumis à une contrainte en traction :

- résistance à la traction : $\sigma_t = 0$

II.4.2. Coefficient de frottement de Coulomb

Un nouveau problème se pose pour fixer la valeur du coefficient de frottement de Coulomb sur les joints. Nous disposons bien des valeurs obtenues par VOIGHT et al. (1981) par essais de cisaillement sur des échantillons des dépôts de l'avalanche rocheuse du 18 Mai : $\mu = 0.9$, soit $\Phi = 42°$; mais ce type de mesure donne accès au coefficient de frottement interne du matériau, et non au coefficient de frottement sur les discontinuités pré-existantes que nous désirons connaître. Là encore, nous allons devoir émettre des hypothèses et tester par la suite leur influence sur les résultats du calcul.

Afin de déterminer l'ordre de grandeur de ce coefficient de frottement, nous avons réalisé un calcul de stabilité de talus par la méthode classique des lignes polygonales ou méthode de Spencer (SPENCER, 1967 ; COSTET et SANGLERAT, 1969). Elle permet d'évaluer le coefficient de sécurité au glissement, suivant des lignes de rupture fixées, pour des valeurs quelconques du coefficient de frottement et sous des sollicitations mécaniques du type : poids propre, forces d'inertie horizontales simulant l'effet d'un séisme, ou pressions de fluides interstitiels.

Les caractéristiques géométriques introduites dans le calcul sont : (i) le profil topographique du volcan juste avant l'éruption, (ii) les deux limites théoriques des glissements du 18 Mai 1980 (figure 2.18). Le but de ce calcul est en effet de :

1. vérifier que le flanc nord du volcan, dans son état à la veille de l'éruption, est bien stable sous son seul poids propre,

2. déterminer à partir de quelle valeur du coefficient de frottement il devient instable sous son poids propre,

3. déterminer la valeur maximale de l'accélération horizontale du sol qu'il est capable de supporter.

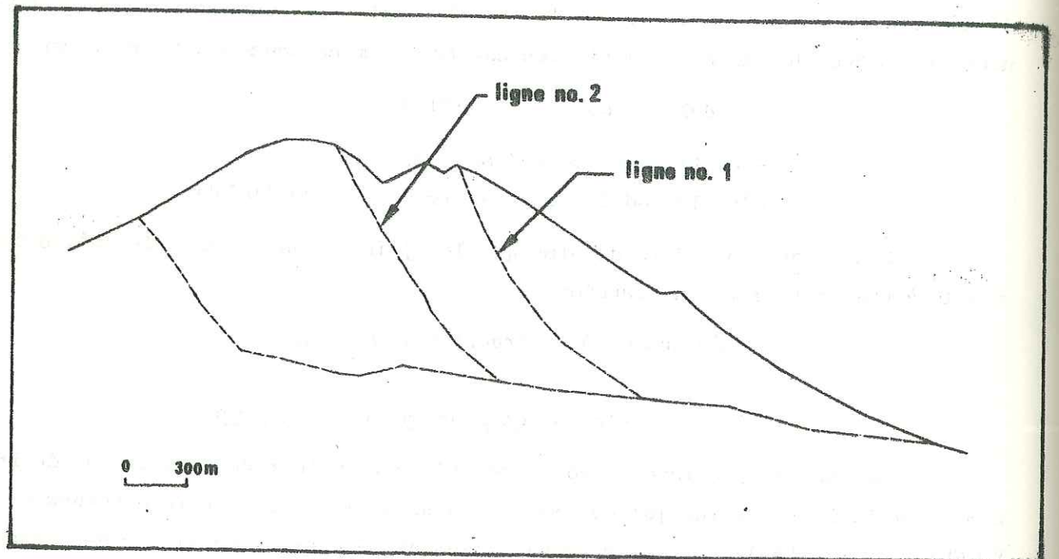


Figure 2.18 : Géométrie utilisée pour le calcul de stabilité de talus ; le profil topographique est celui du 12 mai 1980 ; la ligne inférieure marque la topographie après l'éruption ; les calculs de stabilité ont été réalisés pour les deux lignes des glissements du 18 mai 1980 (lignes n^{os} 1 et 2).

La valeur de la densité du matériau étant fixée à 2.2 g/cm^3, deux valeurs du coefficient de frottement, μ = 0.4 et 0.5, ainsi que deux valeurs d'accélération horizontale, γ = 0.05 g et γ = 0.1 g, ont été testées. Les résultats des calculs sont regroupés dans le tableau n° 1. Les valeurs des coefficients de sécurité au glissement obtenus par VOIGHT et al. (1983) par une méthode analogue (méthode des cercles de glissement ou méthode de Bishop) sur des lignes de rupture très voisines sont regroupées dans le tableau n° 2. Les conditions mécaniques de ces calculs sont toutefois légèrement différentes des nôtres puisque le coefficient de frottement est fixé à 0.84 (soit Φ = 40°) et qu'une pression de fluide p_f est prise en compte.

Ces résultats sont les suivants :

1. le coefficient de frottement est nécessairement supérieur ou égal à 0.5 puisque cette seule valeur aboutit à des coefficients de sécurité supérieurs à 1 pour les deux lignes de glissement, sous poids propre seul (tableau n° 1).

2. Une accélération horizontale très faible, γ = 0.1 g, suffit à déclencher le glissement sur la ligne n° 1 ; or, d'après VOIGHT et al. (1983), le séisme du 18 mai 1980 a très bien pu être à l'origine d'accélérations du sol supérieures à 0.2 g ; ceci confirme bien que le coefficient de frottement ne pouvait pas être inférieur à 0.5.

Si l'on compare les résultats des tableaux 1 et 2, il apparaît que les valeurs de coefficient de sécurité obtenues avec $p_f = 0$ et $tg\Phi = 0.5$ (tableau n° 1), sont tout-à-fait du même ordre que celles obtenues avec $tg\Phi = 0.84$ et $p_f = 0.3\ p_{lithostatique}$ (tableau n° 2), ceci aussi bien sous poids propre seul que sous accélération horizontale. Il apparait simplement ici que la valeur $tg\Phi = 0.5$ est celle d'un coefficient de glissement "apparent", $(tg\Phi)_{app}$ qui intègre les effets mécaniques d'une pression de fluide, et obéit donc à la relation:

$$\tau = C + \sigma(tg\Phi)_{app}$$

alors que le coefficient "réel" est donné par :

$$\tau = C + (\sigma - p_f)\ tg\Phi$$

Ces deux relations se combinent en une troisième,

$$(tg\Phi)_{app} = tg\Phi\ (1 - \frac{p_f}{\sigma})$$

qui montre bien que $(tg\Phi)_{app}$ est sous-estimé par-rapport à $tg\Phi$.

Bien qu'elle puisse donc paraître un peu faible, nous avons adopté cette valeur $tg\Phi = 0.5$ dans les trois premiers modèles, en ayant à l'esprit le fait qu'elle nous permettrait de négliger les pressions de fluides entre les blocs. Une valeur beaucoup plus forte, $tg\Phi = 1$, sera testée dans le modèle n° 4. Ce dernier modèle sera en tous autres points semblable au second.

En ce qui concerne la cohésion C, les calculs de stabilité de VOIGHT et al. (1983) ont montré que l'introduction d'une cohésion de 10 bars n'avait pas d'influence significative sur le coefficient de sécurité. Ceci nous a donc permis de la négliger.

Le tableau n° 3 récapitule les différentes caractéristiques des 4 modèles

	TG(Φ)=0.4	TG(Φ)=0.5
	ACCELERATION HORIZONTALE γ=0	
Ligne n° 1	0.93	1.16
Ligne n° 2	1.21	1.51
	ACCELERATION HORIZONTALE γ=0.05g	
Ligne n° 1	0.81	1.02
Ligne n° 2	1.02	1.27
	ACCELERATION HORIZONTALE γ=0.1g	
Ligne n° 1	0.72	0.90
Ligne n° 2	0.87	1.09

Tableau n° 1 : Coefficients de sécurité au glissement calculés pour les deux lignes de la figure 2.18, avec différents coefficients de frottement, et différentes valeurs d'accélération horizontale dirigée vers le nord. La pression de fluide est supposée nulle.

	P_f=0	P_f=0.3P_{lith}
	ACCELERATION HORIZONTALE γ=0	
Ligne n° 1	1.81	1.14
Ligne n° 2	1.94	1.24
	ACCELERATION HORIZONTALE γ=0.1g	
Ligne n° 1	?	0.95
Ligne n° 2	?	1.02

Tableau n° 2 : Coefficients de sécurité au glissement des mêmes lignes de rupture, calculés par VOIGHT et al. (1983). Le coefficient de frottement est pris égal à 0.84.

CARACTERISTIQUES / MODELE	MAILLAGE	CONDITIONS AUX LIMITES	COEFFICIENT DE FROTTEMENT	TRAJET DE CHARGEMENT
MODELE N° 1	Complexe 153 blocs	Flanc sud bloqué	Frottement faible tg(Φ)= 0.5	1. Application du poids propre 2. Montée en pression à la base du conduit magmatique 3. Simulation d'un séisme
MODELE N° 2	Simplifié 49 blocs	Flanc sud bloqué	Frottement faible tg(Φ)= 0.5	1. Application du poids propre 2. Montée en pression à la base du conduit, avec introduction de pression dans les fissures 3. Simulation d'un séisme
MODELE N° 3	Simplifié 59 blocs	Flanc sud libre	Frottement faible tg(Φ)= 0.5	1. Application du poids propre 2. Montée en pression non-axiale décalée vers le nord du conduit, avec introduction de pression dans les fissures.
MODELE N° 4	Simplifié 49 blocs	Flanc sud bloqué	Frottement fort tg(Φ)= 1	1. Application du poids propre 2. Montée en pression axiale à la base du conduit, avec introduction de pression dans les fissures. 3. Simulation d'un séisme.

Tableau n° 3 : Récapitulation des caractéristiques des différents modèles.

II.5 TRAJETS DE CHARGEMENT

II.5.1. Application du poids propre

Des mesures sur échantillons (VOIGHT et al., 1981), et des calculs d'anomalie gravimétrique (JACHENS et al., 1981 ; DENLINGER et al., 1983), ont permis de fixer la valeur de la densité :

$$\rho = 2.2 \text{ g/cm}^3$$

Le poids propre est appliqué aux modèles en plusieurs incréments.

Les déformées obtenues constituent les états initiaux de déformation pour tout le chargement en pression ; les déplacements qui seront mentionnés dans la suite de ce mémoire, seront donc mesurés à partir de ces déformées sous poids propre.

II.5.2. Simulation de l'intrusion de lave

Nous n'avons pas cherché à simuler une montée en pression à l'intérieur de la poche de lave déjà formée dans le flanc nord, telle qu'elle est représentée sur la figure 2.10. En effet, il ne s'agit pas ici de calculer les déformations produites par le remplissage d'une chambre magmatique ; nous sommes plutôt intéressés par les effets de l'injection du dôme de lave dans le flanc du volcan. Cette intrusion est donc simulée par l'application d'une pression augmentant par paliers, les incréments. Pour les modèles 1, 2 et 4, elle est appliquée aux joints situés à l'intersection entre limite inférieure des modèles et conduit volcanique central (figures 2.14 et 2.16), donc dans l'axe du volcan. Par contre, pour le modèle n° 3, nous avons simulé une injection dissymétrique de lave dans le flanc nord, en appliquant la montée en pression à trois joints situés de part et d'autre de la limite nord du conduit central, sur la base du modèle (figure 2.17).

Les incréments de pression varient de 1 à 5 MPa selon les modèles. Ils sont appliqués à partir de la déformée sous poids propre et jusqu'à la rupture. Celle-ci se manifeste au cours du calcul numérique par la divergence de la méthode itérative de résolution ; physiquement, une telle divergence signifie que l'équilibre mécanique de la structure est impossible à obtenir, son seuil de rupture est dépassé.

Dès que l'ouverture d'un joint situé en contact avec la surface d'application de la pression est détectée, il est possible de simuler l'infiltration des gaz magmatiques dans la fracture ainsi formée. Pour celà, on équilibre la pression P_c dans le conduit central par l'application de n incréments de pression $P_j = \frac{Pc}{n}$ aux deux lèvres du joint ouvert. La montée en pression dans le conduit central ne reprend que lorsque la pression dans la fracture est égale à la pression dans le conduit. On incrémente alors simultanément P_c et P_j..

II.5.3. Simulation du séisme du 18 mai 1980

Pour simuler l'effet mécanique du séisme du matin du 18 mai, nous avons utilisé la procédure très simple de NEWMARK (1965) couramment appliquée dans les calculs de génie civil. Cette simulation pseudo-statique consiste à appliquer à chaque bloc de masse M et en son centre de gravité, une force d'inertie calculée à partir du produit n_s M, où n_s est le coefficient sismique (rapport entre accélération du sol et accélération de la pesanteur).

En toute rigueur, il faudrait tenir compte des variations temporelles bien évidentes des directions et amplitudes de ces forces d'inertie, mais aussi de leurs variations spatiales à l'intérieur de l'édifice. Plusieurs auteurs (SEED et MARTIN, 1965 ; IDRISS et SEED, 1967) ont en effet mis en évidence de très importantes variations de l'accélération du sol liées à la topographie. Comme l'ont souligné VOIGHT et al. (1983), cet effet devait être particulièrement marqué sur un édifice aux pentes atteignant 30° comme le Mont St Helens, entraînant une forte amplification du coefficient sismique à proximité du sommet et de la surface du volcan. De cette façon, aucune direction ni aucune valeur unique du coefficient sismique n_s ne sont appropriées pour tous les points du volcan simultanément.

Mais faute de données précises concernant ces variations, nous avons dû considérer que les forces d'inertie dues au séisme du 18 mai 1980 étaient horizontales et dirigées vers le nord. Le flanc nord offrant bien sûr dans cette direction le minimum de résistance au glissement, la recherche du coefficient sismique provoquant la rupture nous donnera la valeur minimale suffisante pour déstabiliser ce flanc nord. Pour la raison déjà citée, nous n'avons pris en compte qu'un seul et même coefficient sismique pour tout l'édifice ; cette simulation n'est donc que très grossière.

Afin de fixer l'amplitude du coefficient sismique, nous n'avons pu nous appuyer sur des données accélérométriques : d'après VOIGHT et al. (1983), aucun enregistrement de ce type n'a été réalisé lors du séisme du 18 mai. Toutefois, une accélération maximale de 0.15 g a été mesurée à proximité du volcan lors d'un séisme superficiel (séisme du 27 mars 1980, M = 4.5, épicentre situé à 2.3 km au sud de la station). Un coefficient sismique supérieur à 0.2 n'est donc absolument pas irréaliste pour le séisme de magnitude 5.2 du 18 mai 1980 (VOIGHT et al., 1983). Nous avons donc choisi d'appliquer à nos modèles des accélérations variant entre 0.05 et 0.5 g.

III. RESULTATS

INTRODUCTION

Pour chaque incrément de chargement appliqué au modèle (incrément de pression ou incrément d'accélération horizontale), le programme calcule les déplacements résultant de chacun des blocs du maillage. L'étude précise de ces déplacements est ensuite conduite à partir des différents types de figures suivants.

- Les déformées de la structure sont tracées après chaque stade de chargement, (exemple sur fig. 2.19A). Les déplacements des blocs peuvent être multipliés par une constante pour les rendre plus visibles. Un problème se pose si l'on désire obtenir une image du mode de rupture. En effet, nous avons vu précédemment que cette rupture se traduisait numériquement par la divergence du processus itératif de résolution : il n'existe donc plus de solution, c'est-à-dire de position d'équilibre stable et les déplacements des blocs peuvent devenir infiniment grands et impossibles à représenter. On peut toutefois se faire une idée du mécanisme de rupture en arrêtant le calcul avant qu'il n'ait trop divergé et que les déplacements ne soient devenus trop grands. En toute rigueur, la figure obtenue ne représente pas une déformée de l'édifice puisqu'elle ne correspond pas à une position d'équilibre.

- Des profils montrent les incréments de déplacements horizontaux (Δx, compté positivement vers le nord), verticaux (Δz, compté positivement vers le haut) et les rotations des blocs (mesurant l'inclinaison du sol, $\Delta\theta$, comptée positivement vers le sud), qui sont produits le long de la surface du modèle par chaque incrément de chargement. Un exemple est donné sur la figure 2.19B. En étudiant l'évolution des caractéristiques de ces profils d'un incrément au suivant durant tout le trajet de chargement, on peut arriver à distinguer différentes phases de déformation pendant lesquelles les profils conservent des caractères similaires d'un incrément à l'autre. Dans les études qui vont suivre, nous caractériserons chaque phase de déformation par les trois profils d'un seul des incréments, sachant que ceux des autres incréments de la même phase leur sont similaires.

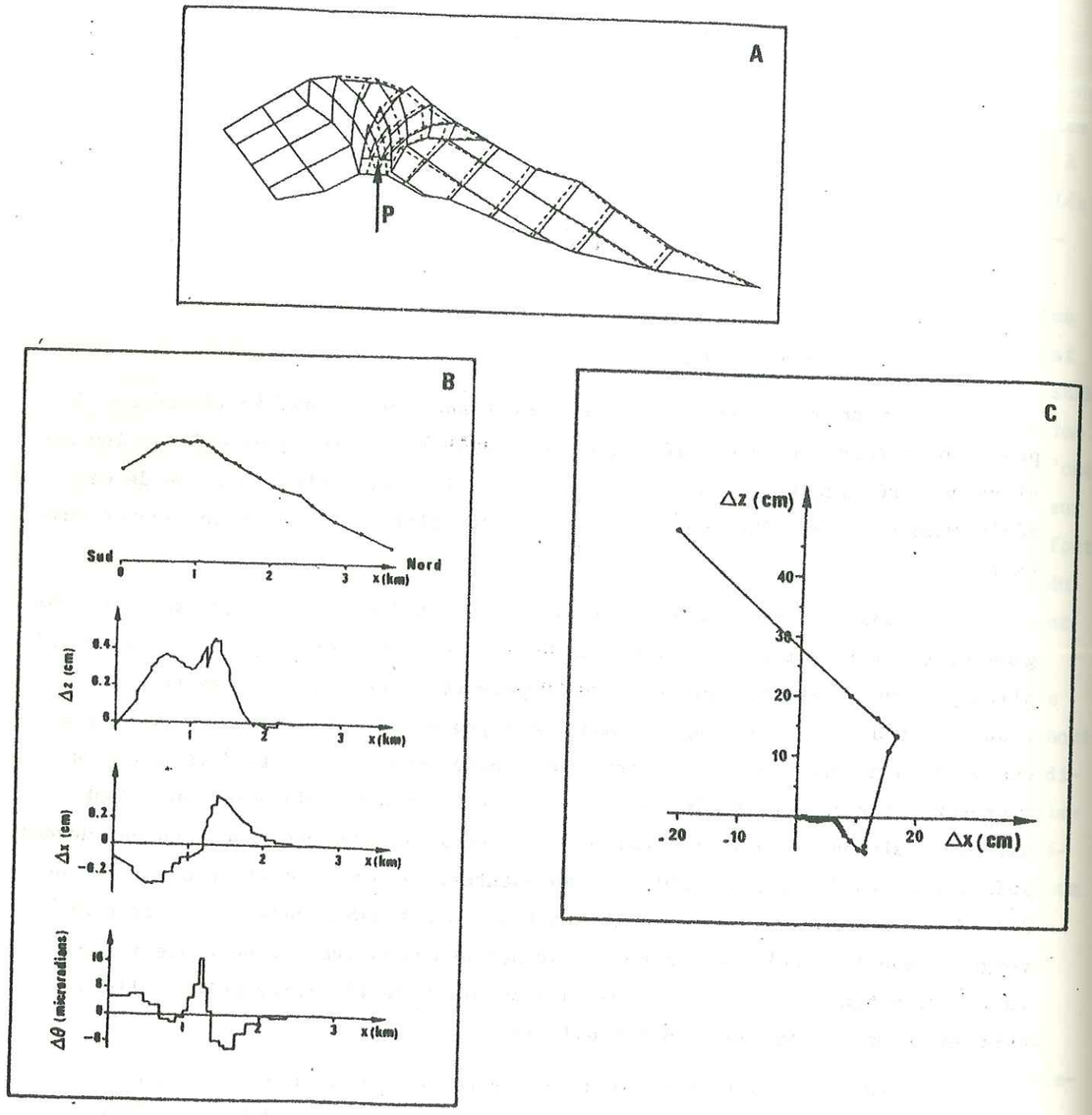


Figure 2.19 : Trois représentations possibles des déplacements calculés par le modèle BLOC. A : exemple de structure déformée par montée en pression (en trait plein) ; en trait discontinu figure l'état initial (exemple extrait des résultats du modèle n° 2). B : exemples de profils de déplacements de surface (calculés avec le modèle n° 1, pour une montée en pression de 45 à 50 MPa) ; de haut en bas : profil topographique du modèle, composante verticale des déplacements le long du profil ci-dessus, composante horizontale des déplacements, inclinaison du sol le long du profil. C : exemple de trajectoire d'un point situé à la surface du modèle n° 4.

- Les déplacements cumulés, ou trajectoires, de différents points de la surface des modèles sont également tracés. Un exemple, extrait des résultats du modèle n° 4, est donné sur la figure 2.19C. La position du point dans la déformée sous poids propre est à l'origine de la courbe ($\Delta x = \Delta z = 0$), puis le résultat de chacun des incréments de chargement (incréments de pression) est marqué par un point.

Nous verrons que ce type de courbe peut être directement comparé aux résultats des mesures de déplacements effectuées sur le volcan.

III.1. MODELE N° 1

III.1.1. Simulation de l'intrusion de lave

III.1.1.1. Description du scénario de montée en pression

A partir de la déformée sous poids propre (fig.2.20), une pression verticale a donc été appliquée à la base du conduit volcanique. Nous n'avons pas cherché ici à introduire la pression dans les joints ouverts, mais ceci n'aurait probablement pas beaucoup modifié les résultats, puisque le premier joint ne s'ouvre que très tard dans le trajet de chargement, à 80 MPa.
Ce trajet est le suivant :

- 16 incréments de 5 MPa dans le conduit central : P = 80 MPa
- 3 incréments de 2 MPa : P = 86 MPa
- 1 incrément divergent de 4 MPa : la ruine de l'édifice intervient donc pour P = 90 MPa.

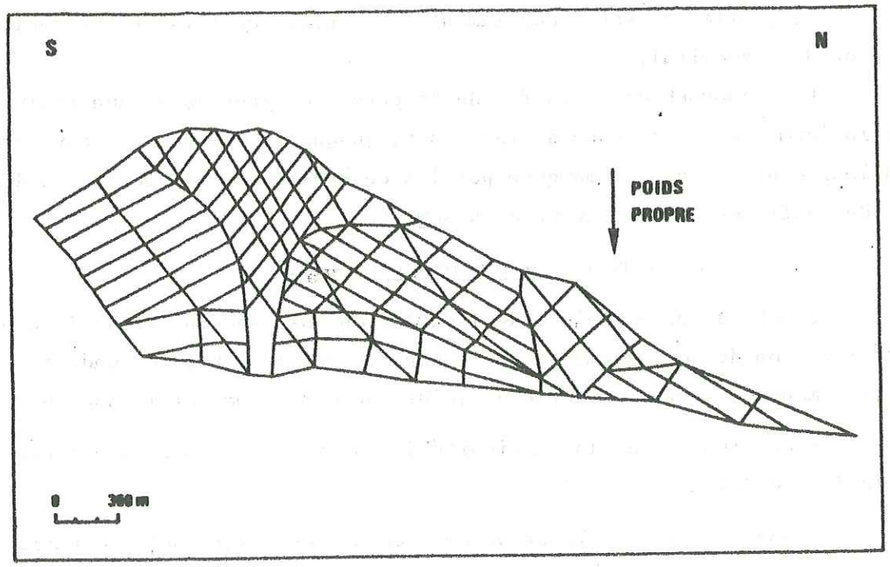


Figure 2.20 : Résultat de l'application du poids propre au modèle n° 1 ; cette déformée représente l'état initial de déformation.

III. 1.1.2. Processus de déformation et de rupture

On peut assez nettement distinguer dans ce processus deux phases principales séparées par une courte transition.

a) Phase de gonflement : de 0 à 60 MPa

La caractéristique principale de cette phase apparaît sur la figure 2.21. Sous l'action de ces pressions faibles à moyennes, la surface du modèle subit un gonflement :

- d'ordre centimétrique (soulèvement total inférieur à 5 cm),

- relativement continu (pas de discontinuité de déplacements entre blocs voisins),

- linéaire (à incréments de pression égaux, déplacements égaux),

- anisotrope en grand (le comportement mécanique de l'édifice est dirigé par les deux systèmes de fractures rectilignes du dôme sommital, qui induisent deux centres de gonflement de part et d'autre du sommet, bien visibles sur le profil des déplacements verticaux Δz).

Le gonflement est probablement le résultat de l'interpénétration des blocs du dôme sommital.

En s'approchant de la fin de la phase, on peut noter une évolution dans la forme des profils de déplacements, jusque-là remarquablement semblables d'un incrément à l'autre, marquée par l'accélération des déplacements dans la zone de gonflement située au nord du sommet.

b) Transition : de 60 à 65 MPa

C'est la suite logique de l'évolution observée en fin de 1ère phase : l'accélération des déplacements de la zone de gonflement nord conduit au départ en glissement de toute une série de joints du dôme sommital marquée par :

- une rupture de la continuité des profils de déplacements bien visible sur la figure 2.22,

- une brutale accélération des déplacements sur toute la surface, mais particulièrement marquée immédiatement au nord de la nouvelle fracture,

- l'arrêt du soulèvement général de la zone sommitale.

Cette transition se termine lors de l'incrément 65-70 MPa, avec l'apparition d'une seconde fracture située cette fois au sud du sommet. L'effondrement d'un graben sommital devient alors nettement visible et l'on entre dans la phase suivante.

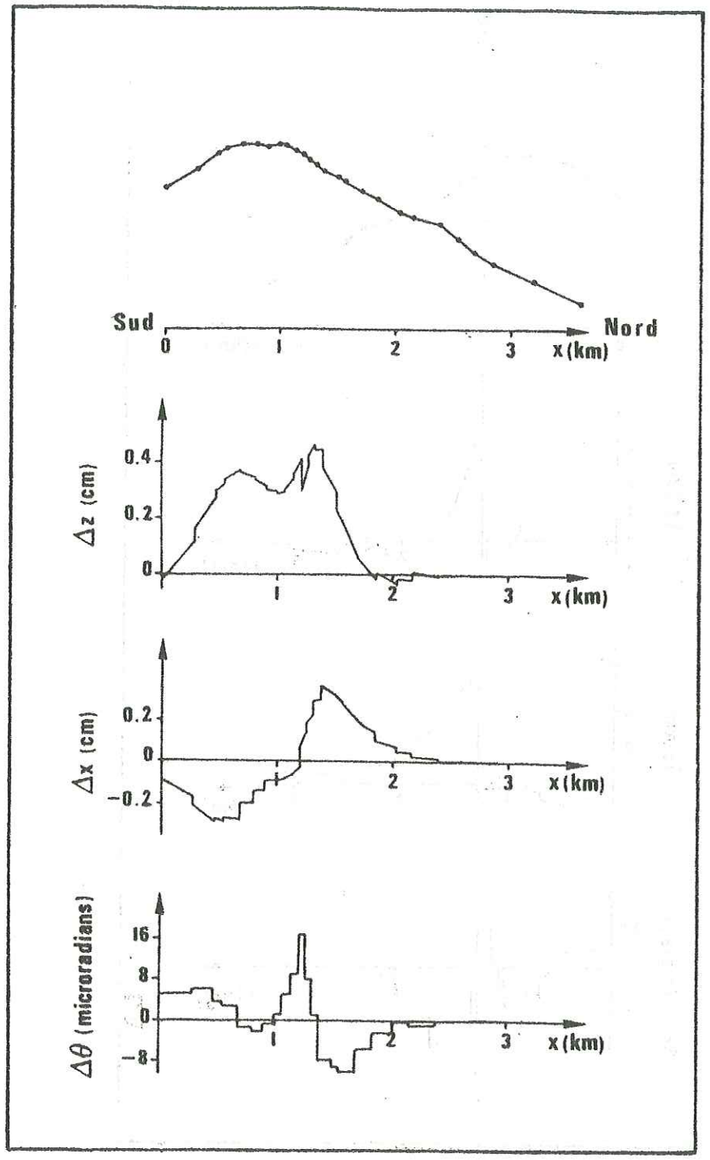


Figure 2.21 : Exemples de profils de déplacements de surface, pour la 1ère phase de déformation du modèle n° 1 ; ces déplacements incrémentaux sont le résultat de la montée en pression de 45 à 50 MPa dans le conduit central ; même légende que la figure 2.19B.

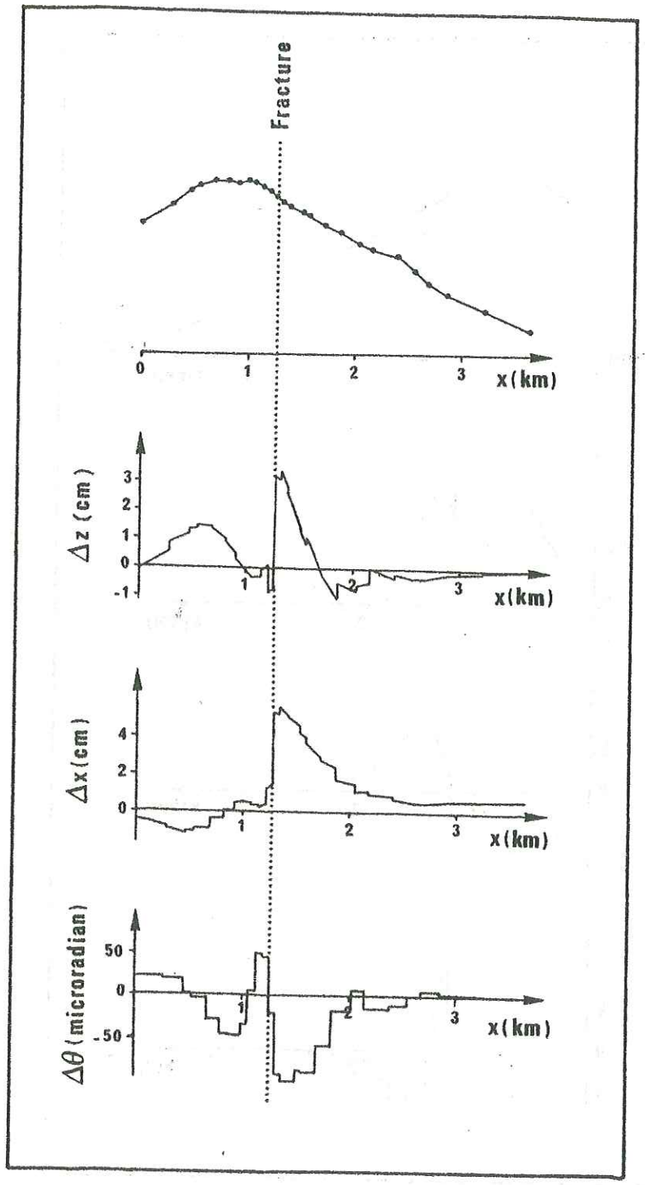


Figure 2.22 : Profils de déplacements de surface du modèle n° 1 résultats de l'incrément 60-65 MPa ; on voit apparaître la fracture formant la future limite nord du graben sommital, marquée par une nette discontinuité des déplacements.

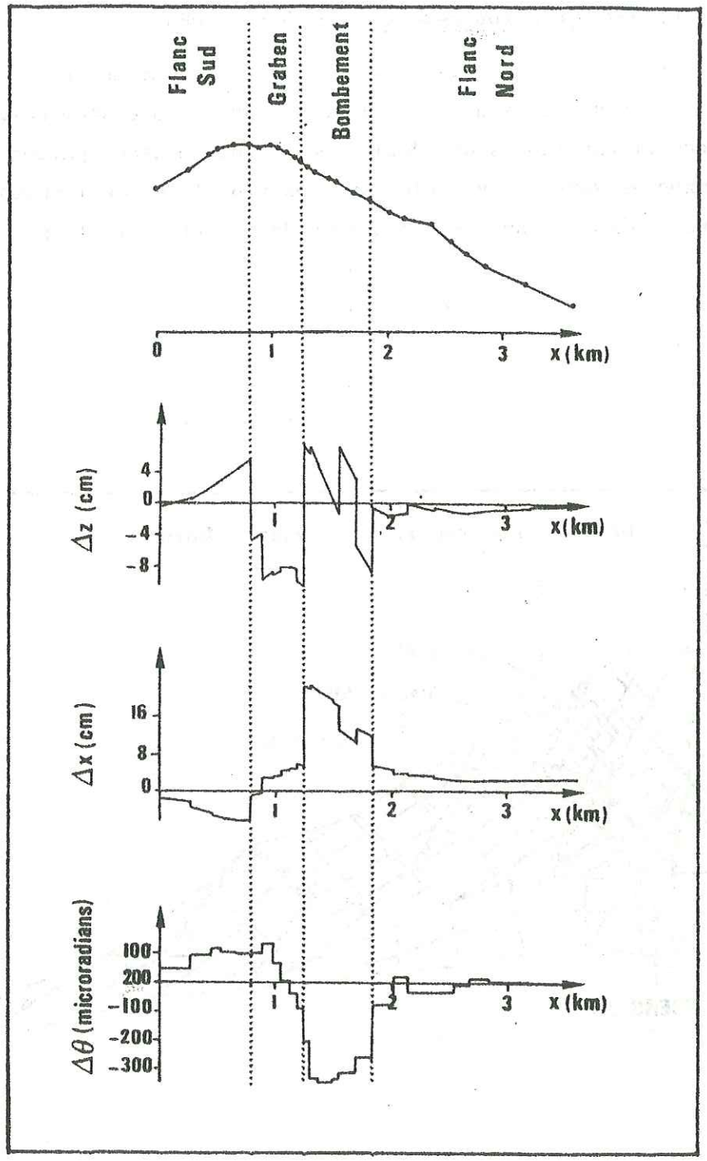


Figure 2.23 : Exemples de profils de déplacements de surface, pour la 2ème phase de déformation du modèle n° 1 ; ces déplacements incrémentaux sont le résultat de la montée en pression de 70 à 75 MPa dans le conduit central ; le comportement "anormal" d'un bloc du bombement est dû à sa forme particulière (bloc n° 121 sur la fig. 2.24) qui le conduit à se désolidariser de ses voisins.

c) Phase d'effondrement : de 65 à 90 MPa

La montée en pression n'est ici plus absorbée par interpénétration des blocs, mais par glissements de nombreux joints dans le dôme sommital.

Les sens et amplitudes des déplacements incrémentaux permettent de distinguer 4 zones en surface, visibles sur les profils de déplacements (figure 2.23) aussi bien que sur les déformées de la structure (figures 2.24 et 2.25).

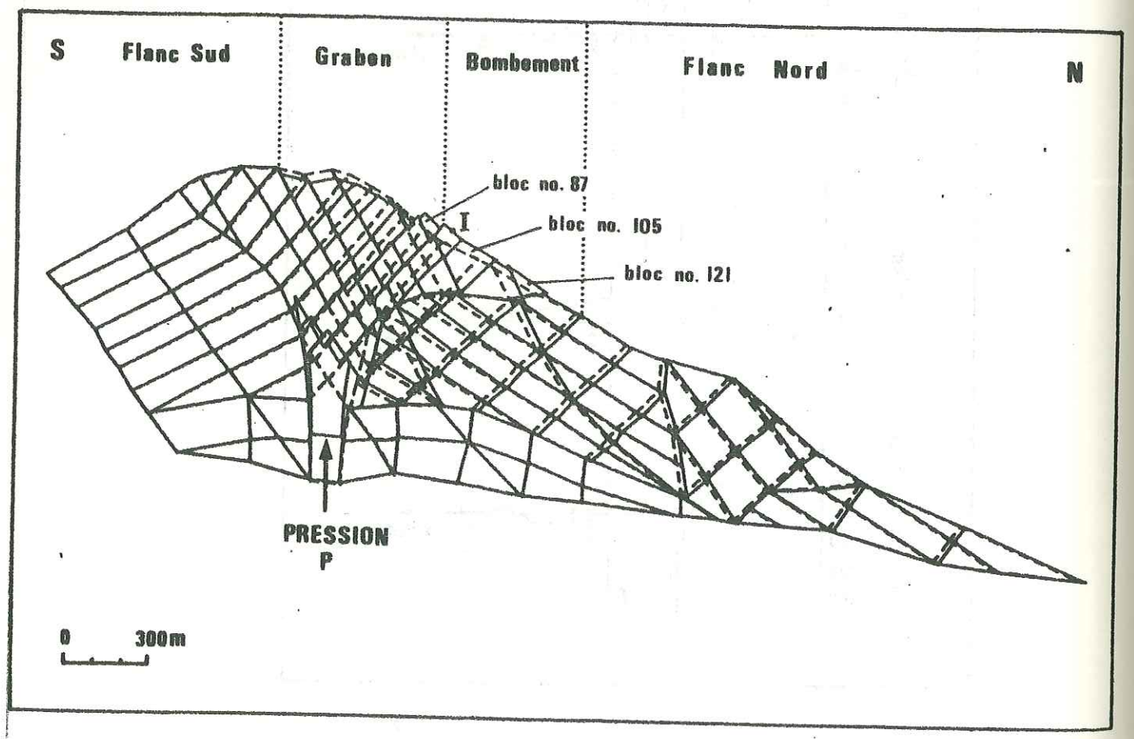


Figure 2.24 : Edifice déformé par la montée en pression jusqu'à 86 MPa (trait continu) ; l'état initial (poids propre) est superposé en pointillés ; les déplacements sont multipliés par 20.

Ces 4 zones sont du sud au nord :

- Flanc sud : le léger gonflement de la 1ère phase se poursuit, dans des déplacements ne dépassant guère une dizaine de centimètres d'un bout à l'autre de la montée en pression.

- Graben : il s'effondre par glissement vers le nord sur une série de joints du dôme sommital (fig. 2.25) ; pour donner une idée de l'ordre de grandeur de cet effondrement, le déplacement vertical cumulé de 0 à 84 MPa d'un point de ce graben a été évalué à 130 cm. Il est important de remarquer qu'au cours de la montée en pression, la fracture formant la limite nord du graben est translatée vers le nord, et que le graben finit par englober le bloc n° 87 (figures 2.24 et 2.26).

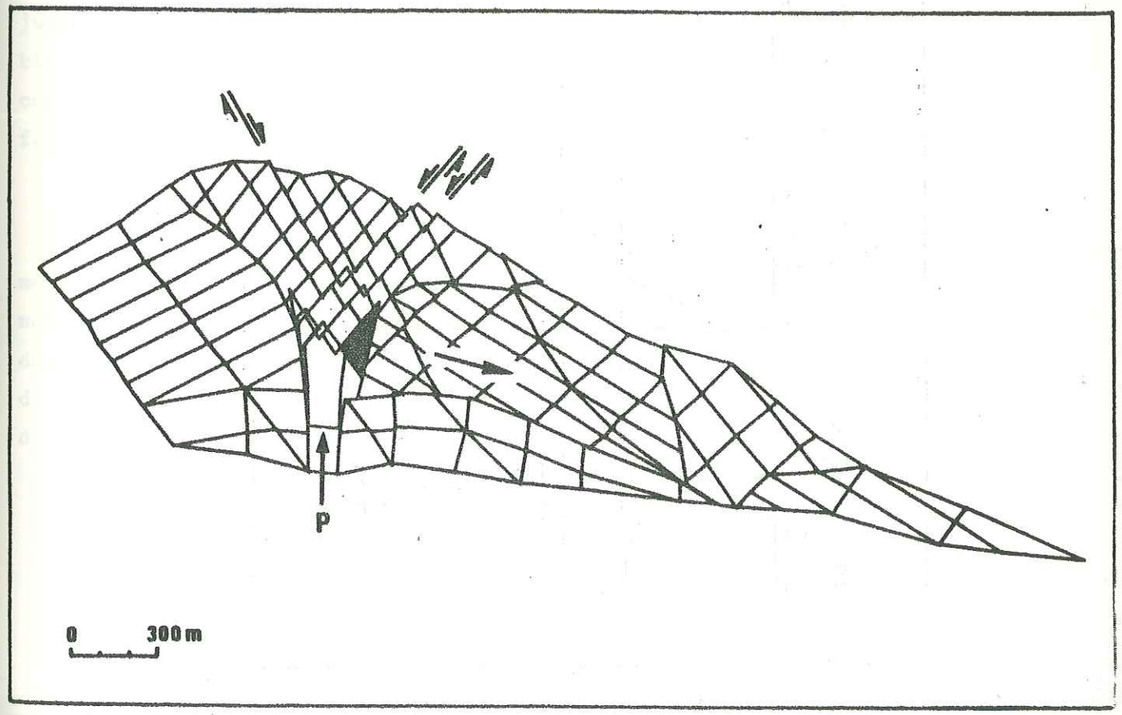


Figure 2.25 : Même déformée que figure 2.24, mais sans état initial ; les deux blocs en gris forment le "coin" qui, montant en force dans la cheminée, déclenche le glissement du flanc nord souligné par une flèche ; noter le dédoublement de la limite nord du graben.

050 034204 9

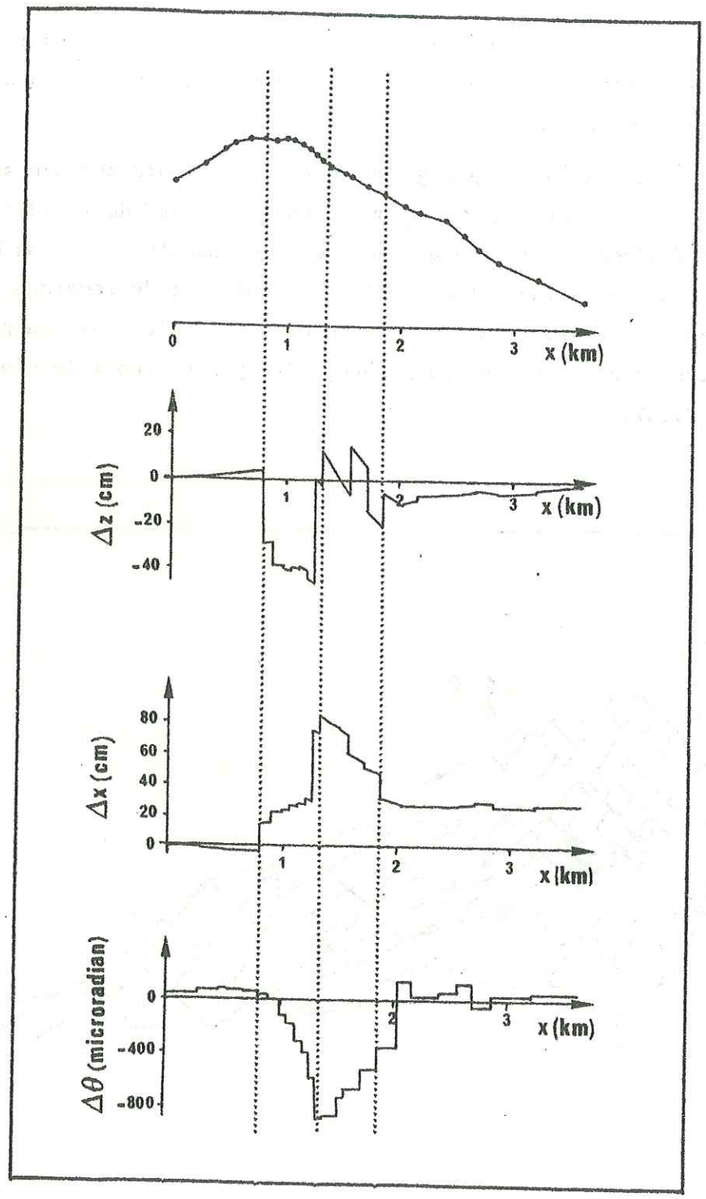


Figure 2.26 : Profils de déplacements de surface du modèle n° 1 résultats de l'incrément de pression 75-80 MPa ; noter : 1. que le graben s'est propagé d'un bloc vers le nord par rapport à la figure 2.23, 2. l'accélération des déplacements horizontaux du flanc nord signe du départ en glissement.

On retrouve ici une similitude intéressante avec les observations faites sur le volcan avant l'éruption, puisqu'une extension tardive du graben sommital avait effectivement été notée (CHRISTIANSEN et PETERSON, 1981).

- Bombement : il apparaît dans la topographie à cause de déplacements quasi-horizontaux dirigés vers le nord, accompagnés de rotations de grandes amplitudes. Dans cette zone se trouvent les points subissant les plus fortes translations de la surface du modèle : le point I (voir figure 2.24) par exemple, se déplace horizontalement de 240 cm de 0 à 84 MPa ; pour ce qui concerne l'amplitude des rotations, on peut citer l'exemple du bloc 105 (figure 2.24) qui subit entre 65 et 84 MPa une rotation de 2700 μrad.

- Flanc nord : la transition entre cette dernière zone et la précédente est relativement continue. Ses points se déplacent vers le nord parallèlement aux plans de stratification dans des mouvements d'amplitudes assez faibles jusqu'à 75 MPa. A partir de ce seuil, ils subissent une brutale accélération bien visible sur la figure 2.26, lorsque la montée d'un "coin" à l'intérieur du conduit central fait partir tout le flanc nord en grand glissement sur l'interface entre "Ancien Mont St Helens" et "Cône récent" (figure 2.25).

d) Processus de rupture à 90 MPa

Dans la continuité du processus de déformation, la perte d'équilibre mécanique marquant la rupture est due au départ en glissement de tout le flanc nord sur le substratum du "cône récent". On a déjà souligné que le moteur de ce déséquilibre n'était pas purement gravitaire, mais qu'il résultait de la présence d'un "coin" dans le conduit central, et donc de la géométrie supposée du réseau de discontinuités en profondeur.

III.1.2. Simulation du séisme du 18 Mai 1980

III.1.2.1. Description des trajets de chargement

Des accélérations horizontales dirigées vers le nord ont été appliquées :

- à la déformée sous poids propre seul (P = 0)
  - . 1 incrément de 0.1 g
  - . 1 incrément divergent de 0.1 g : ruine à 0.2 g.
- à la déformée sous pression P = 75 MPa
  - . 1 incrément divergent de 0.1 g : ruine à 0.1 g.

III. 1.2.2. Modes de rupture

a) P = 0

La ruine de l'édifice intervient donc à 0.2 g lorsque plusieurs

glissements gravitaires affectent le dôme sommital (figure 2.27). Il faut noter qu'aucun de ces glissements n'emprunte les discontinuités schématisant les surfaces des glissements du 18 mai 1980 (voir figure 2.10) ; le fait que ces joints ne jouent aucun rôle dans le mécanisme de rupture de ce premier modèle est l'un des arguments qui nous ont conduits à les supprimer totalement dans le maillage du modèle n° 2.

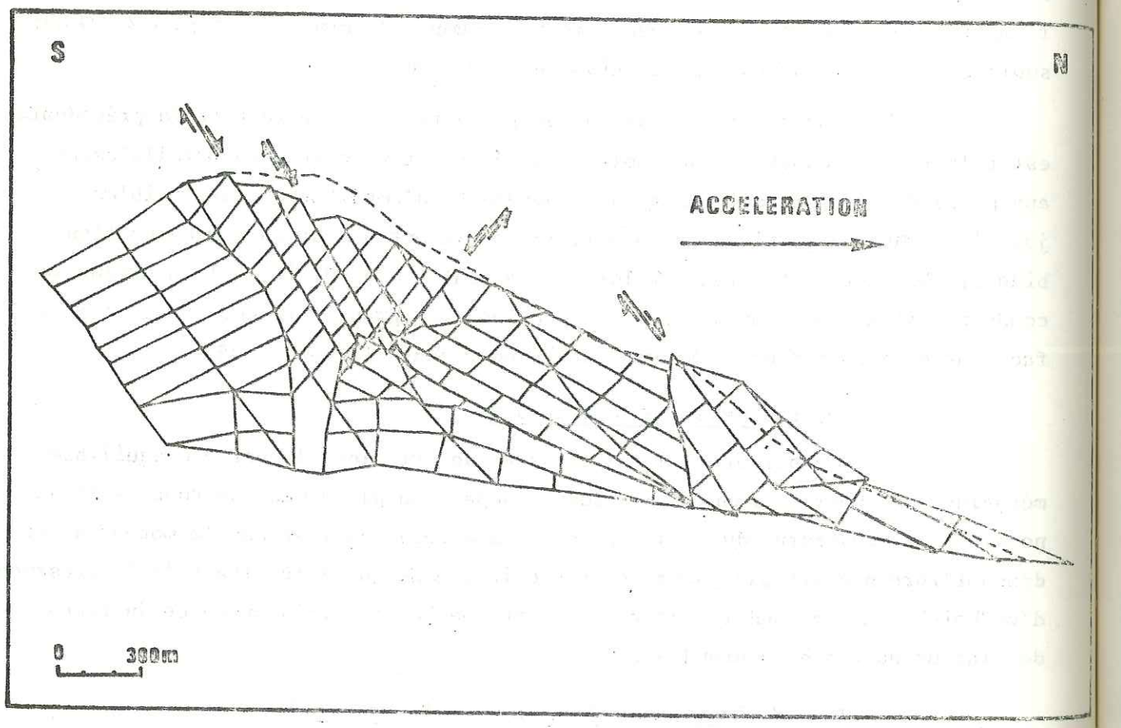


Figure 2.27 : Mode de rupture obtenu par application d'une accélération horizontale γ = 0.2 g à la déformée sous poids propre seul ; en pointillés figure le profil topographique dans l'état initial ; déplacements multipliés par 20.

b) P = 75 MPa

L'influence de l'application de la pression magmatique est déjà visible dans la valeur de l'accélération nécessaire à provoquer la rupture de l'équilibre global, puisque 0.1 g suffit.

De même, on ne retrouve pas les glissements gravitaires qui affectaient le dôme sommital pour P = 0, mais la déformée obtenue (figure 2.28) ressemble beaucoup à une déformée sous pression seule (sous P = 86 MPa par exemple, figure 2.25).

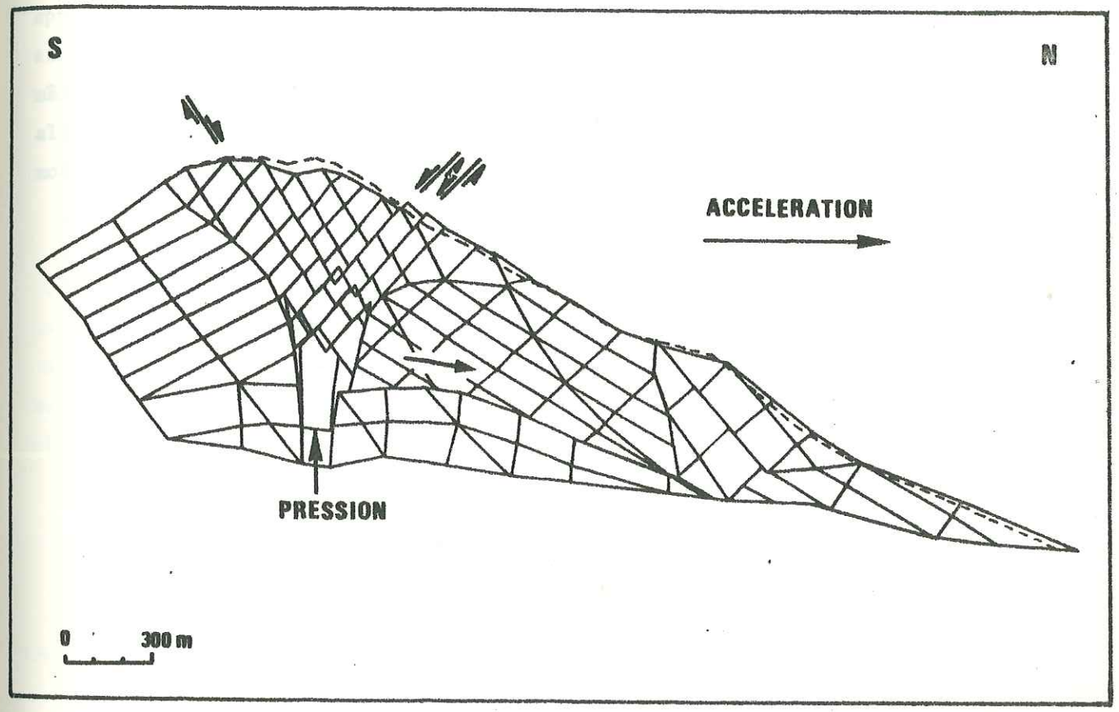


Figure 2.28 : Mode de rupture obtenu par montée en pression jusqu'à 75 MPa, puis application d'une accélération horizontale γ = 0.1 g ; en pointillés figure le profil topographique dans l'état initial (poids propre) ; déplacements multipliés par 10.

Ceci signifie que les processus de ruine sous pression seule et sous pression et séisme sont identiques, avec glissement sur l'interface entre les deux parties du volcan.

III.2. MODELE N° 2

III.2.1. Simulation de l'intrusion

III .2.1.1. Description du scénario de montée en pression

A partir de la déformée sous poids propre, la montée en pression est appliquée aux trois joints situés à l'intersection entre le conduit volcanique et la base du modèle (figure 2.29). Cette pression n'étant pas appliquée à la même surface que dans le précédent modèle, les valeurs numériques que nous allons mentionner ne peuvent en aucun cas être comparées aux pressions du premier modèle ; elles n'ont donc qu'une valeur indicative.

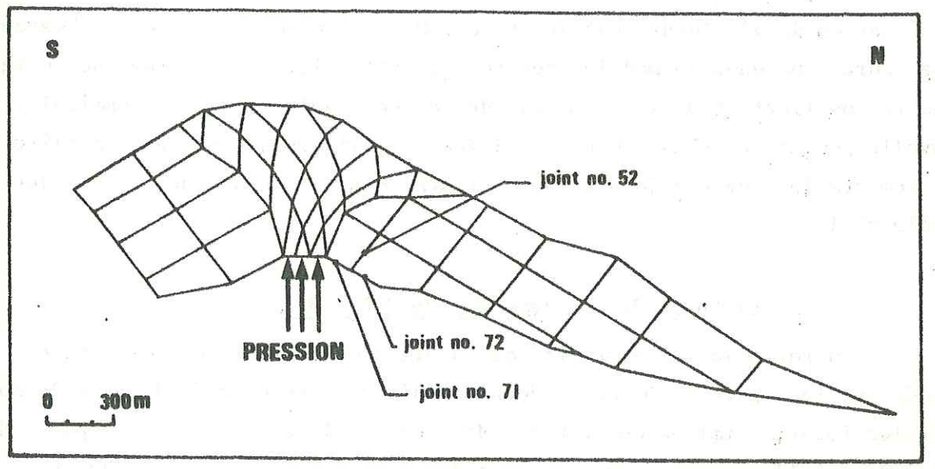


Figure 2.29 : Modèle n° 2, état initial obtenu par application du poids propre, et situation de la zone d'application de la pression dans les incréments suivants.

La montée en pression a été effectuée par pas constants de 1 MPa. La simulation de l'infiltration des fluides magmatiques dans les fissures a été réalisée. Le chemin de chargement est donc le suivant :

- 21 incréments de 1 MPa dans le conduit central : P_c = 21 MPa
  Ouverture partielle du joint n° 71 (voir figure 2.29)
- 3 incréments de 7 MPa dans le joint 71 : P_c = 21 MPa + P_{71} = 21 MPa
- 5 incréments de 1 MPa dans le conduit et le joint 71 simultanément :
  P_c = 26 MPa + P_{71} = 26 MPa.
  Ouverture totale du joint 71

- 1 incrément de 1 MPa dans conduit et joint 71 :

P_c = 27 MPa + P_{71} = 27 MPa

Ouverture partielle des joints 52 et 72.

- 3 incréments de 4.5 MPa dans les joints 52 et 72 :

P_c = 27 MPa + P_{71} = 27 MPa + P_{72} = 13.5 MPa + P_{52} = 13.5 MPa

- 1 incrément divergent de 13.5 MPa dans les joints 52 et 72 :

la ruine intervient pour la pression :

P_c = 27 MPa + P_{71} = 27 MPa + P_{72} = 27 MPa + P_{52} = 27 MPa

III.2.1.2. Processus de déformation et de rupture

On retrouve ici encore deux phases de déformation séparées par l'initiation de l'effondrement du graben. Mais la première phase est beaucoup plus courte que dans le modèle précédent ; cette différence trouve son origine dans la modification de la géométrie des discontinuités du dôme sommital : la nouvelle géométrie, plus proche des lignes de glissement idéales, facilite les glissements le long des joints, au détriment des interpénétrations de blocs du modèle n° 1.

a) Phase de gonflement : de 0 à 5 MPa

On retrouve la continuité des profils de déplacements de surface tracés sur la figure 2.30, et le double gonflement de part et d'autre du sommet (sur les futures limites du graben). Mais ce gonflement n'a pas l'ampleur de celui du précédent modèle puisqu'il ne dépasse pas quelques millimètres.

b) Phase d'effondrement : de 6 à 27 MPa

On peut ici encore distinguer sur les profils de déplacements de la figure 2.31 quatre zones en surface, aux caractéristiques tout-à-fait similaires à celles du modèle n° 1 :

- Flanc sud : un gonflement de faible amplitude (centimétrique) se poursuit.

- Graben : un effondrement vers le nord se développe par glissement sur deux joints du dôme sommital (figure 2.32) afin de combler le vide laissé par le déplacement vers le nord des blocs appartenant à la zone "bombement". Au dernier incrément convergent (dernier incrément avant rupture), l'effondrement total atteint 475 cm.

- Bombement : il se forme par déplacements quasi-horizontaux vers le

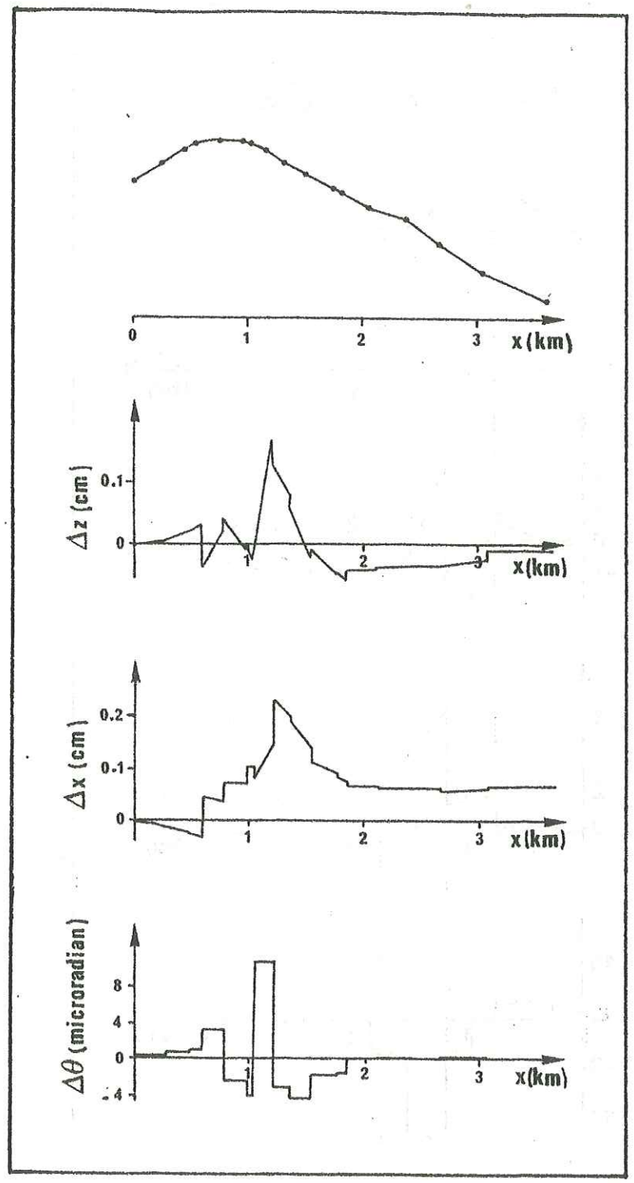


Figure 2.30 : Exemples de profils de déplacements de surface, pour la phase 1 du modèle n° 2 ; déplacements résultats de la montée en pression de 2 à 3 MPa.

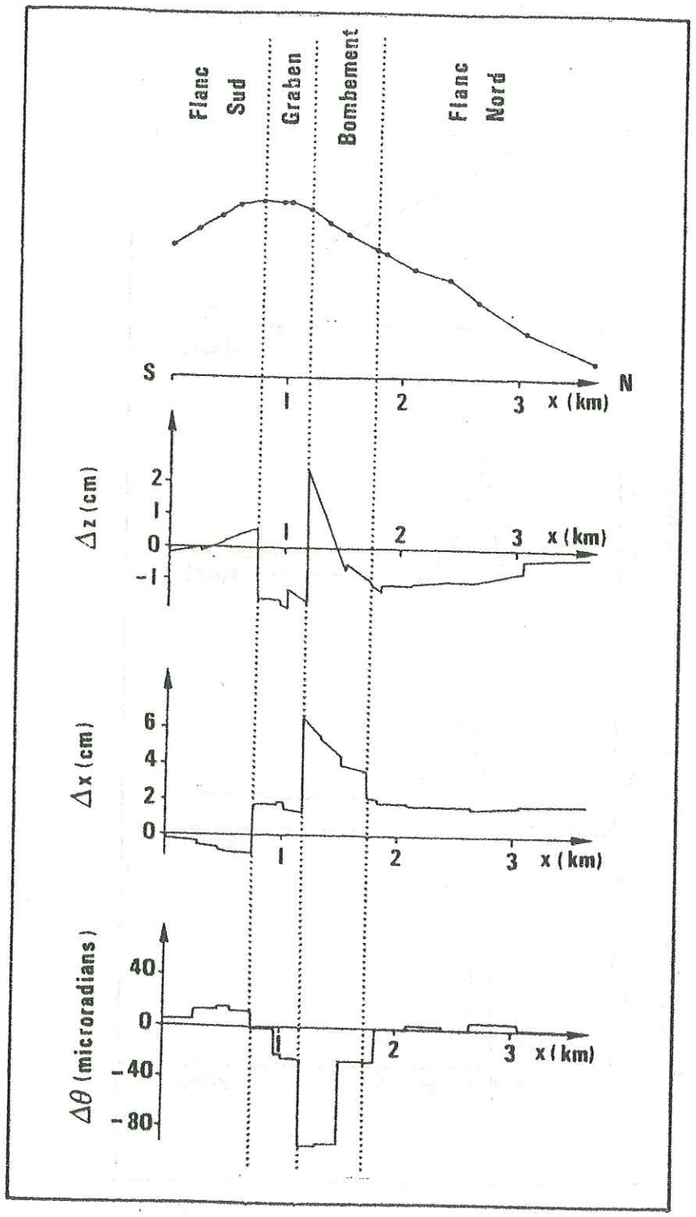


Figure 2.31 : Exemples de profils de déplacements de surface, pour la phase 2 du modèle n° 2 ; déplacements résultats de la montée en pression de 23 à 24 MPa.

nord accompagnés de fortes inclinaisons du sol, vers le nord également (fig. 2.31) ; l'amplitude de ces déplacements horizontaux atteint 11 m à l'incrément précédent la rupture.

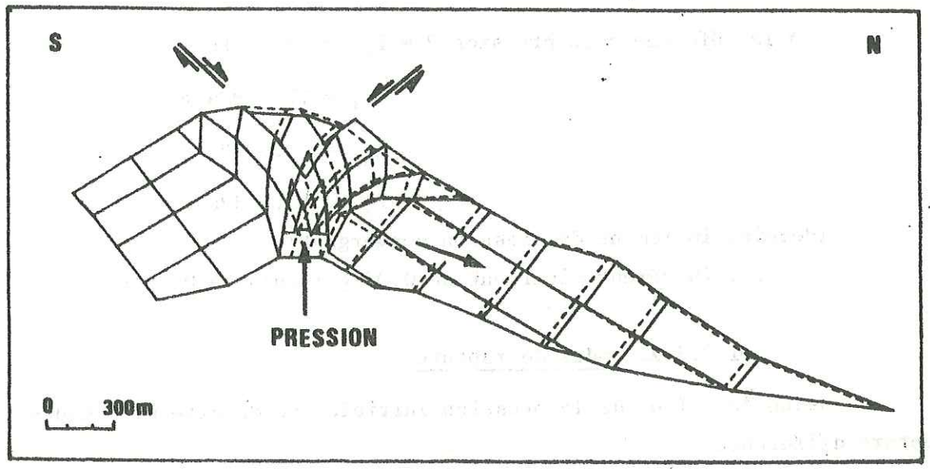


Figure 2.32 : Edifice déformé par la montée en pression jusqu'à 27 MPa dans le conduit central et le joint 71 et 9 MPa dans les joints 52 et 72 (cf. n°s des joints sur fig. 2.29) ; déformée sous poids propre en trait discontinu ; déplacements multipliés par 20.

- Flanc nord : poussés par le bombement, ces blocs subissent d'abord des glissements de faibles amplitudes, sur les plans de stratification. Ces déplacements accélèrent ensuite brusquement à partir de 26 MPa, lorsque tout le flanc nord part en grand glissement sur la limite inférieure du modèle (fig. 2.32).

c) Processus de rupture à 27 MPa

Dans la continuité du processus de déformation, le calcul diverge lorsque toute la moitié nord de l'édifice part en glissement gravitaire sur la base du modèle.

III.2.2. Simulation du séisme du 18 Mai 1980

III.2.2.1. Description des trajets de chargement

Les accélérations horizontales simulant le séisme ont été appliquées :

- à la déformée sous poids propre (P_c = 0)
  - . 2 incréments de 0.05 g
  - . 1 incrément divergent de 0.05 g : ruine à 0.15 g
- à la déformée sous pression P_c = 20 MPa
  même chose : ruine à 0.15 g
- à la déformée sous pression P = P_c = 27 MPa +
  P_{71} = 27 MPa +
  P_{52} = 13.5 MPa +
  P_{72} = 13.5 MPa .
  (dernier incrément de pression convergent)
  - . 1 incrément divergent de 0.05 g : ruine à 0.05 g

III.2.2.2. Modes de rupture

Selon la valeur de la pression initiale, on observe deux modes de rupture différents :

- P_c = 0 ou 20 MPa : le déséquilibre se produit par deux glissements gravitaires, sur les plans de stratification supérieur puis médian (figure 2.33).

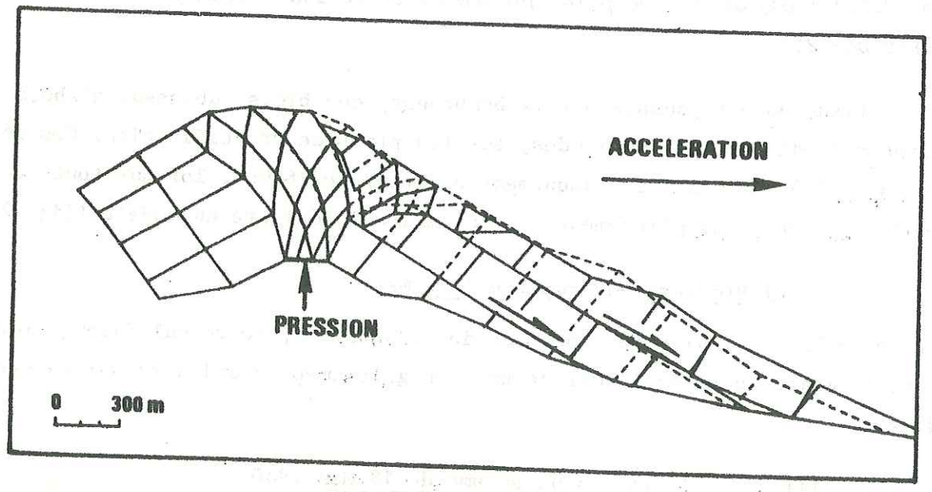


Figure 2.33 : Mode de rupture obtenu par application d'une accélération horizontale γ = 0.15 g à la déformée sous pression P = 20 MPa ; déformée sous poids propre en trait discontinu ; déplacements multipliés par 5.

On en déduit que 20 MPa ne sont pas suffisants pour déformer l'édifice de telle façon que son comportement sous séisme en soit modifié.

- P = 27 MPa : pour cette forte valeur de pression initiale, une faible accélération de 0.05 g suffit à déclencher un processus de rupture tout-à-fait identique à celui observé sous montée en pression seule : toute la partie nord du volcan part en grand glissement sur la limite inférieure du modèle (fig. 2.34).

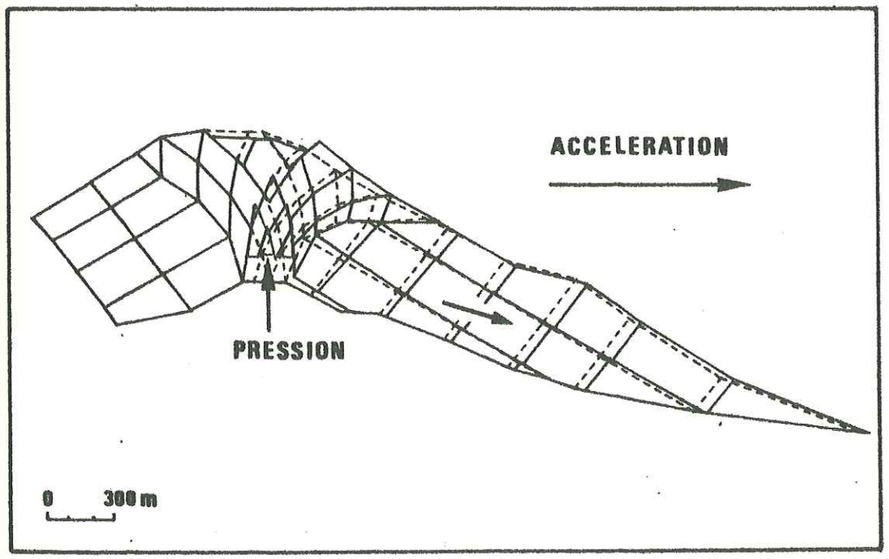


Figure 2.34 : Mode de rupture obtenu par application d'une accélération horizontale γ = 0.05 g à la déformée sous pression P = 27 MPa (P_c = 27 MPa + P_{71} = 27 MPa + P_{52} = 13.5 MPa + P_{72} = 13.5 MPa) ; déplacements multipliés par 5.

Donc, lorsque la pression initiale est suffisamment forte, le processus de ruine sous séisme est identique à celui obtenu sous pression seule.

III.3. MODELE N° 3

Dans ce modèle, nous n'avons réalisé que la simulation de l'intrusion magmatique.

III.3.1. Description du scénario de montée en pression

L'analyse du champ de déplacements à la surface du Mont St Helens avant son éruption a conduit plusieurs auteurs (notamment MOORE et ALBEE, 1981 ; CHRISTIANSEN et PETERSON, 1981) à émettre l'hypothèse qu'une intrusion de lave excentrée dans le flanc nord par rapport au conduit central pouvait être à l'origine de la dissymétrie observée entre les déformations des flancs nord et sud (figure 2.35A). Afin de tester cette hypothèse, nous avons cette fois appliqué la pression aux joints 10 et 11 (figure 2.35B), c'est-à-dire sur le tiers nord du conduit central et légérement à l'extérieur de celui-ci.

Les incréments de pression avaient une amplitude de 1 MPa, et l'injection de gaz dans les joints ouverts a été simulée. Le trajet de chargement a été le suivant :

- 17 incréments de 1 MPa dans les joints 10 et 11 : P_c = 17 MPa
  Ouverture partielle du joint n° 12 (fig. 2.35B)
- 2 incréments de 8.5 MPa dans le joint 12 : P_c = 17 MPa + P_{12} = 17 MPa
- 6 incréments de 1 MPa dans les joints 10,11 et 12 :
  P_c = 23 MPa + P_{12} = 23 MPa
  Ouverture totale du joint 12 et partielle du joint 13
- 4 incréments de 5.75 MPa dans le joint 13 :
  P_c = 23 MPa + P_{12} = 23 MPa + P_{13} = 23 MPa.
- 3 incréments de 1 MPa dans les joints 10, 11, 12 et 13 :
  P_c = 26 MPa + P_{12} = 26 MPa + P_{13} = 26 MPa.
- 1 incrément de 0.5 MPa dans les joints 10, 11, 12, 13 :
  P_c = 26.5 MPa + P_{12} = 26.5 MPa + P_{13} = 26.5 MPa.
- 1 incrément divergent de 1 MPa dans les joints 10, 11, 12, 13 :
  la valeur de pression conduisant à la rupture est donc :
  P_c = 27.5 MPa + P_{12} = 27;5 MPa + P_{13} = 27.5 MPa

III.3.2. Processus de déformation et de rupture

L'analyse des profils de déplacements de surface incrémentaux permet ici encore de distinguer deux phases de déformation, séparées par l'apparition du graben sommital.

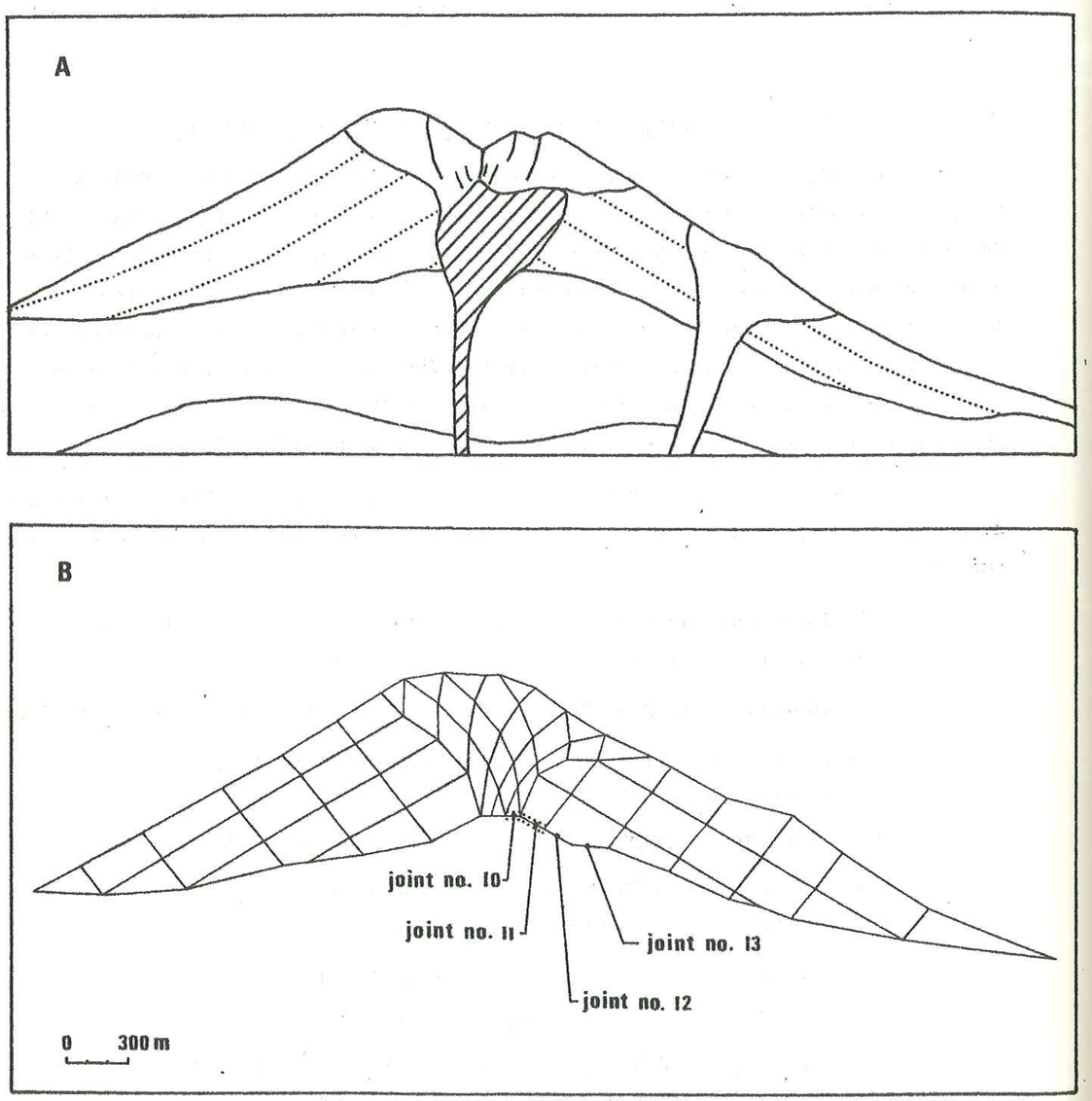


Figure 2.35 : Simulation de l'injection asymétrique de lave dans le flanc nord du volcan (A ; d'après MOORE et ALBEE, 1981) par application d'une montée en pression décalée vers le nord par rapport au conduit central dans le modèle n° 3 (B) ; la pression est appliquée au départ dans les joints 10 et 11 (soulignés par un double trait en pointillés), puis dans les joints 12 et 13 lorsque ceux-ci s'ouvrent.

a) Phase de gonflement : de 0 à 17 MPa dans les joints 10, 11, 12

On retrouve à nouveau les deux caractéristiques principales de cette phase, c'est-à-dire (figure 2.36) :

- l'absence de forte discontinuité de déplacement entre blocs voisins, qui indique que les blocs restent couplés les uns aux autres par des joints encore élastiques,

- le gonflement de la surface résultat de la montée en pression.

Toutefois, le fait que la montée en pression ne soit plus appliquée dans l'axe du volcan provoque quelques différences avec les modèles précédents :

- on ne trouve plus qu'un seul centre de gonflement en surface, au lieu de deux,

- ce gonflement est plus le résultat de déplacements horizontaux que verticaux : toute la surface du modèle est entraînée vers le nord, ce qui est nettement visible sur le profil des déplacements horizontaux (fig. 2.36).

On peut encore remarquer que cette première phase est relativement plus longue ici que dans le modèle n° 2. Ceci s'explique facilement en rappelant que la frontière entre les deux phases de déformation est définie par le découplage entre les blocs appartenant au graben et ceux du bombement, résultat du passage en plasticité des joints qui les séparent. Or, on voit sur la figure 2.37B que ce découplage intervient le long des joints 91, 92, 72 et 90. Relativement à la façon dont la pression est appliquée, ces joints sont certainement plus difficiles à faire glisser que les joints 36, 37, 38 et 39 du modèle n° 2 (figure 2.37A), puisque leur géométrie est plus éloignée de la ligne de glissement idéale. La transition entre les deux phases est donc repoussée vers des pressions plus fortes.

b) Phase d'effondrement : de 18 MPa dans les joints 10, 11, 12 à 27.5 MPa dans les joints 10, 11, 12 et 13

On retrouve sur la figure 2.38 les profils de déplacements caractéristiques permettant de diviser la surface en 4 zones :

- Flanc sud : il ne subit que des déplacements négligeables puisqu'ils restent, en valeur cumulée d'un bout à l'autre de la montée en pression, inférieurs à 1 cm ; ces déplacements n'apparaîssent donc pas sur les profils.

- Graben : exactement de la même façon que dans les précédents modèles, les blocs sommitaux s'effondrent vers le nord, par appel au vide créé par les déplacements des blocs du bombement et du flanc nord. L'effondrement cumulé

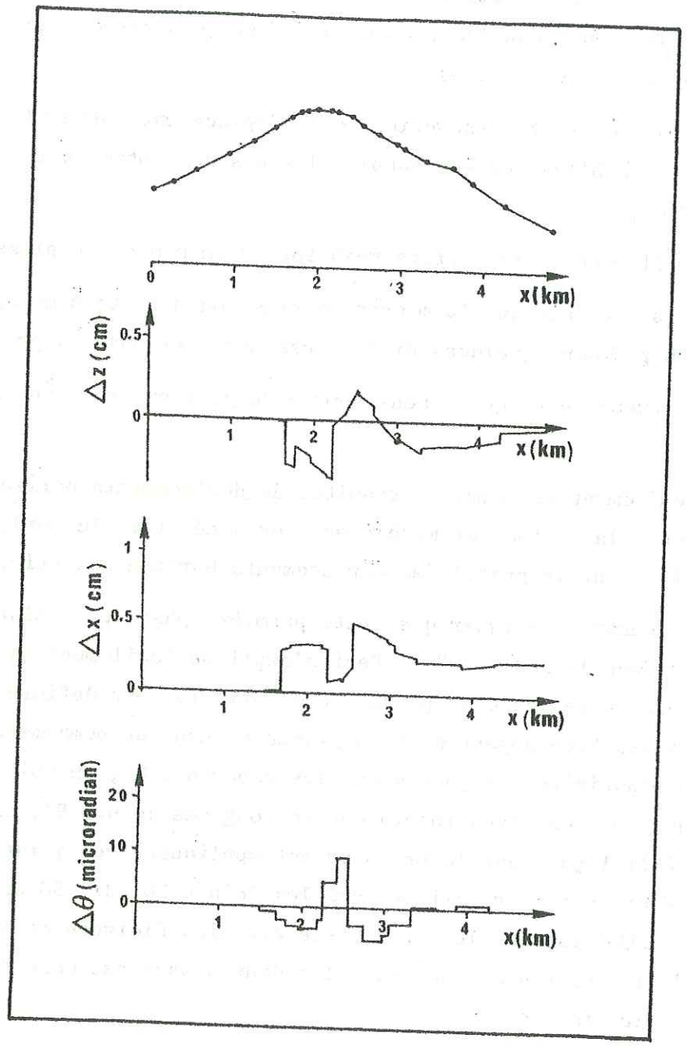


Figure 2.36 : Exemples de profils de déplacements de surface, pour la 1ère phase de déformation du modèle n° 3 ; déplacements résultats de la montée en pression de 12 à 13 MPa.

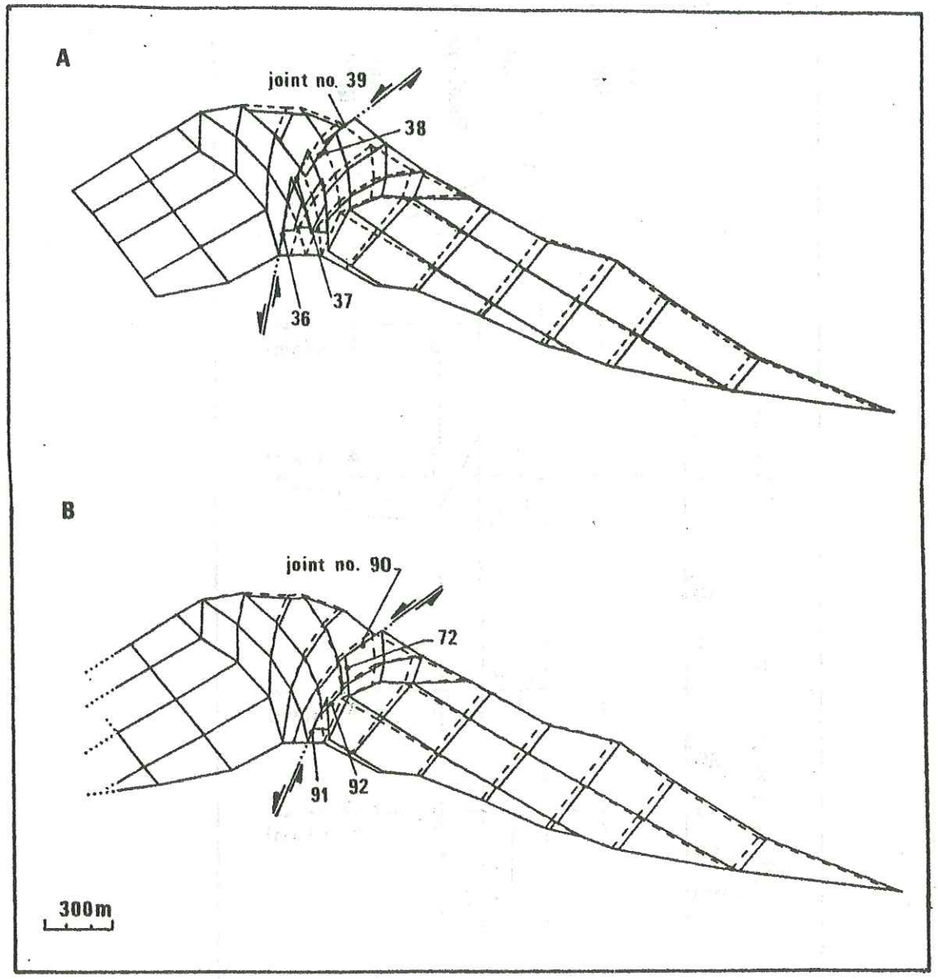


Figure 2.37 : Géométrie de la série de joints le long desquels se produit le découplage entre graben et bombement, dans le modèle n° 2 (A) et dans le modèle n° 3 (B) ; en B, noter que le glissement le long des joints 90, 91 et 92 entraîne l'ouverture du joint 72.

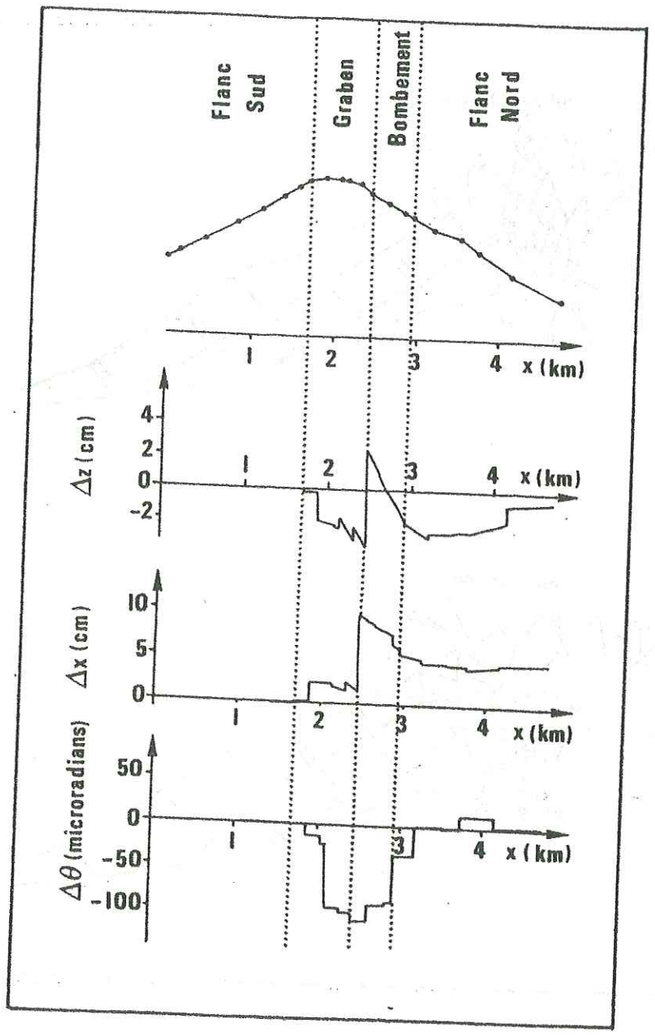


Figure 2.38 : Exemples de profils de déplacements de surface, pour la 2ème phase de déformation du modèle n° 3 ; déplacements résultats de la montée en pression de 22 à 23 MPa.

atteint 800 cm à 26.5 MPa (dernier incrément convergent avant la rupture).

- Bombement : on y retrouve toujours des déplacements subhorizontaux associés à de fortes inclinaisons du sol vers le nord ; l'amplitude du déplacement horizontal atteint 22 mètres en valeur cumulée de 0 à 26.5 MPa, alors que l'inclinaison du sol vers le nord atteint 20000 μrad. Il faut noter que l'amplitude du déplacement horizontal est double de celle calculée dans la même zone pour le modèle n° 2 ; ceci est dû au fait que la pression n'est pas appliquée dans l'axe du maillage du dôme sommital : la montée en pression provoque l'ouverture du joint 72 et l'apparition d'un "vide" de 14.5 m de large au coeur du volcan bien visible sur la figure 2.39.

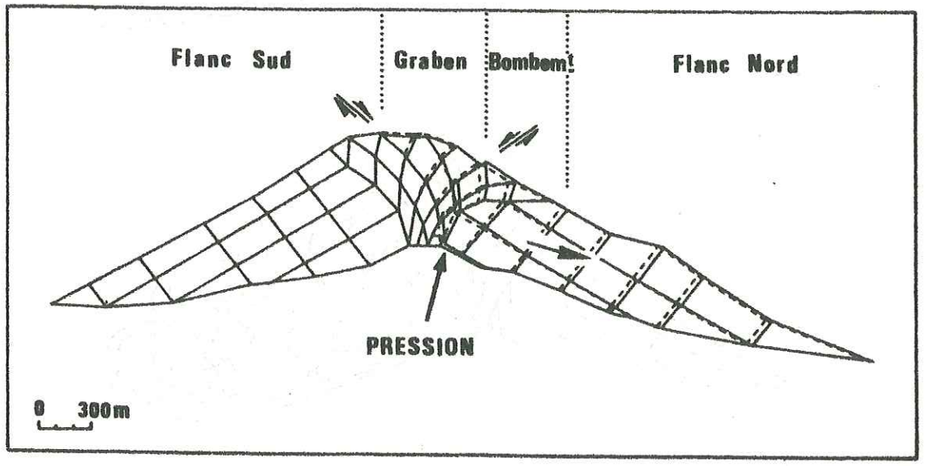


Figure 2.39 : Déformée obtenue par montée en pression jusqu'à 26 MPa ; déplacements multipliés par 10.

- Flanc nord : poussé par les blocs du bombement, il subit d'abord de légers glissements sur les plans de stratification ; puis à partir de l'incrément de pression 11.5 à 17,25 MPa dans le joint 13, toute la pente part en grand glissement gravitaire sur la limite inférieure du modèle (figure 2.39).

c) Processus de rupture : à 27.5 MPa dans les joints 10, 11, 12, 13

Le départ de ce grand glissement gravitaire affectant le flanc nord est à l'origine de la divergence du calcul, donc de la ruine de la structure.

Le programme ne permet pas de calculer la déformée de la structure au-delà de ce point de rupture, puisque aucune position d'équilibre ne peut plus

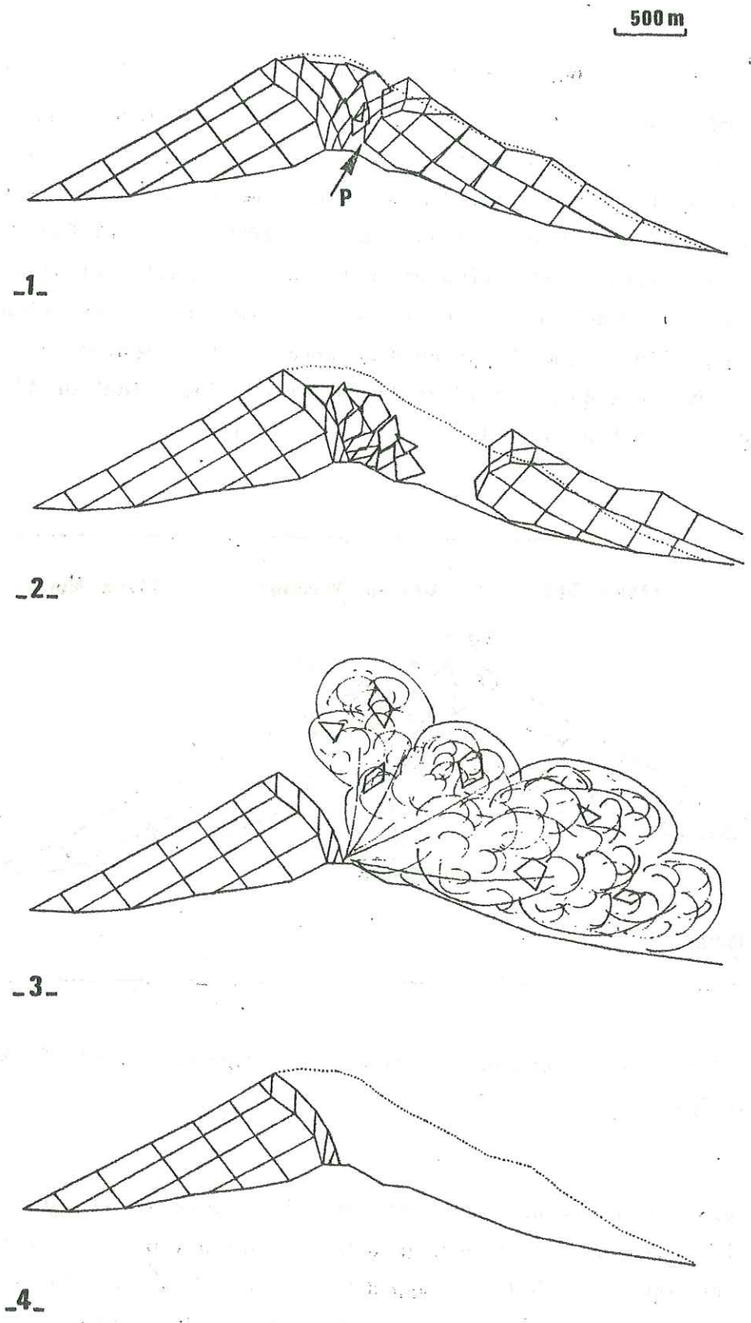


Figure 2.40 : Hypothèse sur le scénario de l'éruption après rupture de l'équilibre mécanique du modèle n° 3 sous pression ; 1. mode de rupture résultat de la simulation numérique (P = 27.5 MPa, déplacements multipliés par 2), 2. dans la continuité de 1., le glissement du flanc nord provoque l'effondrement du dôme sommital par appel au vide ; 3. mis à l'air libre, les fluides magmatiques explosent ; 3. résultat de l'éruption, la "caldéra d'avalanche" est formée.

être atteinte. Toutefois, on peut se placer dans la continuité du schéma de déplacements calculé jusque là, pour imaginer ce qui pourrait se passer après le dernier incrément de la simulation numérique (figure 2.40).

1) Tous les blocs situés au nord de la surface de rupture majeure formée par les joints 91, 92, 72 et 90, partent en un grand glissement sur l'interface entre les deux parties de l'édifice.

2) Les blocs sommitaux s'effondrent dans l'espace libéré par le glissement ; le flanc sud demeure parfaitement stable.

3) Simultanément à cet effondrement, le glissement expose à l'air libre le conduit magmatique en entraînant une explosion dirigée vers le nord qui balaie les blocs effondrés.

4) Après l'éruption, le flanc sud est seul resté en place : la "caldéra d'avalanche" est formée.

III.4. MODELE N° 4

Rappelons que ce modèle présente exactement les mêmes caractéristiques géométriques (maillage et conditions aux limites) que le modèle n° 2, mais que nous testons ici l'influence d'un coefficient de frottement de Coulomb plus fort, valant 1 au lieu de 0.5.

III.4.1. Simulation de l'intrusion de lave

III.4.1.1. Description du scénario de montée en pression

Elle a été réalisée exactement de la même façon que pour le modèle n° 2, par incréments constants de 1 MPa, avec introduction de la pression dans les joints ouverts. Le trajet de chargement est composé de :

- 26 incréments de 1 MPa dans le conduit central : P_c = 26 MPa
  Ouverture partielle du joint n° 71 (voir figure 2.42).

- 2 incréments de 13 MPa dans le joint 71 : P_c = 26 MPa + P_{71} = 26 MPa

- 8 incréments de 1 MPa dans le conduit et le joint 71 :
  P_c = 34 MPa + P_{71} = 34 MPa
  Ouverture totale du joint 71.

- 1 incrément de 1 MPa dans conduit et joint 71 :
  P_c = 35 MPa + P_{71} 35 MPa
  Ouverture partielle des joints 72 et 52.

- 1 incrément de 5 MPa dans les joints 52 et 72 :
  P_c = 35 MPa + P_{71} = 35 MPa + P_{52} = 5 MPa + P_{72} = 5 MPa
  Ouverture totale du joint 72.

- 2 incréments de 5 MPa dans les joints 52 et 72 :
  P_c = 35 MPa + P_{71} = 35 MPa + P_{72} = 15 MPa + P_{52} = 15 MPa.
  Ouverture totale du joint 52 et partielle du joint 73.

- 1 incrément de 5 MPa dans le joint 73 :
  P_c = 35 MPa + P_{71} = 35 MPa + P_{72} = 15 MPa + P_{52} = 15 MPa + P_{73} = 5 MPa
  Ouverture partielle du joint 53.

- 1 incrément de 5 MPa dans le joint 53 :
  P_c = 35 MPa + P_{71} = 35 MPa + P_{72} = 15 MPa + P_{52} = 15 MPa + P_{73} = 5 MPa + P_{53} = 5 MPa

- 1 incrément de 5 MPa dans les joints 53 et 73 :
  P_c = 35 MPa + P_{71} = 35 MPa + P_{72} = 15 MPa + P_{52} = 15 MPa + P_{73} = 10 MPa + P_{53} = 10 MP
  Ouverture totale du joint 53 et partielle du joint 67

- 1 incrément divergent de 5 MPa dans tous les joints ouverts.

La pression de ruine est donc :

P_r = 35 MPa dans conduit et joint 71

+ 20 MPa dans les joints 52 et 72,

+ 15 MPa dans les joints 53 et 73,

+ 5 MPa dans le joint 67

La comparaison de ces valeurs avec celles obtenues par le modèle n° 2 (P_r = 27 MPa) montre déjà qu'un coefficient de frottement plus élevé "solidifie" beaucoup la structure.

III.4.1.2. Processus de déformation et de rupture

a) Déformation

L'influence de la valeur du coefficient de frottement tgΦ sur le comportement mécanique de l'édifice est très nette : seul le flanc sud montre deux phases de déformation et l'on ne retrouve absolument pas d'effondrement en graben sommital.

Les profils de déplacements de la figure 2.41 permettent de distinguer 4 zones en surface qui sont fort différentes des modèles précédents :

- Flanc sud : de 0 à 21 MPa, il est d'abord couplé avec la partie nord de l'édifice directement soumise à la montée en pression, et subit donc des déplacements vers le nord ; puis le joint qui assurait le couplage passant en plasticité, le flanc sud retrouve son schéma normal de gonflement vers le sud déjà décrit avec le modèle n° 2. L'amplitude des déplacements cumulés d'un bout à l'autre de la montée en pression est de l'ordre de 50 cm. On peut noter sur la figure 2.43 le curieux comportement du bloc 19, qui reste totalement solidaire du bloc sous-jacent par l'intermédiaire d'un joint à coefficient de frottement trop fort pour passer en glissement.

- Bloc 20 : sa position particulière dans l'axe de l'édifice lui confère un comportement particulier et une trajectoire assez chahutée. De 0 à 20 MPa (entre les points A et B sur la figure 2.44), il suit d'abord le mouvement général vers le nord, puis il s'effondre légérement entre les points B et C en s'écartant du bloc 19 et créant une fente ouverte bien visible sur la figure 2.43 ; enfin il réagit de façon très nette à l'introduction de la pression dans les joints 52 et 53, aux points C et D.

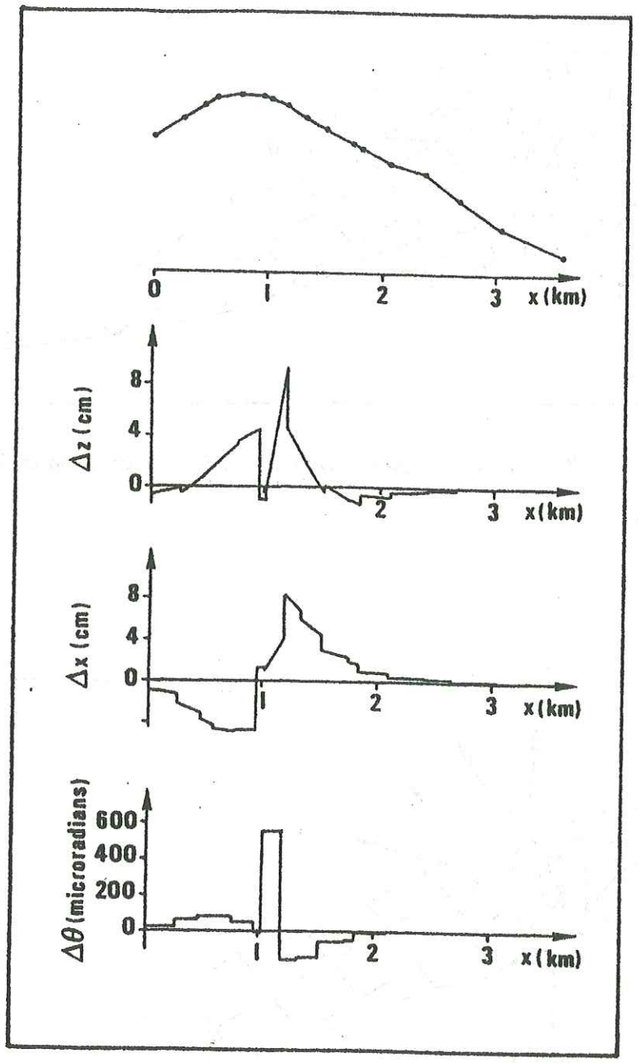


Figure 2.41 : Profils de déplacements incrémentaux, calculés par le modèle n° 4, pour la montée en pression de 20 à 25 MPa.

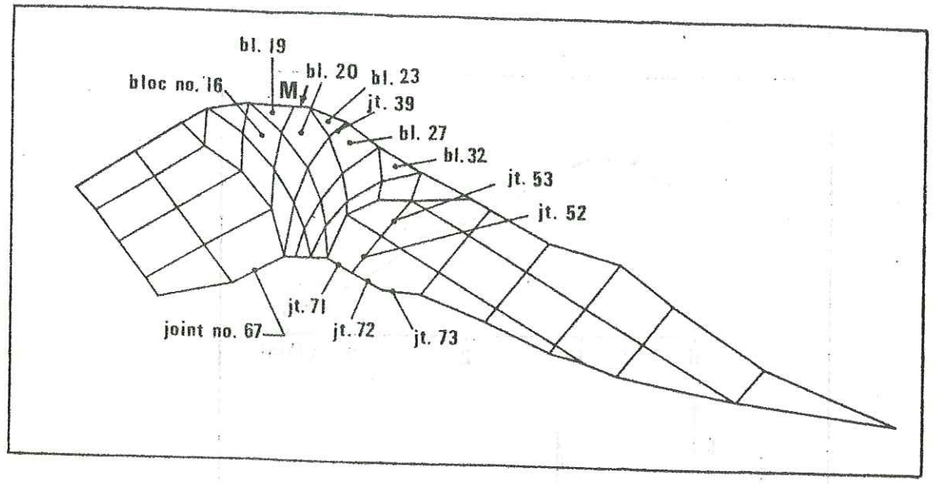


Figure 2.42 : *Modèle n° 4, numéros des blocs et joints cités dans le texte.*

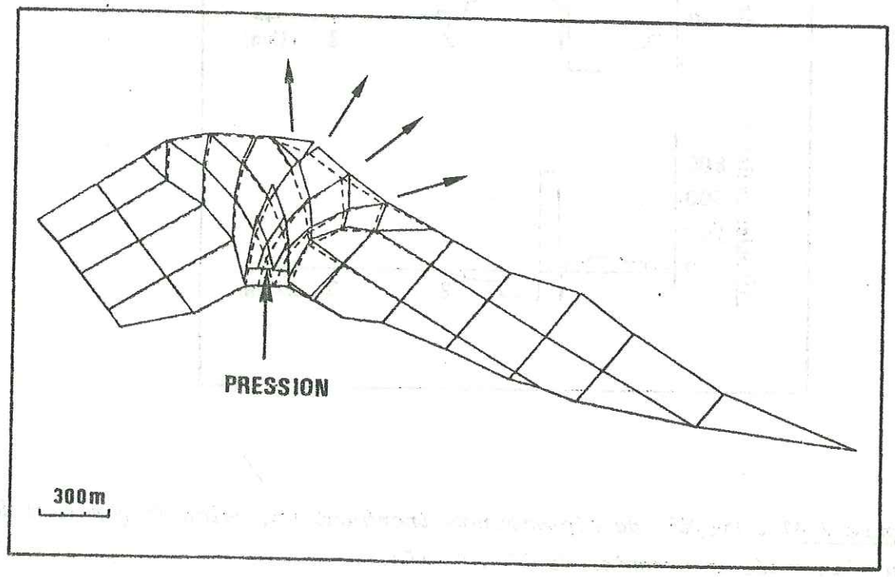


Figure 2.43 : *Déformée obtenue par montée en pression jusqu'à 35 MPa dans le conduit central et le joint 71, 15 MPa dans les joints 52 et 72, 5 MPa dans les joints 53 et 73 ; déplacements multipliés par 50.*

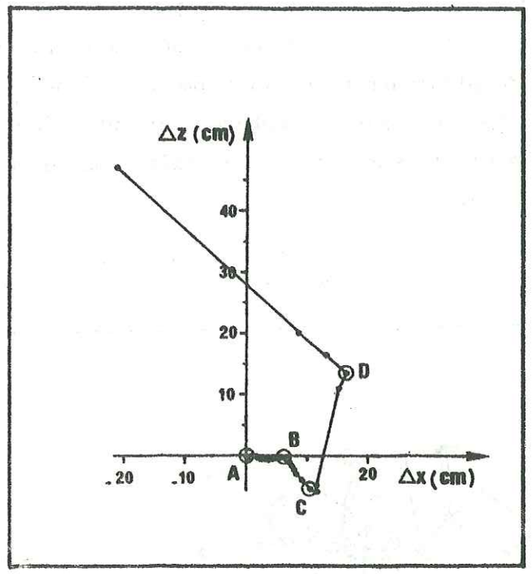


Figure 2.44 : *Trajectoire du point M (cf. fig. 2.42) au cours de la montée en pression ; les points cerclés correspondent aux incréments cités dans le texte.*

- Bombement : les blocs 27 et 32, directement soumis à la montée en pression, ont des trajectoires maintenant habituelles, subhorizontales dirigées vers le nord. Le cas du bloc 23 est un peu particulier car il est à la fois entraîné vers le haut par le bloc 27, et retenu au contact du bloc 20 par son poids : il subit donc une très forte rotation bien visible sur le profil des inclinaisons ($\Delta\theta$) de la figure 2.41, dont le résultat en surface est l'ouverture en traction du joint 39 (figures 2.42 et 2.43). On peut remarquer que la dissymétrie entre les comportements des blocs 19 et 23 situés de part et d'autre du sommet, est simplement due à une dissymétrie du maillage. Alors que son poids maintient le bloc 19 au contact du bloc 16, celui du bloc 23 le colle plutôt sur le bloc 20 : le bloc 19 s'écarte donc vers le sud alors que le bloc 23 ne peut que subir une rotation ; l'influence du tracé du maillage sur les résultats du modèle est assez nette ici.
Les déplacements cumulés restent assez faibles en n'atteignant pas 1 mètre.

- Flanc nord : il se déplace très légèrement vers le nord, dans dépasser une dizaine de centimètres.

b) Rupture à 35 MPa

On a vu que l'introduction de la pression dans les joints 52 puis 53 jouait un rôle important dans le schéma de déformation, en modifiant nettement les trajectoires de plusieurs blocs (notamment le bloc 20, figure 2.44). Elle conditionne aussi le processus de rupture, qui intervient par prolongation de cette fracture jusqu'à la surface puis "satellisation" d'une bonne partie du dôme sommital (figure 2.45).

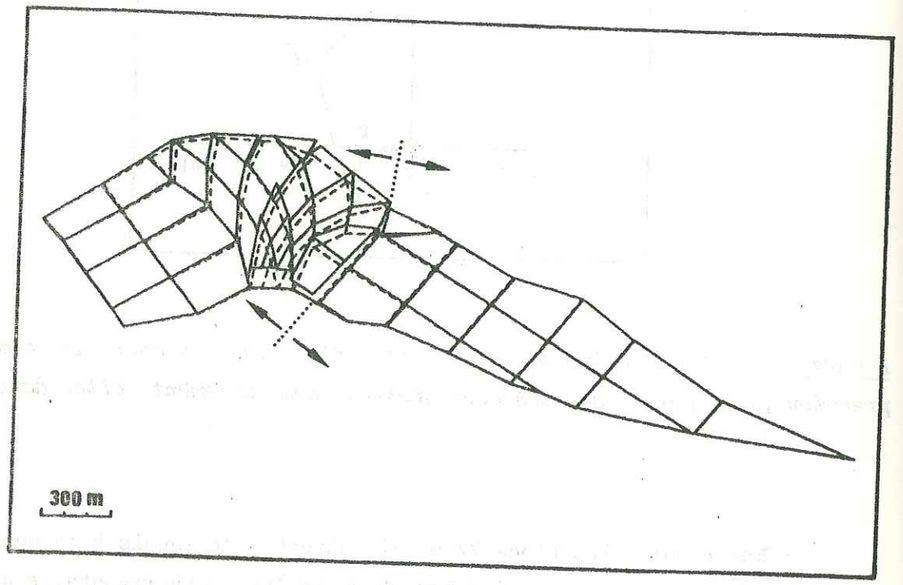


Figure 2.45 : Mode de rupture du modèle n° 4 sous pression ; déplacements multipliés par 50 ; noter que la fracture formée par l'ouverture des joints 52 et 53 se prolonge maintenant jusqu'à la surface.

III.4.2. Simulation du séisme du 18 Mai 1980

III 4.2.1. Trajets de chargement

Des incréments d'accélération horizontale dirigée vers le nord ont été appliqués à deux stades de la montée en pression :

- à la déformée sous pression P = 30 MPa :
  - . 4 incréments de 0.1 g
  - . 1 incrément divergent de 0.1 g : la ruine intervient pour une accélération de 0.5 g.

- à la déformée sous pression P = 35 MPa dans le conduit et le joint 71 + 15 MPa dans les joints 52 et 72 + 10 MPa dans les joints 53 et 73 :
  - . 1 incrément divergent de 0.1 g : ruine à 0.1g.

III.4.2.2. Modes de rupture

Selon la valeur de la pression initiale de l'intrusion, on obtient deux modes très différents :

. pour P = 30 MPa (fig. 2.46), le séisme produit des glissements gravitaires sur les plans de stratification,

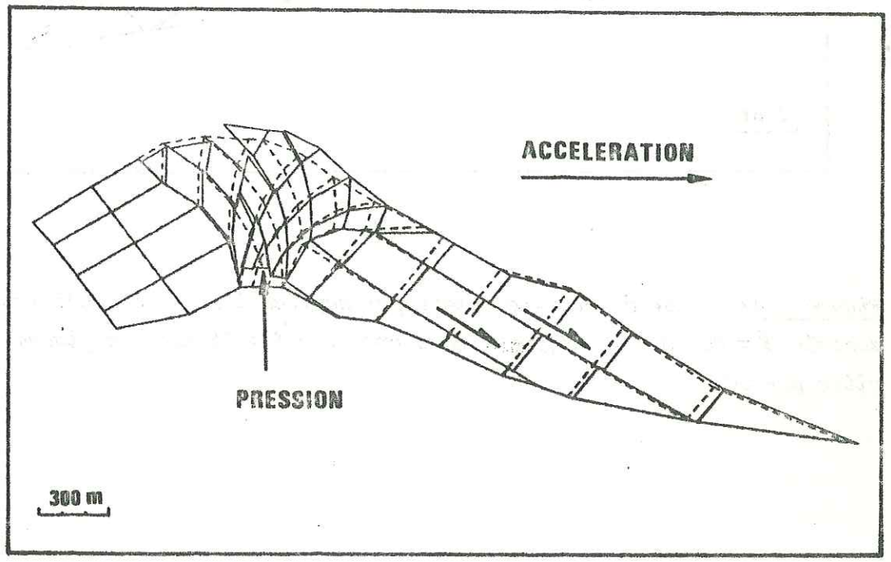


Figure 2.46 : Mode de rupture obtenu par application d'une accélération horizontale γ = 0.5 g à la déformée sous pression P = 30 MPa ; déplacements multipliés par 20.

. pour P = 35 MPa (fig. 2.47), la pression est trop forte et le processus de rupture par éclatement sommital trop bien engagé pour que le séisme puisse le modifier : le flanc nord demeure parfaitement stable alors que le dôme sommital est "satellisé".

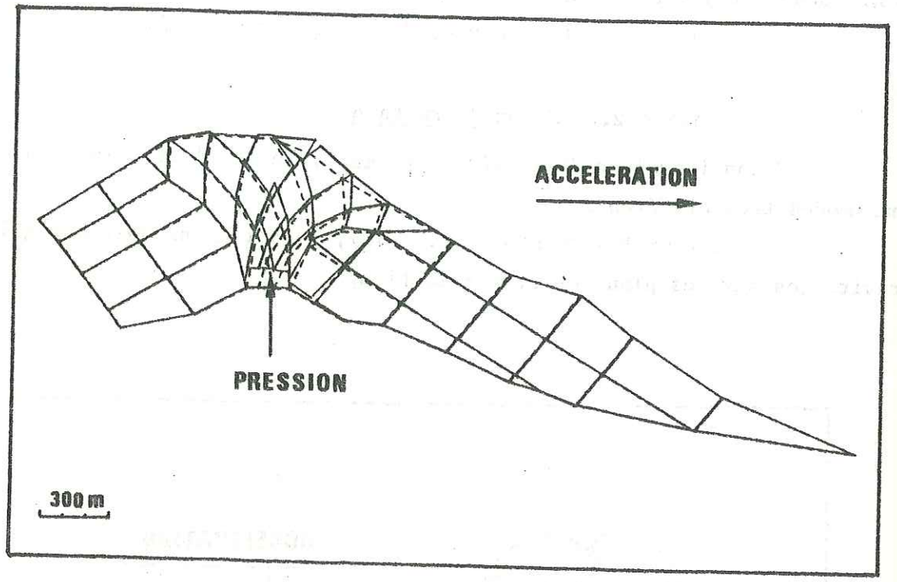


Figure 2.47 : Mode de rupture obtenu par application d'une accélération horizontale $V = 0.1$ g à la déformée sous pression P = 35 MPa ; déplacements multipliés par 50.

IV. DISCUSSION

IV.1. RECAPITULATION DES RESULTATS OBTENUS

Pour les trois premiers modèles, dont la caractéristique commune est la faible valeur du coefficient de frottement ($tg \Phi = 0.5$), nous avons systématiquement pu distinguer deux phases de déformation séparées par l'initiation de l'effondrement d'un graben sommital.

Ce n'est par contre pas le cas du modèle n° 4 à fort coefficient de frottement ($tg \Phi = 1$), où le schéma de déplacement en surface garde des caractères assez identiques d'un bout à l'autre du trajet de chargement.

IV.1.1. Caractéristiques des déplacements en phase 1

On retrouve dans les quatre modèles les mêmes caractéristiques générales des déformations de surface : (i) peu de discontinuités de déplacements entre blocs voisins, (ii) gonflement de la surface.

Selon la facilité avec laquelle les joints du dôme sommital entrent en glissement, cette phase est plus ou moins longue et l'amplitude du gonflement est plus ou moins importante, sans toutefois jamais dépasser quelques centimètres. Le modèle n° 4 en est l'illustration la plus extrême, puisque la forte valeur du coefficient de frottement empêche totalement l'apparition d'une seconde phase.

IV.1.2. Caractéristiques des déplacements en phase 2

Cette seconde phase n'existe donc que dans les processus de déformation des trois modèles à faible coefficient de frottement.

La similitude entre les profils de déplacements de ces trois modèles est frappante (figures 2.23, 2.31 et 2.38) ; on y trouve systématiquement les quatre zones aux caractéristiques bien distinctes :

- flanc sud : gonflement de faible amplitude,

- graben : effondrement vers le nord,

- bombement : déplacements quasi-horizontaux vers le nord, d'amplitudes assez fortes, accompagnés d'importantes inclinaisons du sol vers le nord,

- flanc nord : déplacements vers le nord, d'amplitudes faibles tant qu'on ne s'approche pas trop du seuil de rupture de l'édifice ; il n'existe pas de discontinuité très nette entre ces deux dernières zones.

IV.1.3. Comparaison des processus de rupture

. Les trois modèles à faible coefficient de frottement donnent des processus de rupture sous montée en pression magmatique seule tout-à-fait identiques, avec le départ en grand glissement gravitaire de toute la partie nord du volcan sur l'interface séparant "ancien Mont St Helens" et "cône récent".

. On obtient également le même type de rupture lorsqu'une accélération horizontale simulant un séisme succède à la montée en pression jusqu'à un état encore stable de l'édifice. Toutefois, afin d'obtenir un glissement tout-à-fait identique sur la même surface de rupture, il faut que la pression magmatique initiale soit suffisamment forte.

. Par contre, le processus de rupture est complètement différent pour le dernier modèle où $tg\Phi = 1$. Même si l'on associe un séisme à la montée en pression, il est impossible d'éviter la rupture par éclatement sommital ("satellisation" d'une grande partie du dôme sommital) lorsque la pression initiale est assez forte.

IV.2. COMPARAISON AVEC LE SCHEMA DE DEFORMATION REEL

IV.2.1. Modèles à faible coefficient de frottement ($\mu = 0.5$)

a) Phase de gonflement

Le gonflement précoce d'amplitude millimétrique à centimétrique, mis en évidence à la surface et au voisinage du sommet par les modèles, n'a absolument pas été détecté au Mont St Helens. Toutefois, ceci ne prouve pas qu'il n'ait pas eu lieu puisque les mesures de déformations n'ont débuté qu'assez tardivement sur le volcan. Alors que le début de l'éruption est fixé au 20 mars, date des premiers séismes, les premières déformations visibles du sommet du volcan (naissance d'un nouveau cratère sommital et fracturation majeure du sommet) ne sont mentionnées que le 27 mars (MOORE et ALBEE, 1981). De réelles mesures de déformation n'ont débuté que le 7 avril, lorsqu'une campagne de photogrammétrie a mis en évidence l'effondrement du graben et le bombement (JORDAN et KIEFFER, 1981), puis le 27 avril, avec l'installation d'un réseau géodésique sur le volcan (LIPMAN et al., 1981). Si gonflement il y a eu, il a donc pu se produire entre le 20 et le 27 mars, ou peut-être même de façon asismique avant le 20 mars.

b) Phase d'effondrement, aspect qualitatif

Les similitudes entre champs de déplacements de surface mesuré sur le volcan et modélisés (en phase 2) sont réelles.

1. On retrouve en effet parfaitement l'effondrement d'un graben sommital. Si l'on compare les limites réelles et modélisées de ce graben, les résultats des modèles 2 et 3 sont acceptables, alors que celui du premier modèle est bon (figure 2.48).

Ce modèle n° 1 permet de plus de retrouver une caractéristique du graben mise en évidence sur le volcan. La réitération du levé topographique par photogrammétrie le 7 avril, puis le 12 avril, le 1er mai, le 12 mai et le 17 mai (JORDAN et KIEFFER, 1981 ; MOORE et ALBEE, 1981) montre en effet très clairement que la limite entre graben et bombement (définie comme le point de déplacement vertical nul) se déplaçait très régulièrement vers le nord de 8.6 m par jour environ (fig. 2.49). Cette propagation du graben vers le nord avait même un effet visible sur la topographie du volcan souligné par CHRISTIANSEN et PETERSON(1981), puisqu'un point haut, appelé North Peak 1, qui s'était formé fin mars juste au nord du graben, subissait une lente subsidence pendant le mois d'avril, alors qu'un second point haut, North Peak 2, apparaissait plus au nord (figure 2.48).

On retrouve également cette propagation dans la courbe montrant les déplacements au cours du temps de la station géodésique North Point (fig. 2.51) ; la limite

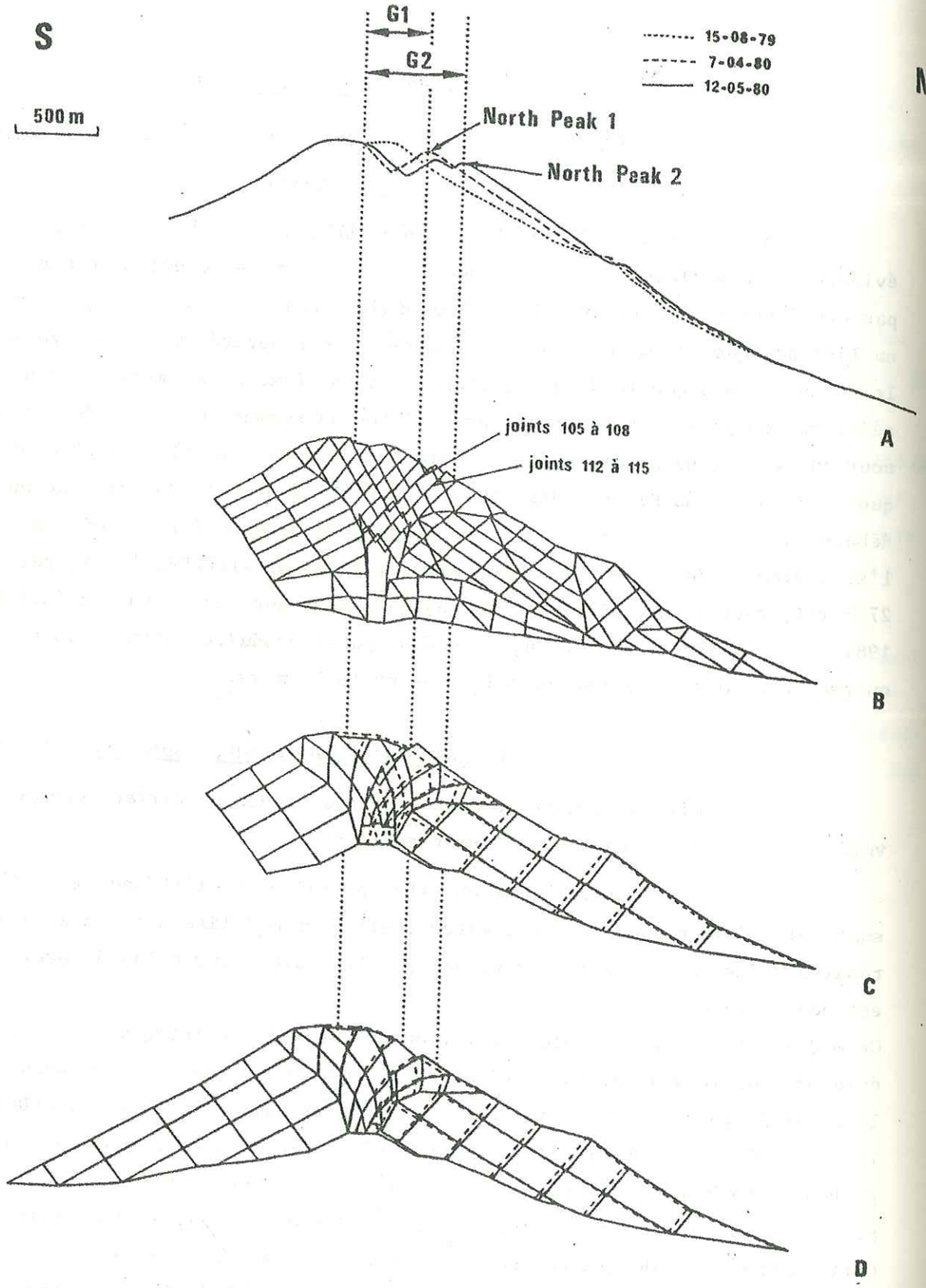


Figure 2.48 : Comparaison entre les limites réelles et modélisées du graben sommital. A : évolution du profil topographique du Mont St Helens avant l'éruption (d'après MOORE et ALBEE, 1981), noter la propagation du graben vers le nord entre le 7/04/80 (G1) et le 12/05/80 (G2). B : modèle n° 1, déformée sous P = 86 MPa (dépl. X 20). C : modèle n° 2, déformée sous P = 27 MPa (dépl. X 20). D : modèle n° 3, déformée sous P = 26 MPa (dépl. X 2).

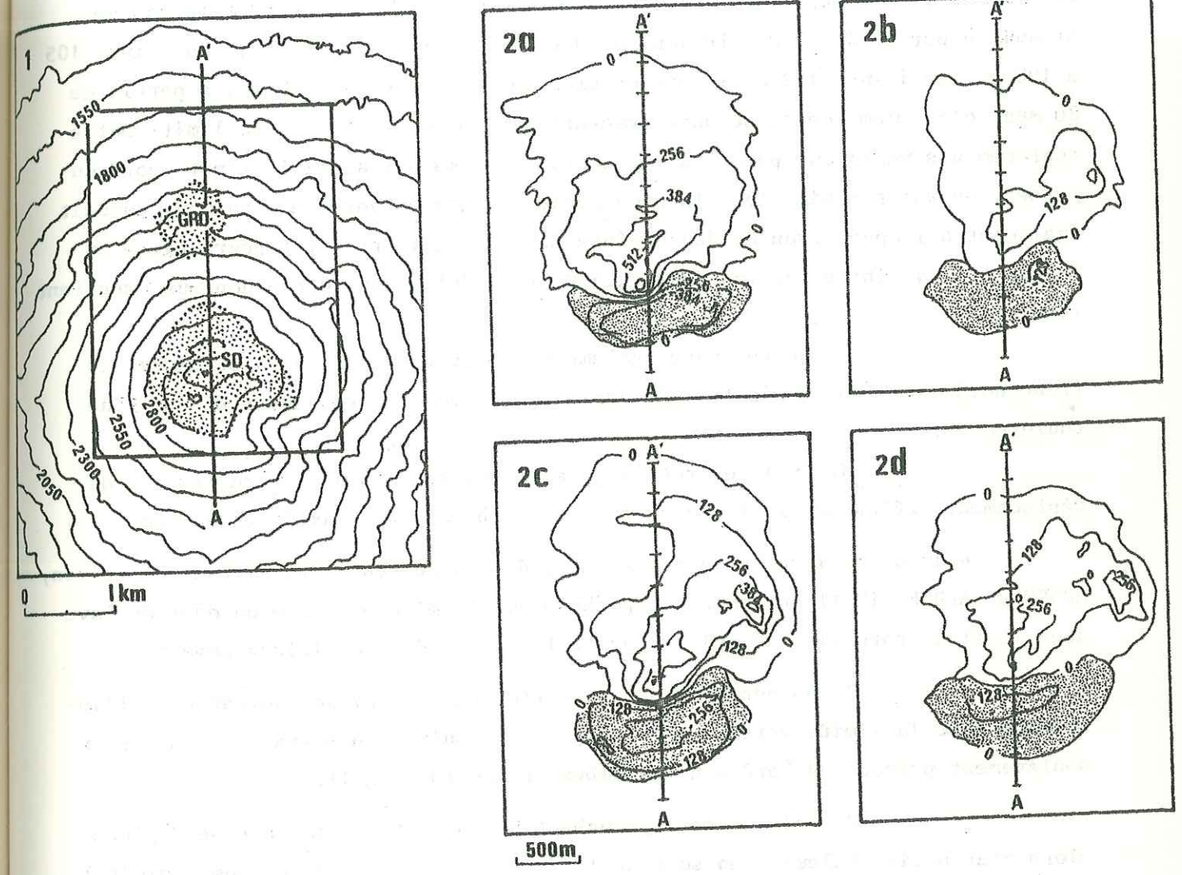


Figure 2.49 : Variations d'altitude calculées à partir de 4 cartes topographiques consécutives du Mont St Helens, établies par photogrammétrie avant l'éruption.

1 : carte topographique du volcan le 12 avril 1980 ; les surfaces en pointillés correspondent aux deux dômes de dacite, dôme sommital (SD) et dôme de Goat Rocks (GRD) ; l'axe AA' et le cadre se rapportent aux figures 2a à 2d.

2 : variations d'altitude (en centimètres) entre le 15 août 1979 et le 7 avril 1980 (a), entre le 7 avril et le 12 avril 1980 (b), entre le 12 avril et le 1er mai 1980 (c) et entre le 1er mai et le 12 mai 1980 (d), le graben sommital, défini comme la zone où les déplacements verticaux sont négatifs, est indiqué en grisé ; les graduations de l'axe AA' permettent de visualiser sa propagation vers le nord. Figures d'après MOORE et ALBEE (1981) où les altitudes en pieds ont été converties en mètres et centimètres.

nord du graben atteint cette station le 7 mai, date à partir de laquelle son déplacement vertical devient négatif. Si l'on revient maintenant aux résultats du 1er modèle, on retrouve une caractéristique tout-à-fait similaire. D'abord limité aux joints 105, 106, 107, 108, le glissement du graben vers le bas se produit à partir de 75 MPa le long de deux systèmes de fractures, les joints 105 à 108 et les joints 112 à 115 situés plus au nord (figure 2.48B) ; à partir de 80 MPa, c'est même cette seconde fracture qui forme en surface la limite entre déplacements verticaux positifs et négatifs, et marque ainsi la limite nord du graben. On assiste bien là à la propagation du graben vers le nord, qui conduit également à l'apparition de deux points hauts dans le profil topographique du volcan bien visibles sur la figure 2.48B. La modélisation donne donc un excellent résultat.

2. On retrouve également que la formation d'un bombement du flanc nord est bien le résultat de déplacements quasi-horizontaux et non d'un soulèvement.

3. Enfin on retrouve le contraste très net entre les grands déplacements affectant le flanc nord et la faiblesse de ceux du flanc sud.

Afin d'expliquer ce curieux champ de déplacement à la surface du volcan, MOORE et ALBEE (1981) ont émis l'hypothèse que la mise en place du dôme de lave dans le flanc nord ait été guidée par la limite du dôme dacitique sommital :

1. Au début de son injection dans l'édifice volcanique, l'intrusion suit la limite verticale du dôme ; le résultat en surface est alors un soulèvement précoce du bord sud du bombement (North Peak 1).

2. Puis en se rapprochant de la surface, la lave se déplace alors plus horizontalement en suivant la forme "en entonnoir" du dôme sommital (voir coupe géologique, figure 2.13) ; ceci permettrait d'expliquer : (i) l'effondrement du graben en arrière du bombement, (ii) le déplacement vers le nord du point de soulèvement maximum (North Peak 1, puis North Peak 2), (iii) les déplacements subhorizontaux des autres points du bombement.

Or nos modèles montrent qu'il n'est pas nécessaire d'invoquer un schéma d'injection de lave si compliqué, puisque avec une simple montée en pression de lave à la base du conduit magmatique (modèles 1 et 2), le seul jeu des différentes fractures aboutit à la même formation d'un graben en arrière d'un bombement par déplacements subhorizontaux.

c) Phase d'effondrement, aspect quantitatif

Afin d'établir une comparaison réellement quantitative entre déplacements mesurés sur le volcan et déplacements calculés par nos modèles, nous nous sommes basés sur des résultats de mesures en deux stations géodésiques du flanc

nord du volcan publiés par LIPMAN et al . (1981). La localisation de ces deux stations, North Point et Goat Rock, à proximité du tracé de la coupe utilisée pour construire le modèle (figure 2.50), la symétrie cylindrique d'axe EW du champ de déplacement du flanc nord, ainsi que la direction des vecteurs-déplacements, grossièrement nord-sud, de ces deux points, nous permettent de faire les approximations suivantes. Si l'on appelle A et B les projections des stations géodésiques North Point et Goat Rock sur le tracé de la coupe, (i) leurs déplacements sont égaux à ceux qui ont été mesurés en ces deux stations , (ii) ces déplacements appartiennent au plan de coupe vertical nord-sud utilisé pour construire le modèle. La position de ces deux points A et B est précisée sur la figure 2.51. Leurs déplacements au cours du temps dans le plan de la coupe nord-sud, tracés sur la même figure, ont été déduits par LIPMAN et al. (1981) de mesures quasi-journalières d'angles horizontaux et verticaux au théodolite, et de mesures de distances électroniques (EDM, voir KASSER, 1985) depuis la base de Timberline (figure 2.50). Nous avons donc calculé les déplacements des points correspondants des trois modèles, regroupés sur la figure 2.52. Chaque segment de ces trajectoires correspond au déplacement résultat d'un incrément de pression. Si l'on ne s'intéresse dans un premier temps qu'à la forme de ces trajectoires, on peut faire les remarques suivantes.

1. Le modèle n° 1 donne de bons résultats ; on retrouve notamment la faiblesse de la composante verticale des déplacements, ainsi que le soulèvement précoce du point A, puis son effondrement lorsqu'il est plus tardivement atteint par la limite nord du graben (le 7 mai sur la fig. 2.51, et à 80 MPa sur la figure 2.52).

2. La correspondance entre déplacements calculés et mesurés est un peu moins bonne pour le modèle n° 2 ; on ne retrouve pas avec ce modèle la propagation du graben vers le nord ; le point A garde par conséquent un déplacement vertical positif ; la composante verticale du déplacement du point B est un peu forte, puisque le flanc nord se déforme par des glissements sur les plans de stratification dont le pendage n'est pas négligeable.

3. La correspondance est assez mauvaise pour le modèle n° 3, notamment au point A ; le fait d'avoir appliqué la pression plus au nord que dans les autres modèles, a provoqué un décalage du graben vers le nord, qui inclut maintenant le point A.

Mais si l'on s'intéresse ensuite aux amplitudes des déplacements, la différence entre valeurs calculées et mesurées est très nette. CHRISTIANSEN et PETERSON (1981) mentionnent par exemple qu'un déplacement horizontal total de 106 m à été mesuré par photogrammétrie le 12 mai 1980 en un point du dôme de

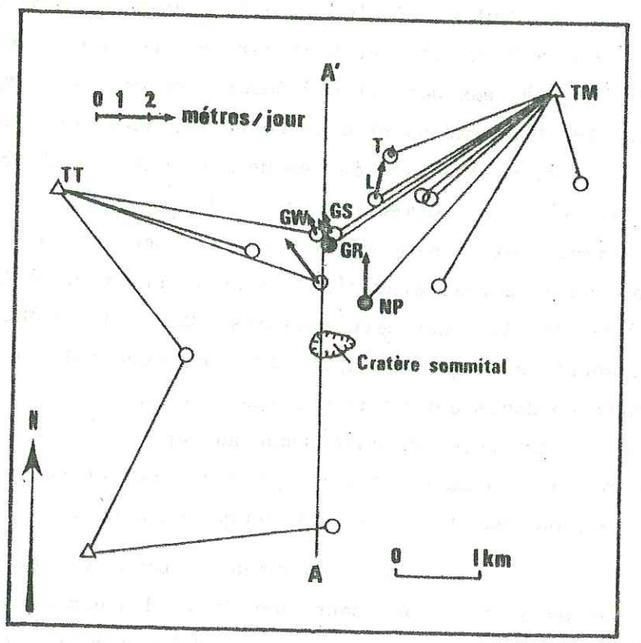
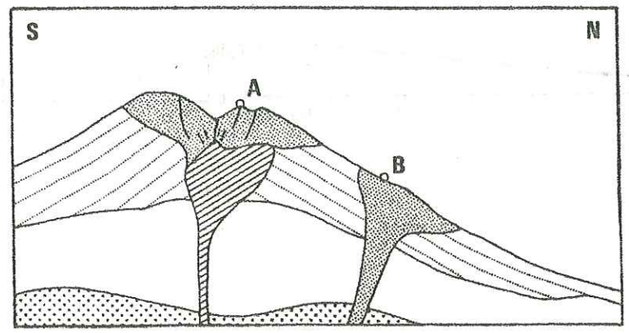


Figure 2.50 : Carte montrant les directions et amplitudes moyennes des vecteurs-déplacements journaliers mesurés aux stations géodésiques du Mont St Helens avant l'éruption du 18 mai 1980. Les stations (réflecteurs) placées sur les flancs du volcan sont indiquées par des cercles ; les deux cercles noirs correspondent aux stations Goat Rock et North Point citées dans le texte, les triangles indiquent les bases de prise de mesures à la base du volcan ; l'axe AA' de la coupe utilisée dans la modélisation est repéré sur la figure 2.49 (A).
GR : Goat Rock ; GS : Goat Snow ; L : Loowit ; NP : North Point ; T : Toe ; TM : Timberline ; TT : Toutle ; GW : Goat West.



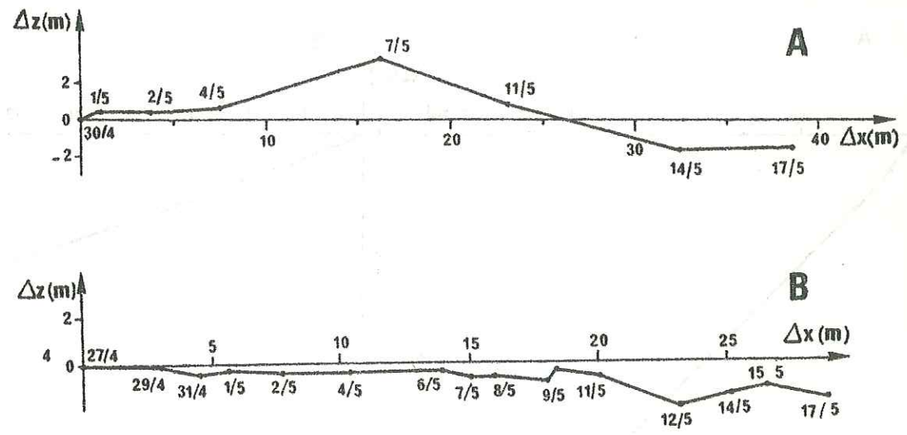


Figure 2.51 : Position sur la coupe des points A et B cités dans le texte, et déplacements des deux stations géodésiques North Point (A) et Goat Rock (B) dans un plan vertical nord-sud, mesurés entre le 27 avril et le 17 mai 1980 (LIPMAN et al., 1981).

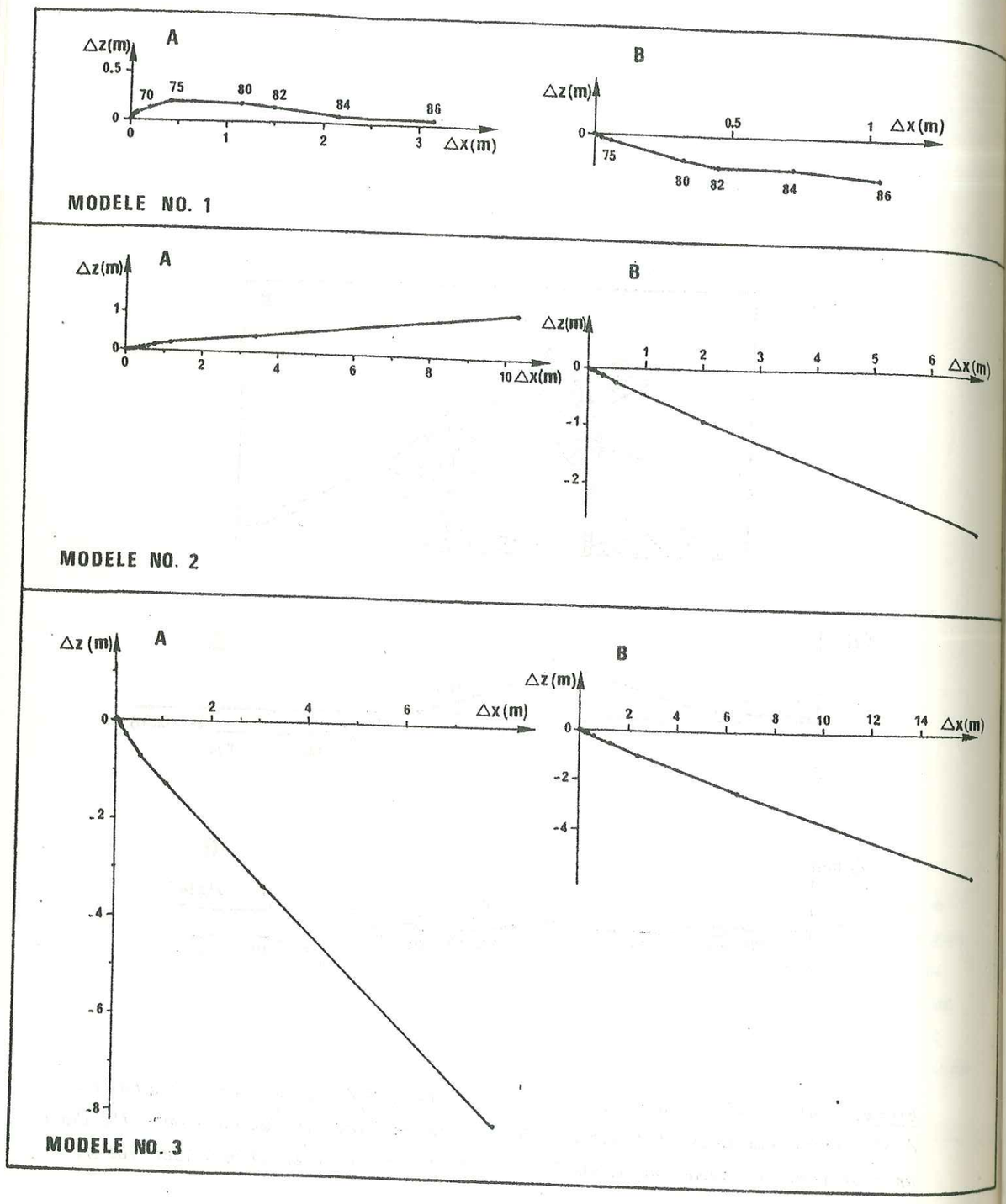


Figure 2.52 : Déplacements calculés par les modèles à faible coefficient de frottement, aux points A et B de la figure 2.51, durant toute la montée en pression magmatique ; la valeur de pression imposant chacun de ces déplacements est précisée, à titre d'exemple, pour le premier modèle (en MPa).

Goat Rocks (donc au voisinage du point B), par rapport à sa position dans l'état initial du volcan en août 1979. Or, les déplacements maxima correspondants calculés par nos modèles au point B ne sont que de 1 mètre pour le modèle n° 1, 7 mètres pour le modèle n° 2, et 16 mètres pour le modèle n° 3 (figure 2.52). Si l'on néglige même les déplacements ayant eu lieu avant la mise en place du réseau géodésique (le 27 avril), les modèles sont très loin de retrouver les déplacements horizontaux de 40 et 25 mètres des deux stations A et B (figure 2.51). On peut émettre plusieurs hypothèses pour tenter d'expliquer un tel désaccord :

1. La méthode BLOC faisant l'hypothèse des petits déplacements, elle ne peut pas modéliser des déplacements si grands.

2. La non-déformabilité des blocs rend difficile l'obtention de forts déplacements sans démantibuler complètement la structure, et donc conduire très vite à la divergence du calcul.

3. LIPMAN et al. (1981) ont observé une certaine corrélation temporelle entre des accélérations de déplacements mesurés à la surface du volcan et des séismes (figure 2.53) ; d'après VOIGHT et al. (1983), une bonne partie de ces déplacements mesurés serait donc due à des mouvements induits par les très nombreux séismes de la période mars-mai 1980.

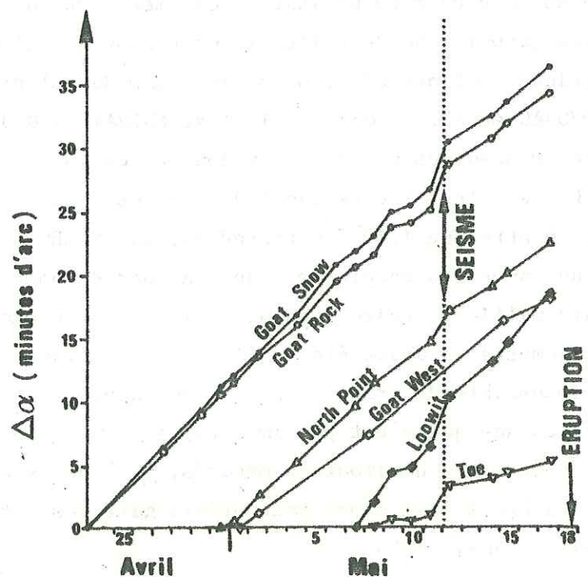


Figure 2.53 : Variations d'azimut des stations géodésiques du flanc nord du Mont St Helens, mesurées depuis les bases Timberline ou Toutle (cf. fig. 2.50), entre le 22 avril et le 18 mai 1980. Noter l'accélération des déplacements lors du séisme de magnitude 5 du 12 mai.

Or, nous n'avons pas du tout tenu compte de ces séismes dans nos trajets de chargements.

En ce qui concerne les autres "zones" du volcan telles qu'elles ont été définies précédemment, on peut encore faire les observations suivantes.

1) On retrouve exactement le même problème de désaccord entre valeurs calculées et mesurées dans la zone du graben ; en effet, alors que l'effondrement peut être estimé à 200 m au 12 mai sur un profil topographique établi par JORDAN et KIEFFER (1981), le modèle n° 1 ne calcule qu'un déplacement vertical maximum de 1.30 m, le modèle n° 2 de 4.75 mètres et le modèle n° 3 de 8 mètres. On pouvait bien sûr tout-à-fait s'attendre à cette différence du même ordre que celle observée dans la zone du bombement, puisque les déplacements dans ces deux zones sont intimement liés.

2) En dehors de ces zones fortement déformées, en l'occurrence sur le flanc sud, l'accord entre valeurs calculées et mesurées est meilleur ; nos modèles donnent au maximum des déplacements cumulés de 10 cm dans cette zone, alors que d'après LIPMAN et al. (1981), aucune valeur supérieure à l'erreur de mesure (1 à 10 cm suivant le type de mesure effectué) n'a été détectée.

Contrairement aux déplacements verticaux et horizontaux, il faut remarquer que les modèles donnent des valeurs d'inclinaison du sol qui paraissent vraiment énormes en comparaison des valeurs habituellement mesurées sur les volcans en activité. Au Kilauea (Hawaii) où de telles mesures sont effectuées de façon très courante, les éruptions sont précédées d'inclinaisons du sol de quelques dizaines de microradians (DVORAK et al., 1983) ; à l'Etna, MURRAY (1982) qualifie "d'importantes" les valeurs mesurées après l'éruption de février 1981, soit 30 à 180 microradians. Le pendule à axe vertical de Blum est même conçu pour que son pouvoir de résolution atteigne 1.10^{-2} microradians (B. SALEH, communication orale). Or nous avons obtenu, avec les modèles et dans la zone du bombement, des inclinaisons de plusieurs milliers, voire dizaine de milliers de microradians. Aucune mesure d'inclinométrie n'ayant été réalisée sur le flanc nord du Mont St Helens, il est impossible de trancher entre deux hypothèses : (i) ces fortes valeurs sont réalistes, ce qui n'est pas impossible étant donné le caractère exceptionnel des déplacements horizontaux mesurés, (ii) elles sont un artefact de la modélisation en blocs, qui semblerait privilégier les rotations de blocs au détriment de leurs translations.

d) Mécanisme de rupture

Enfin, on retrouve bien dans les trois modèles le mécanisme de rupture par grand glissement de terrain affectant le flanc nord du volcan.

1. Sous l'influence de la seule montée en pression magmatique, le modèle prédit un glissement; une telle rupture de l'équilibre du flanc nord, seulement due à l'intrusion magmatique, n'a pas eu lieu au Mont St Helens, mais son éventuelle occurrence avait toutefois été rapidement envisagée par CHRISTIANSEN et PETERSON (1981), au vu de l'accentuation de la pente nord du volcan résultat du bombement.

2. Sous l'influence d'une pression magmatique suivie par un séisme, le modèle prédit aussi un glissement; tous les auteurs sont maintenant d'accord pour affirmer que ce mécanisme est bien à l'origine du glissement du 18 mai 1980.

IV.2.2. Modèle à fort coefficient de frottement ($\mu = 1$).

En ce qui concerne ce modèle n° 4, nous avons vu que ni le champ de déplacements de surface, ni le processus de rupture par éclatement sommital ne correspondent à ce qui a pu être observé sur le volcan.

IV.2.3. Conclusions

Ces comparaisons entre résultats des modèles et déformations réelles du Mont St Helens se résument comme suit.

1. L'hypothèse de départ de cette modélisation, c'est-à-dire la prépondérance du rôle des discontinuités de l'édifice sur celui de la déformabilité interne des matériaux (des blocs) dans le comportement mécanique d'un volcan, semble assez bien se vérifier dans le cas du Mont St Helens. On a en effet pu retrouver par la modélisation des champs de déplacements de surface, ainsi qu'un processus de rupture, tout-à-fait compatibles avec les observations réalisées sur le volcan dans la période pré-éruptive du 27 mars au 18 mai 1980, ainsi que le jour de l'éruption. Ceci n'aurait absolument pas été possible avec un modèle de milieu continu, qui n'aurait notamment pas permis de modéliser l'effondrement du graben sommital.

2. La valeur du coefficient de frottement sur les discontinuités du Mont St Helens était plus proche de 0.5 que de 1. Il faut toutefois donner les précisions suivantes.

a) Ce coefficient est un coefficient de glissement "apparent", sous-estimé par-rapport au coefficient réel si l'on doit tenir compte d'une pression de fluide. Or c'était probablement le cas au Mont St Helens.
D'après MOORE et SISSON (1981), le volcan était en effet saturé en eau de façon significative, comme l'ont attesté la présence de plusieurs étangs à l'intérieur du graben et les nombreuses éruptions phréatiques de la période pré-éruptive

(CHRISTIANSEN et PETERSON, 1981). Comme l'ont montré les calculs de stabilité exposés dans la partie précédente, on retrouve les mêmes coefficients de stabilité au glissement du flanc nord, d'une part en négligeant la pression de fluides interstitiels p_f et en prenant un coefficient de frottement $tg\Phi = 0.5$, et d'autre part en considérant une pression de fluide égale au tiers de la pression lithostatique : $P_f = 0.3\ P_{lith}$ et un coefficient de frottement $tg\Phi = 0.84$, obtenu par mesures sur échantillons (VOIGHT et al., 1983).

b) Le coefficient de frottement est calculé avec un modèle bi-dimensionnel. Le fait de négliger la troisième dimension conduit à minimiser les frottements sur chaque bloc et donc à surestimer le coefficient de frottement. Un calcul de stabilité de pente à trois dimensions réalisé par HOVLAND (1977) montre en effet que le coefficient de sécurité F_s évalué par une méthode bi-dimensionnelle est jusqu'à 50 % plus faible que le coefficient réel à trois dimensions. L'écart entre les deux coefficients dépend bien sûr beaucoup de la géométrie de la surface de rupture. Afin d'évaluer l'erreur produite sur la valeur du coefficient de frottement par l'approximation bi-dimensionnelle, considérons qu'elle entraîne une sous-évaluation moyenne de 20 % du coefficient de sécurité. Soit alors $(tg\Phi)_{2D}$ le coefficient de frottement correspondant à l'équilibre limite en deux dimensions, c'est-à-dire donnant un coefficient de sécurité $(F_s)_{2D} = 1$. La 3ème dimension étant prise en compte, ce coefficient a en fait pour valeur réelle $F_s = 1.2$. La linéarité entre coefficient de sécurité et coefficient de frottement (HOVLAND, 1977) impose alors de diminuer $(tg\Phi)_{2D}$ de 0.2 pour retrouver $F_s = 1$.

D'après les estimations effectuées ci-dessus, il semble donc qu'on puisse grossièrement considérer que les deux effets opposés d'une sous-estimation de la pression de fluide et d'un calcul bi-dimensionnel se compensent. L'estimation $tg\Phi = 0.5$ à partir des résultats de BLOC donnerait donc une assez bonne idée de la valeur réelle du coefficient de frottement sur les discontinuités.

IV.3. DE L'INFLUENCE DES DIFFERENTS PARAMETRES DU MODELE

IV.3.1. Maillage

Le premier modèle, à maillage plus fin, donne de meilleurs résultats que le second; la modélisation réalisée est plus précise puisqu'il permet notamment de retrouver la propagation du graben vers le nord, et que les trajectoires calculées aux points A et B concordent mieux avec les trajectoires mesurées. Toutefois, le fait d'utiliser des blocs plus gros ne modifie guère le processus de déformation et les améliorations apportées par le maillage plus fin ne sont probablement pas suffisantes pour justifier à elles seules l'augmentation importante du coût du calcul.

IV.3.2. Conditions aux limites en flanc sud

Rappelons que le problème était de déterminer pour quelle raison le flanc sud n'avait subi aucun déplacement, alors que le flanc nord "gonflait" de 1 à 2 mètres par jour. Les modèles n^{os} 2 et 3 devaient donc permettre de tester deux explications possibles : (i) un blocage du flanc sud, (ii) une montée en pression non-axiale à l'intérieur du flanc nord.
Les résultats de ces deux modèles, et leur comparaison avec les déformations réelles ne permettent guère de trancher entre ces deux hypothèses sur l'origine de la dissymétrie entre les comportements des flancs nord et sud.
Nous avons donc ainsi :

1) vérifié l'hypothèse avancée par la majorité des auteurs : l'injection non-axiale d'un dôme de lave à l'intérieur du flanc nord induit bien un champ de déplacement de surface semblable aux observations ; la vraisemblance de cette hypothèse est encore confortée par la présence à la surface du volcan et dans sa moitié nord, de plusieurs dômes dacitiques mis en place de façon asymétrique au cours de l'histoire du volcan (MULLINEAUX et CRANDELL, 1981). Deux de ces dômes sont bien visibles sur la carte géologique du volcan (fig. 2.4).

2) mis en évidence une autre cause possible de dissymétrie, le blocage du flanc sud. Il semble toutefois difficile de déterminer l'origine d'un tel blocage, dans le cas d'un édifice aussi symétrique que le Mont St Helens avant le 18 mai 1980.

IV.3.3. Coefficient de frottement

Des quatres paramètres étudiés, c'est celui dont l'influence sur les modes de déformation et de rupture de l'édifice est la plus importante. Le quatrième modèle, à fort coefficient de frottement, ne montre en effet aucun effondrement sommital ni aucune tendance au glissement du flanc nord ; la montée en pression se traduit seulement par une déformation en gonflement assez continu

du sommet du modèle conduisant à la rupture par éclatement sommital.

Ceci confirme les résultats d'un modèle préliminaire (PAUL, 1983) et souligne l'importance de ce paramètre en définitive assez mal connu. Si l'on s'intéresse pourtant aux problèmes de cartographie du risque volcanique, la mise en évidence d'un paramètre influençant de cette façon la direction des projections constitue probablement des grands intérêts de cette modélisation : projections verticales si le coefficient de frottement est fort, projections horizontales à la suite d'un grand glissement, si ce coefficient est faible.

IV.3.4. Trajet de chargement

Deux types de chargement ont donc été testés : (i) montée en pression magmatique incrémentale jusqu'à la ruine, avec généralement introduction simultanée de la pression dans les fissures ouvertes, (ii) montée en pression jusqu'à différents stades de déformation, puis simulation d'un séisme par application d'une accélération horizontale dirigée vers le nord.

Pour les trois modèles où le coefficient de frottement est faible, nous avons vu que les deux types de sollicitation aboutissaient au même type de rupture par glissement du flanc nord et d'une partie du dôme sommital, vers le nord. Si l'on établit ensuite une comparaison avec ce qui s'est réellement passé le 18 mai 1980 au Mont St Helens, on peut conclure comme suit.

1) La modélisation apporte une confirmation supplémentaire au résultat déjà obtenu par plusieurs auteurs (notamment VOIGHT et al., 1983) : le glissement de terrain a bien été induit par le séisme et ne pouvait être le résultat d'un simple déséquilibre gravitaire. Pour celà, on peut tracer les courbes donnant l'amplitude du déplacement horizontal au point A (station géodésique de North Point) en fonction de la pression appliquée jusqu'à la rupture (fig. 2.54). Le résultat obtenu est tout-à-fait analogue à une courbe déplacement/temps si l'on considère que la pression augmente de façon linéaire avec le temps.
Il apparaît très nettement que si le flanc nord est mis en déséquilibre par la seule action de la pression magmatique, les déplacements accélèrent fortement à l'approche de la rupture. Ce résultat bien connu dans le domaine des glissements de terrain notamment, a été utilisé au Mont St Helens conjointement à des méthodes sismologiques pour essayer de prévoir les nombreuses petites éruptions qui ont eu lieu de juin 1980 à décembre 1982 (SWANSON et al., 1983 ; MALONE et al., 1983 ; CHADWICK et al., 1983 ; DZURISIN et al., 1983). On voit par exemple sur la figure 2.55 que la distance séparant deux points du cratère situés de part et d'autre d'une faille inverse, se contracte de plus en plus rapidement à l'approche d'une éruption. Or, la figure 2.56 montre qu'au contraire,

la vitesse de déplacement du point A est restée remarquablement constante dans les semaines qui ont précédé l'éruption du 18 mai 1980. Une telle absence d'accélération indique que l'intervention d'un facteur extérieur était nécessaire pour produire l'instabilité et la rupture du flanc nord du Mont St Helens.

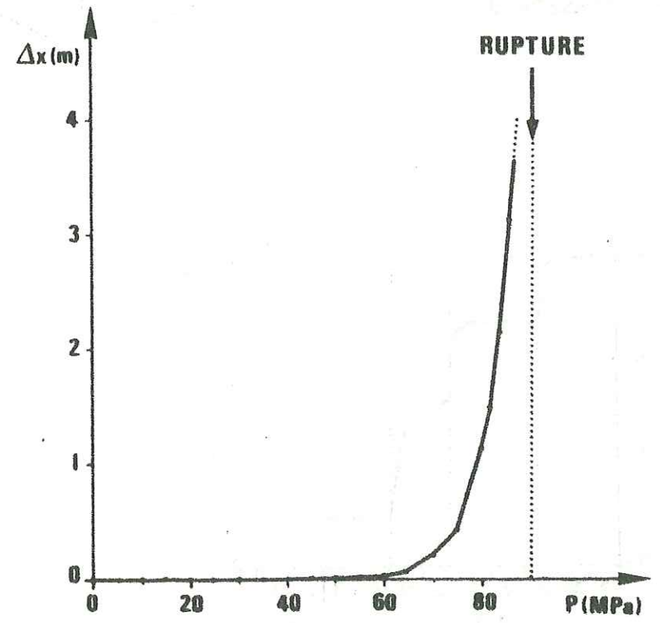
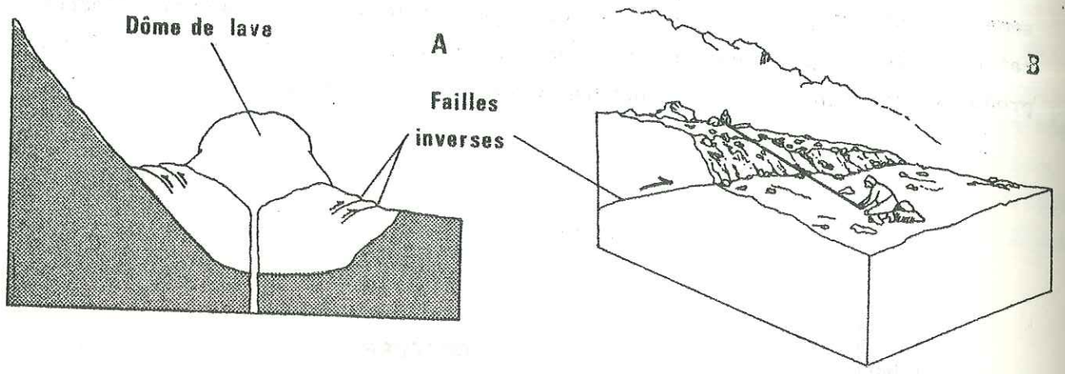


Figure 2.54 : Evolution de la composante horizontale du déplacement calculé du point A (fig. 2.51), lorsque l'on fait croître la pression appliquée dans le conduit central du modèle n° 1 jusqu'à la rupture.

Notre modélisation confirme que le séisme du matin du 18 mai était probablement ce facteur extérieur, puisque montée en pression et séisme produisent la rupture en glissement du flanc nord.



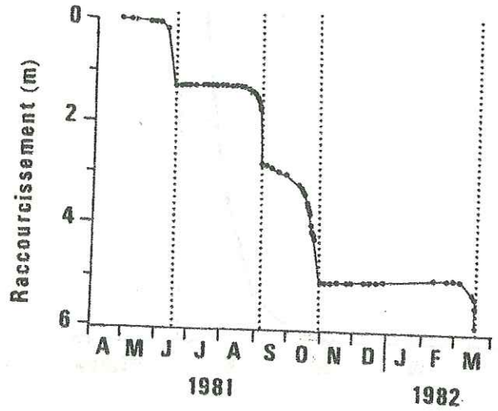


Figure 2.55 : Mesures de déplacements dans le cratère du Mont St Helens en 1981 et 1982 pour la prédiction des éruptions. A, (extraite de Earth. Inf. Bull., 16,2) Coupe nord-sud du cratère montrant le dôme de lave et les failles inverses induites par sa croissance. B, (d'après B.Myers, Earth. Inf. Bull., 16,2) Mesure du déplacement relatif sur une des failles inverses du cratère. C, (d'après Swanson et al., 1983) Raccourcissement cumulé de la distance entre les deux lèvres d'une faille au cours du temps, mesuré entre avril 1981 et mars 1982 ; les traits verticaux en pointillés désignent les dates de début d'éruption (explosions du dôme).

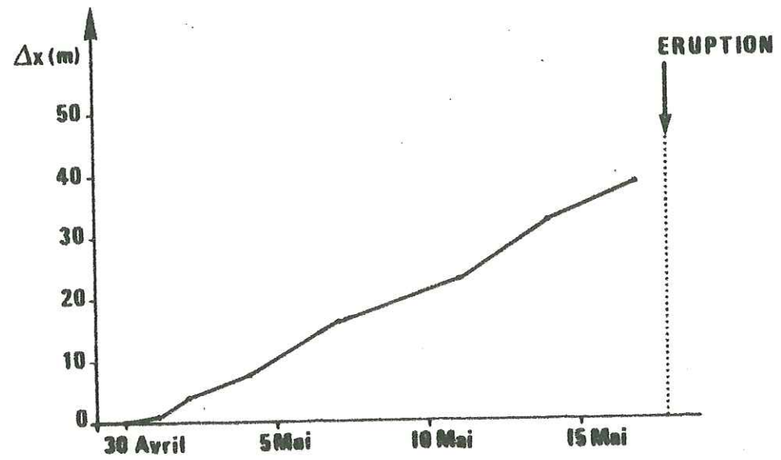


Figure 2.56 : Evolution de la composante horizontale du déplacement de la station géodésique North Point, mesuré pendant les quelques jours qui ont précédé l'éruption.

2) La modélisation confirme les prévisions qui avaient été faites sur la possibilité, à terme, de l'occurrence d'un grand glissement de terrain affectant le flanc nord déstabilisé par l'éruption (CHRISTIANSEN et PETERSON, 1981 ; LIPMAN et al., 1981).
Les modèles montrent bien que sous la seule action de la pression magmatique, on aboutit bien au même type de rupture par glissement. Mais pour déclencher l'alerte, on attendait l'accélération des déplacements.

- T R O I S I E M E C H A P I T R E -

APPORTS DES MODELES AUX RELATIONS

ENTRE DEPLACEMENTS DE SURFACE

ET STRUCTURES DES VOLCANS

I. SUR LES LIENS ENTRE STRUCTURES PROFONDES DES EDIFICES VOLCANIQUES ET CHAMPS DE DEPLACEMENTS DE SURFACE

INTRODUCTION

Nous avons vu dans la première partie de ce mémoire que toute analyse approfondie des champs de déplacements mesurés à la surface d'un volcan en crise a pour but l'acquisition d'une meilleure connaissance de sa structure interne. La modélisation mécanique doit faciliter cette interprétation en précisant quelles relations existent entre ce que l'on observe (les déformations de surface), et ce que l'on veut connaître (les structures et processus volcaniques). Voyons donc ce que nous ont apporté les modèles en blocs du Mont St Helens dans ce domaine.

I.1. REPONSE DE LA SURFACE A L'INTRODUCTION DE PRESSION DANS LES FISSURES

Une étude systématique des trajectoires calculées à la surface des modèles pendant la montée en pression a été conduite, afin de détecter d'éventuels changements dans les directions ou les amplitudes des déplacements, reflètant des modifications dans la façon dont la pression est appliquée en profondeur. Nous désirions notamment savoir si la mise en pression d'une fracture ouverte (simulant la propagation d'un dike ou l'infiltration de gaz magmatiques) avait un effet visible sur les déplacements de surface.

Les résultats de cette étude permettent de distinguer deux types de comportements illustrés par la figure 3.1.

1. Dans le cas du modèle n° 4 (à coefficient de frottement $\mu = 1$), les trajectoires de chacun des points de surface montrent de nets changements de direction chaque fois que débute la mise en pression d'un nouveau joint ouvert en profondeur ; ces points anguleux sont bien visibles dans la trajectoire du point D sur la figure 3.1B.

2. Dans le cas des modèles 2 et 3 (à faible coefficient de frottement $\mu = 0.5$), de telles modifications ne sont pas observées de façon systématique. Les déplacements des points appartenant aux zones fortement déformées du volcan (zone sommitale et flanc nord) sont totalement insensibles à l'introduction de pression dans les joints ouverts ; c'est par exemple le cas du point D du modèle n° 2 dans la figure 3.1C. Par contre, cette mise en pression des fissures est à l'origine de très nets rebroussements dans les trajectoires des points appartenant au flanc sud faiblement déformé ; deux points de rebroussement, associés aux deux incréments d'introduction de pression dans les joints 71 puis 72, sont nettement visibles dans la trajectoire du point C sur la figure 3.1C. Il faut toutefois remarquer que ces variations ne concernent que des déplacements d'amplitudes très faibles, au maximum centimétriques.

Ces différences résultent bien sûr de la loi de comportement élastoplastique du matériau introduite dans le modèle. En-deçà de la limite d'élasticité, les déformations induites dans la structure varient linéairement avec les contraintes appliquées, et par conséquent les déplacements de surface reflètent clairement la propagation des fluides magmatiques dans les fractures. C'est le cas du modèle n° 4, que son fort coefficient de frottement maintient dans le domaine élastique linéaire d'un bout à l'autre de la montée en pression. C'est également le cas des flancs sud des modèles 2 et 3 puisque ceux-ci ne sont pas soumis à des contraintes suffisamment fortes pour que leur limite d'élasticité

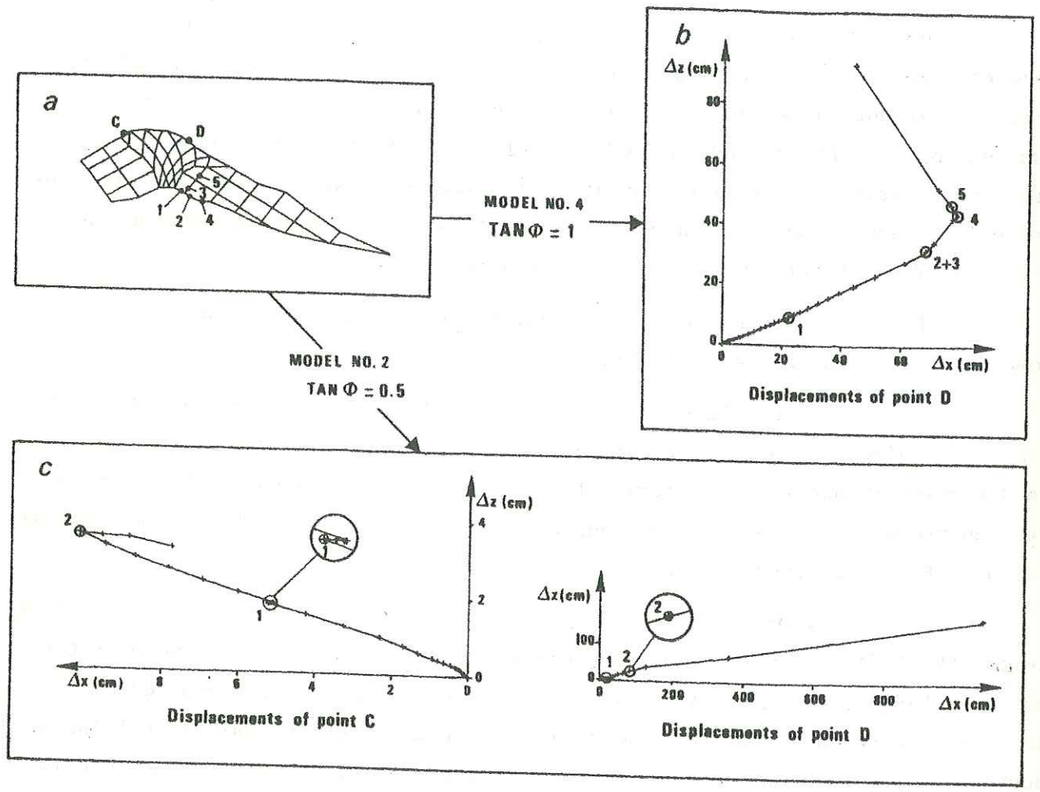


Figure 3.1 : Déplacements calculés en deux points de surface C et D, montrant l'effet produit par l'introduction de la pression dans différents joints ouverts (numérotés de 1 à 5). Chaque point indiqué sur les courbes correspond à un incrément de pression ; les cercles entourant certains de ces points signifient qu'ils correspondent au début de l'introduction de la pression dans un joint ouvert, dont le numéro est indiqué. a)*: maillage des modèles 2 et 4 montrant la localisation des points C et D et des joints 1 à 5.* b)*: déplacements du point D calculés par le modèle n° 4 à fort coefficient de frottement.* c)*: déplacements des points C et D calculés par le modèle n° 2 à faible coefficient de frottement. 1 : joint n° 71 ; 2 : joint n° 72 ; 3 : joint n° 52 ; 4 : joint n° 73 ; 5 : joint n° 53.*

soit dépassée. Au contraire, les sommets et flancs nord des mêmes modèles 2 et 3 atteignent et dépassent assez rapidement leurs seuils d'élasticité au cours de la montée en pression. Au-delà de ce seuil, la relation contrainte/déformation n'est plus linéaire, et les déplacements ne peuvent par conséquent plus refléter la propagation des fissures.

Ces résultats semblent suggérer les remarques suivantes, au sujet du débat actuellement en cours sur l'opportunité du développement de méthodes très précises de mesures de déplacements de surface :

1. Si le but final de ces mesures de déplacements est l'acquisition d'une connaissance plus fine des structures et processus volcaniques, il est absolument nécessaire de disposer d'appareils de mesures capables de détecter des déplacements d'ordre millimétrique. Placés dans une zone du volcan en crise ne paraissant pas, à première vue, affectée par les déformations (exemple : le flanc sud du Mont St Helens), ils peuvent permettre la mise en évidence de phénomènes comme l'ouverture d'une fracture et son injection par de la lave ou des gaz, bien mieux que s'ils étaient placés dans des secteurs subissant de très fortes déformations plastiques. Dans cette optique, le développement d'appareillages permettant des mesures de déplacements de haute précision, tels le GEORAN II (mesure de distance à deux lasers dont la précision est de 0.1 mm + 0.1 mm par km d'après KÄSSER, 1984) ou les balises GPS (de "Global Positioning System", système de positionnement par satellite dont la précision atteint quelques centimètres sur une distance mesurée de 100 km, d'après KASSER, 1985) est nécessaire.

2. Si, par contre, les mesures de déplacements sont effectuées dans un but de surveillance des éruptions volcaniques, des méthodes de mesures peu précises semblent suffisantes, dans la mesure où la rupture de l'équilibre mécanique du volcan et donc son éruption doivent s'annoncer par une forte accélération des déplacements. Il faut souligner toutefois que cette accélération n'est pas une loi universelle, comme l'éruption du Mont St Helens l'a si bien démontré.

I.2. SUR LA POSITION RELATIVE DES CENTRES DE POUSSEE EN PROFONDEUR ET DES CENTRES D'INFLATION EN SURFACE.

L'une des méthodes d'interprétation des mesures de déplacements de surface les plus communément utilisées, est basée sur la localisation de "centres d'inflation". Si l'on dispose de mesures de déplacements verticaux par exemple, un tel centre est caractérisé par un soulèvement maximum. Une fois ce centre d'inflation localisé à la surface du volcan, on suppose qu'il est situé exactement à la verticale du centre de poussée qui l'a créé, un réservoir magmatique en expansion par exemple. La cartographie des centres d'inflation donne alors une image du système d'alimentation du volcan. Cette méthode a été utilisée au Kilauea (Hawaii) par FISKE et KINOSHITA (1969) pour interpréter les données d'un réseau de nivellement de précision établi dans la partie sommitale du volcan (figure 3.2A), et réitéré 11 fois entre janvier 1966 et octobre 1967. Les résultats de chaque réitération ont mis en évidence des soulèvements de la surface à symétrie circulaire et permis de cartographier des translations du centre d'inflation (figure 3.2B). Faisant alors l'hypothèse précédemment mentionnée, FISKE et KINOSHITA ont interprété ces déplacements du centre d'inflation comme le résultat en surface de mouvements de magma en profondeur, à l'intérieur d'un complexe de réservoirs filoniens constituant la chambre magmatique superficielle du volcan (figure 3.2C).

Toutefois, un tel raisonnement suppose que l'édifice volcanique soit parfaitement continu, homogène, isotrope et élastique. Afin d'étudier l'influence de la prise en compte du caractère hétérogène et discontinu des volcans, nous avons utilisé les résultats de nos modèles pour déterminer si des relations similaires entre les positions des centres de poussée et des centres d'inflation existaient encore dans un milieu complexe.

Pour celà, nous avons utilisé les profils d'inclinaison de la surface $\Delta\theta(x)$ pour localiser les centres d'inflation aux points où la courbe s'annulle en passant d'une valeur positive à une valeur négative (figure 3.3).

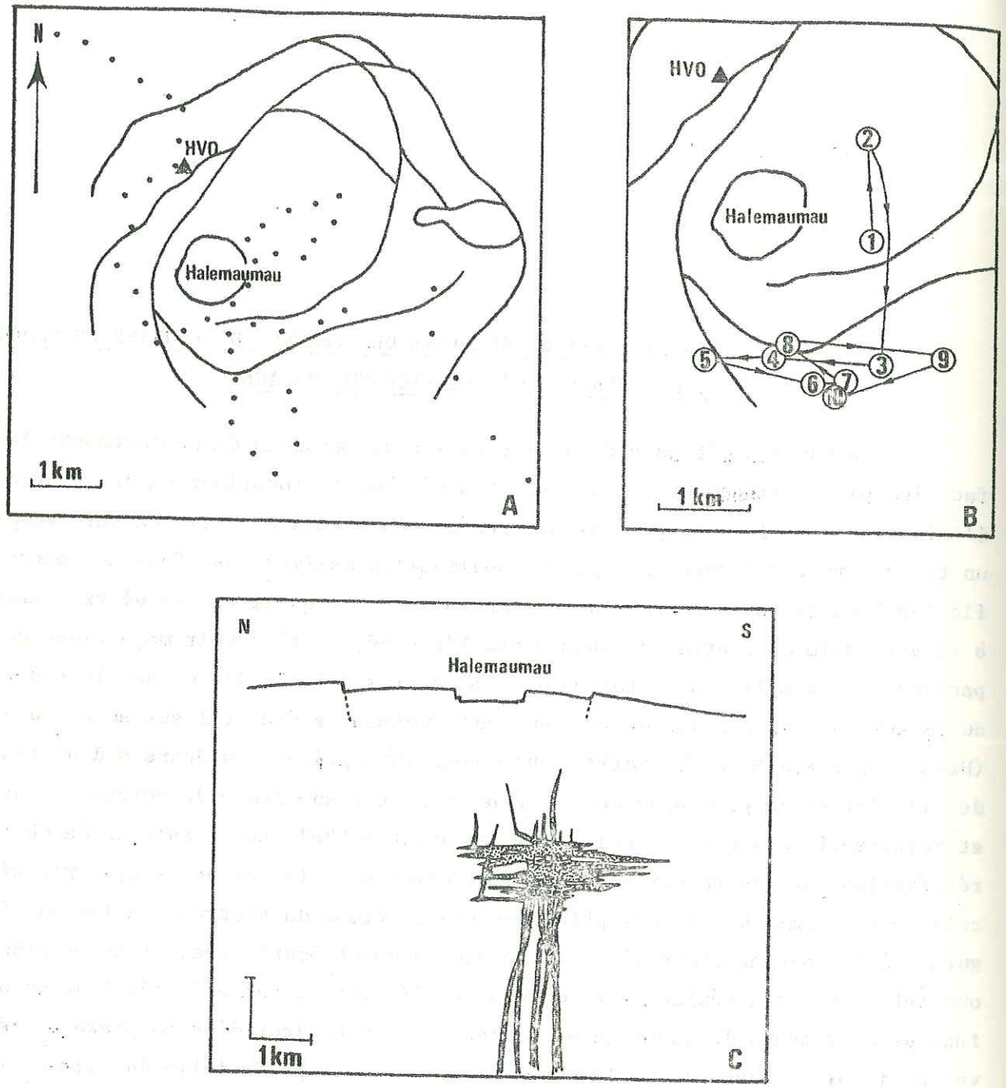


Figure 3.2 : Déplacements du centre d'inflation à la surface du Kilauea en 1966-1967, et interprétation de ces déplacements, d'après FISKE et KINOSHITA (1969). A : Carte géologique simplifiée de la partie sommitale du Kilauea, montrant les principales failles du système caldérique ; les points indiquent les stations du réseau de nivellement ; l'observatoire volcanologique (HVO) est indiqué par un triangle. B : Carte des centres d'inflation successifs déterminée par nivellement de précision : (1) entre janvier et juillet 1966, (2) juillet et octobre 1966, (3) octobre 1966 et janvier 1967, (4) janvier et février 1967, (5) février et février 1967, (6) février et mai 1967, (7) mai et juin 1967, (8) juin et juillet 1967, (9) juillet et septembre 1967, (10) septembre et octobre 1967. C : Géométrie proposée du réservoir superficiel du Kilauea selon une coupe transversale nord-sud.

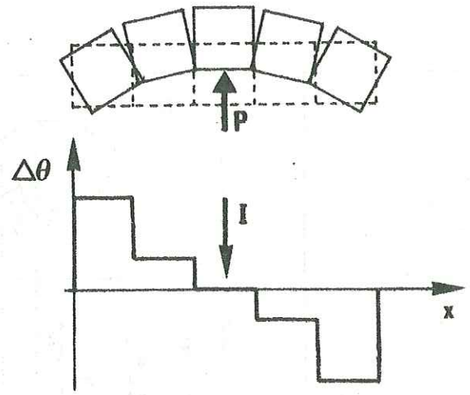


Figure 3.3 : Exemple de déformation sous pression d'une structure en blocs rigides et profil d'inclinaison correspondant, montrant comment ce profil est utilisé pour déterminer la position du centre d'inflation I.

En déterminant la position de ces centres pour chaque incrément de chargement, nous avons pu étudier leurs déplacements latéraux durant toute la montée en pression. On peut faire les remarques suivantes.

1. Des translations, ou même des modifications du nombre des centres d'inflation, peuvent se produire sans qu'il y ait aucun changement dans la façon dont la pression est appliquée en profondeur. Un exemple est donné dans la figure 3.4A : alors que l'on trouve 2 points de gonflement à proximité du sommet du modèle n° 1 lorsque la pression augmente de 45 à 50 MPa (profil n° 1), il n'en existe plus qu'un seul près de ce sommet lors de l'incrément 70-75 MPa sur le profil n° 2 ; pourtant, le point d'application de la pression est resté strictement le même entre ces deux incréments. Ce changement est en fait dû à la modification de comportement mécanique du modèle liée à la naissance du graben, les deux incréments 45-50 MPa et 70-75 MPa étant situés dans deux phases différentes de déformation.

2. Le point d'application de la pression peut être déplacé sans que l'on observe aucune translation correspondante du centre d'inflation le long

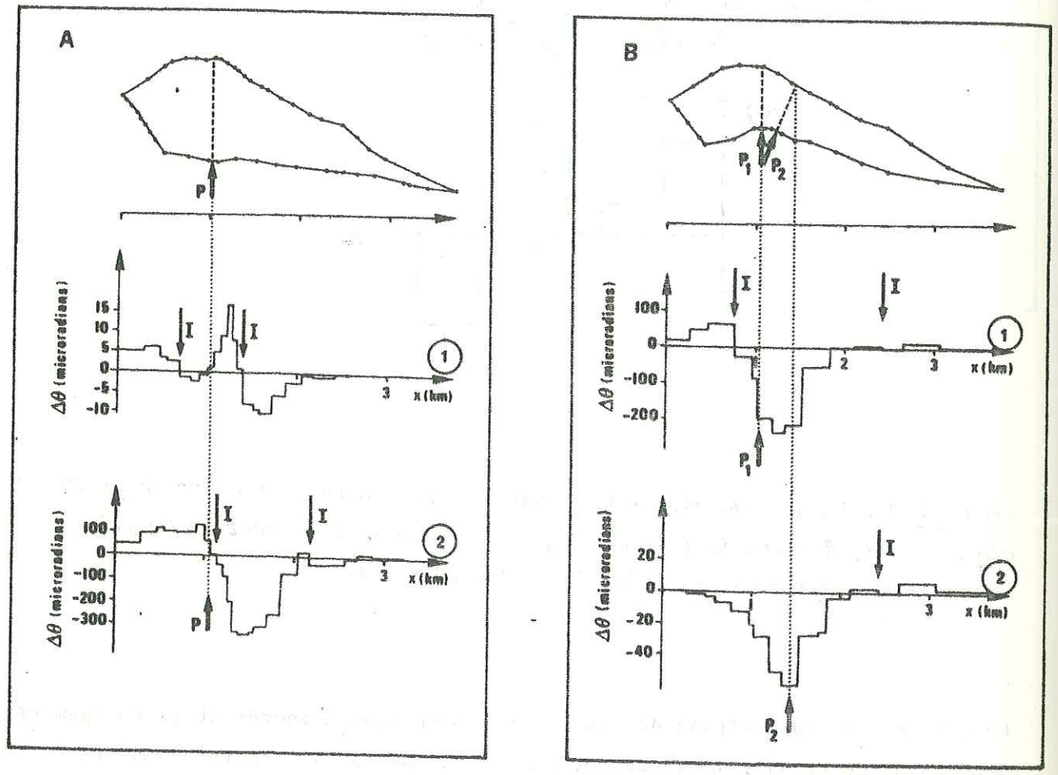


Figure 3.4 : Exemples de profils d'inclinaison du sol calculés à la surface des modèles, montrant différentes relations géométriques entre la position latérale de la source de gonflement en profondeur (le point d'application de la pression), et celle des centres d'inflation en surface. Une flèche marquée P, P_1 ou P_2 indique la position du point où la ligne d'application de la pression coupe le profil topographique ; une flèche marquée I indique un centre d'inflation. A : profils calculés par le modèle n°1, résultats de la montée en pression de 45 à 50 MPa (profil n° 1) et de 70 à 75 MPa (profil n° 2). B : profils calculés par le modèle n° 2 pour les incréments de pression suivants : 20-21 MPa dans le conduit central (P_1 sur le profil n° 1) et 0-21 MPa dans le joint ouvert n° 71 (P_2 sur le profil n° 2).

du profil. Un exemple extrait des résultats du modèle n° 2 est donné sur la figure 3.4B ; l'augmentation de la pression de 20 à 21 MPa dans le conduit central (P_1) fait apparaître deux centres d'inflation à proximité du sommet et dans le flanc nord (profil n° 1) ; si ensuite le point d'application de la pression est déplacé vers le nord, parce que l'on introduit celle-ci dans le joint 71 (P_2) venant de s'ouvrir (profil n° 2) on peut voir que l'effet produit en surface n'est pas du tout une translation identique vers le nord des centres d'inflation : l'un de ces centres, celui du flanc Nord ne change pas de position ; et l'autre disparaît vers le sud.

Ces exemples prouvent que lorsque l'on prend en compte le rôle mécanique des fractures dans les déformations d'un édifice volcanique, on ne peut plus établir de corrélation claire entre la position du point d'application de la pression, c'est-à-dire de la poche magmatique, et celle du centre d'inflation en surface.

II. EXTENSION DES RESULTATS DES MODELES A D'AUTRES VOLCANS

II.1. SUR LA GENESE DES CALDERAS

Une caldéra, telle qu'elle a été définie par WILLIAMS (cf.WILLIAMS et MC BIRNEY, 1979), est une grande dépression d'origine volcanique, de forme plus ou moins circulaire et de diamètre supérieur à 1 kilomètre ; elle résulte d'un effondrement à l'intérieur d'une chambre magmatique superficielle partiellement drainée par une éruption.

L'hypothèse émise par VINCENT (1961) concernant la genèse des caldéras du Tibesti (Tchad) a montré que cette définition était incomplète, dans la mesure où un effondrement caldérique peut aussi bien avoir pour origine un apport de matière dans l'édifice, qu'un retrait par vidange du réservoir magmatique. Le mécanisme conduisant alors à l'effondrement est un bombement suivi d'une rupture du type "clé de voûte" de la surface. Cette origine a conduit VINCENT à désigner ce type de caldéra par les termes "caldéra de soulèvement" ou "pré-caldéra". Les modèles analogiques de LECOINTRE (1984) ont ensuite confirmé ce mécanisme d'effondrement précoce par injection de lave dans l'édifice volcanique.

Nos modèles du Mont St Helens à faible coefficient de frottement (modèles n^{os} 1, 2 et 3) apportent une confirmation supplémentaire à l'hypothèse de VINCENT. Ils montrent en effet qu'une montée en pression simulant une intrusion de lave est capable de produire un gonflement précoce de la surface (lors de la première phase de déformation), se terminant par un effondrement en graben sommital. Ce résultat peut très bien être extrapolé à une échelle plus grande, où le même mécanisme aboutirait à la naissance d'une caldéra.

II.2. REFLEXIONS SUR LE CAS DU PITON DE LA FOURNAISE (REUNION)

Une recherche bibliographique sur les structures d'édifices volcaniques, réalisée préliminairement à la modélisation du Mont Saint Helens, nous a permis de constater que certains caractères structuraux initialement reconnus au Kilauea (Hawaii), ont par la suite été également mis en évidence au Piton de la Fournaise (Ile de la Réunion), et à l'Etna (Sicile), de façon toutefois moins nette pour ce dernier. Ces trois édifices sont en effet fortement dissymétriques : le flanc sud du Kilauea, les flancs est du Piton de la Fournaise et de l'Etna paraissent affectés par de grands glissements gravitaires, tous situés à l'intérieur d'un arc regroupant la majorité des fractures émissives.

Afin de déterminer l'origine de ces différentes structures, plusieurs théories ont été élaborées, puis vérifiées sur l'exemple du Kilauea. Toutefois, nous verrons qu'il est difficile d'étendre directement ces théories aux cas de l'Etna et du Piton de la Fournaise.

Par contre, bien que ce dernier volcan et le Mont St Helens soient, du point de vue de leurs dynamismes éruptifs, de natures totalement différentes, il est possible de sa baser sur les résultats de la modélisation du St Helens, pour essayer d'interpréter les structures observées au Piton de la Fournaise.

II.2.1. Les instabilités de flancs de volcans : étude bibliographique

II.2.1.1. Le cas du Kilauea (Hawaii)

L'élément structural le plus important de ce volcan est le regroupement de la majeure partie des fractures émissives dans une bande très étroite, la rift-zone ; les fissures y sont très nombreuses et toute parallèles ; dans la topographie du volcan, elle forme une ride dont la partie axiale est effondrée en graben. Cette morphologie très similaire à celle des rifts médio-océaniques lui a d'ailleurs valu son nom. De nombreux témoins d'extension y sont visibles, tels que failles normales et fentes ouvertes. Sur le schéma structural du Kilauea (figures 3.5 et 3.6) on peut noter la présence de deux rift-zones qui se rejoignent au voisinage des cratères sommitaux.

Des mesures géophysiques ont été réalisées afin de connaître la structure des rift-zones. Elles sont le siège de fortes anomalies gravimétriques et magnétiques positives (LENAT et JACKSON, 1981 ; FURUMOTO, 1978) ; elles surmontent des zones à fortes vitesses sismiques, donc denses (ZUCCA et HILL, 1980 ; ELLSWORTH et KOYANAGI, 1977). Ces résultats ne peuvent être interprétés que par l'existence d'un complexe de dikes sous les rift-zones, dont l'intrusion serait à l'origine de la topographie en ride et des déformations observées (POLLARD et al., 1982).

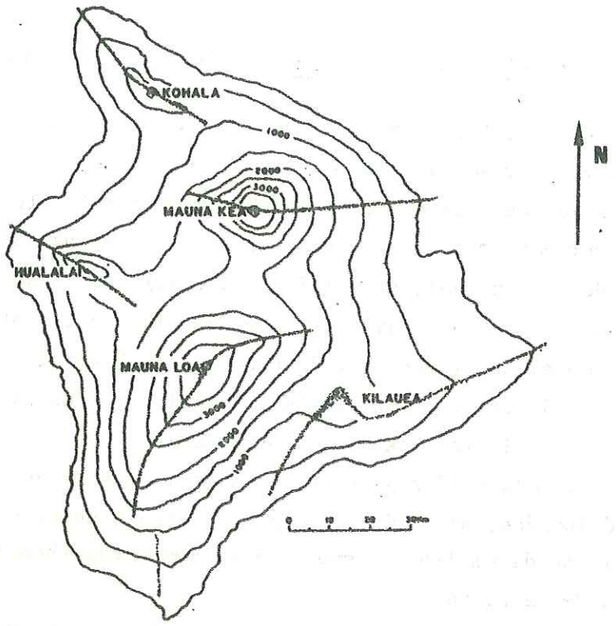


Figure 3.5 : Carte topographique de l'Ile de Hawaii (d'après CROSSON et KOYANAGI, 1979), montrant les cinq volcans et leurs rift-zones (lignes en pointillés). Noter la situation particulière du Kilauea, sur le flanc sud du Mauna Loa.

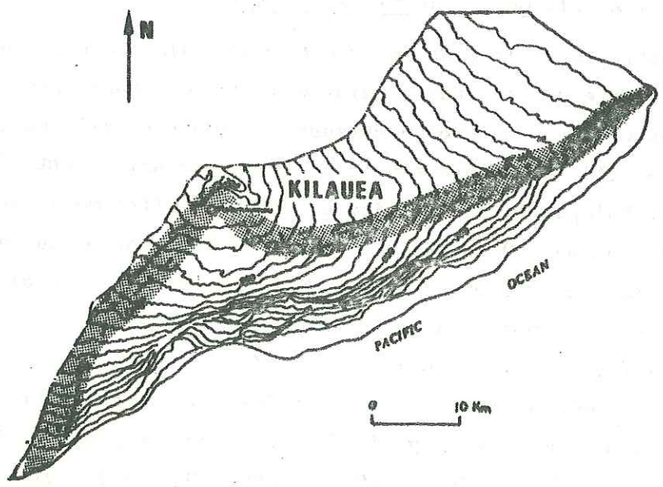


Figure 3.6 : Carte topographique et structurale simplifiée du Kilauea (d'après SWANSON et al., 1976). Les cônes effusifs, cratères et fractures (en noir) sont concentrés le long des deux rift-zones (surfaces grisées).

La grande majorité des intrusions magmatiques alimentées depuis des parties plus profondes de l'édifice, se met donc en place à proximité de la surface sous forme de dikes quasi-verticaux, dans une zone relativement étroite et très fissurée, la rift-zone. Afin de donner une explication mécanique à cette concentration des dikes, FISKE et JACKSON (1972) ont proposé la théorie de "l'effet d'édifice". Le Kilauea occupe en effet une position assez particulière puisqu'il est implanté sur le flanc sud d'un édifice plus ancien, le Mauna Loa (voir carte de Hawaii, figure 3.5). Cette situation particulière est schématisée sur la figure 3.7 où l'on voit que les laves émises par le Kilauea sont au préalable injectées dans le flanc sud du Mauna Loa. Cette injection se produit suivant des zones de faiblesse dont la géométrie est bien sûr directement influencée par le champ de contraintes gravitaires règnant dans le volcan ancien, et par conséquent par sa topographie. Or le Mauna Loa s'est lui-même édifié par intrusions répétées de lave dans des rift-zones, et possède par conséquent une géométrie en forme de croissant schématisée sur la figure 3.7A.

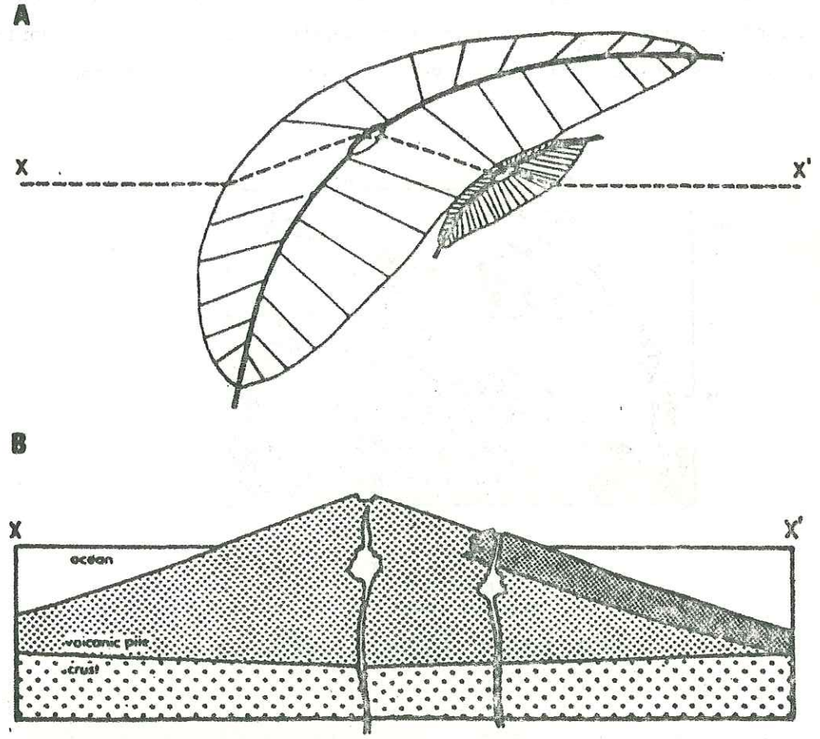


Figure 3.7 : Représentation schématique des relations entre le Mauna Loa et le Kilauea implanté sur son flanc sud, d'après FISKE et JACKSON (1972). A : Les rift-zones du Kilauea (en gris) se forment parallèlement à celles du Mauna Loa (en blanc). B : Vue en coupe transversale, montrant l'injection préalable des laves du Kilauea dans le flanc du Mauna Loa.

D'après les expérimentations sur modèles réduits de FISKE et JACKSON, les laves du Kilauea doivent donc s'injecter dans une zone dont la trace en surface est une bande étroite en forme d'arc directement calquée sur le "croissant" du Mauna Loa. La rift-zone est ainsi créée (figure 3.7A).

SWANSON et al. (1976) ont ensuite observé que les deux rift-zones sud-ouest et est du Kilauea divisaient très nettement le volcan en deux parties :

1. Au nord, les très faibles niveaux de sismicité et de déformations observés sont le signe d'une grande stabilité mécanique de ce flanc. Il faut noter que le volcan s'appuie là sur le contrefort formé par le Mauna Loa.

2. Au sud, l'étude de SWANSON et al. montre que de nombreuses observations s'accordent pour indiquer que le flanc libre se déplace vers la mer sur un plan de glissement profond, poussé par l'injection répétée de dikes dans les rift-zones :

(a) La répartition spatiale et temporelle de la sismicité représentée sur la figure 3.8 indique que le flanc sud réagit à chaque épisode intrusif dans les rift-zones, par une importante sismicité superficielle montrant un déplacement progressif des épicentres vers la mer au cours du temps.

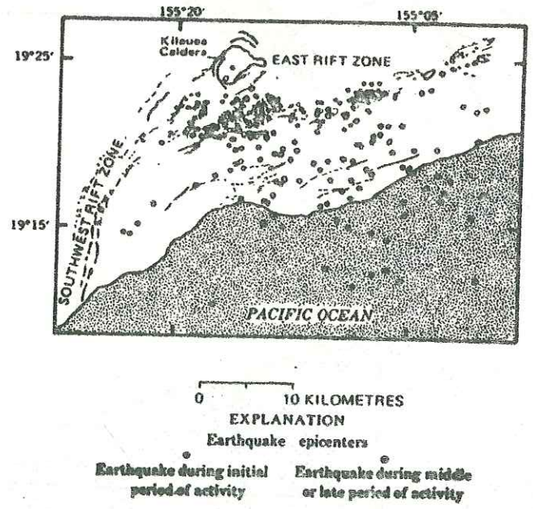


Figure 3.8 : Carte des épicentres des séismes liés à des épisodes éruptifs ou intrusifs dans la rift-zone est du Kilauea, entre 1963 et 1969 (d'après SWANSON et al., 1976). Ces séismes ont une magnitude M ⩾ 2 et une profondeur inférieure à 15 km. Noter : (1) l'absence de sismicité du flanc nord, (2) la migration des séismes, à partir de la rift-zone est, vers le sud-sud ouest, dans le flanc sud, après chaque épisode intrusif.

(b) L'étude détaillée du fort séisme de Kalapana du 29 novembre 1975 (M_s = 7.1) conduite par ANDO (1979) a montré qu'il correspondait au glissement en bloc d'une grande partie du flanc sud du volcan, le long d'un plan situé entre 5 et 10 kilomètres de profondeur, légèrement penté vers le sud-sud est. Un mécanisme similaire a ensuite été reconnu pour d'autres séismes du flanc sud du Kilauea (CROSSON et ENDO, 1981 ; SAVAGE et MEYER, 1983 ; GOT, 1985), confirmant que le flanc libre semblait glisser vers le sud, sur un plan de faiblesse paraissant correspondre avec l'interface entre croûte océanique et volcan.

(c) Les stations géodésiques du flanc sud du Kilauea montrent des déplacements horizontaux de grandes amplitudes, perpendiculaires aux rift-zones et dirigés vers le sud (figure 3.9). Ces déplacements ne se produisent pas de façon constante, mais suivent systématiquement de quelques jours toute intrusion de lave dans le rift.

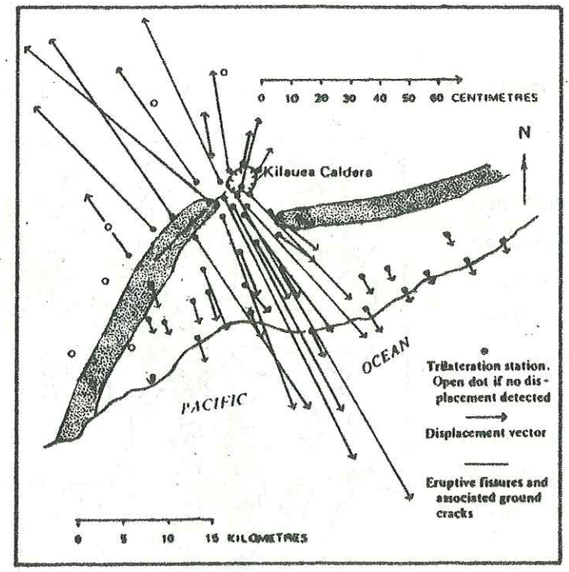


Figure 3.9 : Composante horizontale des déplacements du sol mesurée par triangulation en août-septembre 1970 et octobre 1971, lors d'épisodes intrusifs dans une fracture de la rift-zone sud-ouest (marquée d'un trait noir). Les parties actives des deux rift-zones sont en grisé (d'après SWANSON et al., 1976).

(d) Toutes les structures géologiques et morphologiques du flanc sud sont compatibles avec un glissement en masse vers la mer.

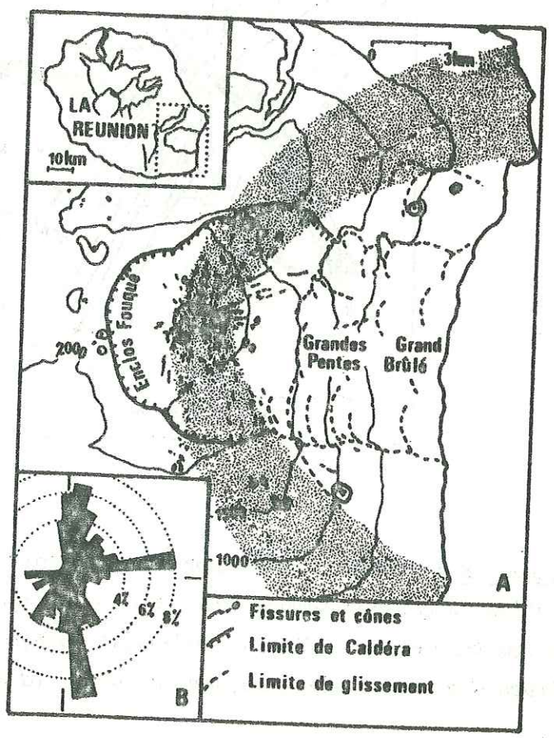
On peut donc conclure de ces observations que l'injection en force de dikes dans les rift-zones est à l'origine d'un glissement en bloc du flanc sud, le flanc libre, sur son substratum et vers la mer. Le flanc nord, bloqué par le Mauna Loa, reste quant à lui parfaitement stable.

II.2.1.2. Le cas du Piton de la Fournaise (Réunion)

La présence de deux rift-zones arquées, nord-est et sud-est, a été reconnue sur ce volcan par KIEFFER et al. (1977). Des études géophysiques similaires à celles conduites au Kilauea, ont par la suite confirmé qu'elles étaient fortement fissurées (prospection électromagnétique de PHAM et al., 1981), et le siège d'intrusions de nombreux dikes (prospection magnétique de LENAT et AUBERT, 1980). Ces deux rift-zones sont bien visibles sur la carte structurale du volcan de la figure 3.10A, ainsi que sur le diagramme de la figure 3.10B.

Figure 3.10 : Carte structurale du Piton de la Fournaise (d'après BACHELERY et al., 1983).

A : Géométrie des structures d'alimentation des éruptions (fissures et cônes) ; noter leur concentration dans les deux rift-zones (surfaces grisées.
B : Répartition des fractures radiales dans l'Enclos Fouqué et leur pourcentage en longueurs cumulées.



Sur l'exemple du Kilauea, VINCENT et KIEFFER (1978) ont émis l'hypothèse que le flanc est du volcan, situé à l'intérieur de l'arc formé par les deux rift-zones, était déstabilisé par l'injection en force des dikes. Cette hypothèse, reprise ensuite par plusieurs auteurs (CHEVALLIER et BACHELERY, 1981 ; DUFFIELD et al., 1982) est principalement basée sur l'observation de la topographie de ce flanc est, marquée par une dépression aux pentes accentuées (dépression des Grandes Pentes et du Grand Brûlé, voir figures 3.10 et 3.11). Le relevé bathymétrique effectué par BACHELERY et MONTAGGIONI (1983) au large de l'île montre que cette dépression se poursuit sur plusieurs kilomètres sous le niveau de la mer. De plus, de nombreux escarpements à regard est limitant des loupes de glissement apparaissent sur les photos aériennes du Grand Brûlé (BACHELERY et CHEVALLIER, 1982) ; ils sont reportés sur les figures 3.10 et 3.11.

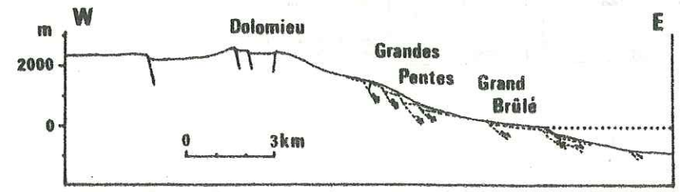


Figure 3.11 : Coupe interprétative des morphostructures du flanc oriental du Piton de la Fournaise (d'après BACHELERY et MONTAGGIONI, 1982), montrant les glissements affectant Grandes Pentes et Grand Brûlé.

L'hypothèse du glissement du flanc est du Piton de la Fournaise a ensuite été confirmée par l'étude volcano-structurale de BACHELERY et al. (1983). Ces auteurs ont montré que les fissures situées à l'intérieur de l'Enclos Fouqué (caldéra située au sommet du volcan, figure 3.10) étaient arrangées en échelons, mettant ainsi en évidence des décrochements de sens opposés le long des deux rift-zones nord-est et sud-est. La partie du volcan qu'elles englobent, c'est-à-dire le flanc est, subit donc un mouvement d'ensemble vers l'est schématisé sur la figure 3.12a. L'étude des caractères structuraux des éruptions historiques du Piton de la Fournaise conduite par les mêmes auteurs, leur a même permis de constater que dans 77 % des éruptions recensées, trois systèmes de fractures similaires étaient mis en jeu. Ce sont toutes des fractures en échelons arrangées

le long de systèmes courbes montrant des mouvements de blocs vers l'est (dans 47 % des cas, figure 3.12a) ou le sud-est (dans 30 % des cas, figures 3.12b et c)

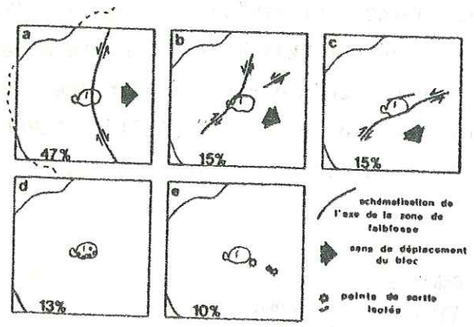


Figure 3.12 : Schématisation des divers structuraux d'éruptions du Piton de la Fournaise. Indication du mouvement des divers blocs délimités. Pourcentage d'éruptions pour les différents types (d'après BACHELERY et al., 1983).

Toutefois, la relative faiblesse de l'activité du Piton de la Fournaise en comparaison de celle du Kilauea (50 séismes de magnitude M > 0 par mois au lieu de 8000 à 9000, déplacements d'amplitudes dix fois inférieures, d'après JACKSON et al., 1983), n'a pas encore permis d'apporter une confirmation géophysique à cette hypothèse de glissement du flanc est, par des mesures de sismicité ou de déformations.

II.2.1.3. Le cas de l'Etna (Sicile)

Sur ce volcan également, KIEFFER (1975) a remarqué que les fractures émissives semblaient s'arranger en deux rift-zones nord et sud (figure 3.13).

Dans une synthèse des caractères structuraux de l'Etna, KIEFFER (1983) a ensuite montré que la plupart de ces éléments étaient compatibles avec une instabilité gravitaire du flanc est, liée à l'injection de dikes dans les rift-zones et matérialisée en surface par des blocs basculés. De tels blocs semblent avoir

été mis en évidence par prospection éléctromagnétique (PHAM et al., 1982).

Toutefois, l'existence d'autres axes éruptifs que les rift-zones (sur le flanc ouest du volcan notamment, CONSENTINO et al., 1982), l'absence de volcan ancien formant contrefort et interdisant les déplacements vers l'ouest, et enfin le rôle probablement très important joué par le tectonique régionale, empêchent d'établir des comparaisons vraiment directes entre flanc est de l'Etna et flanc sud du Kilauea.

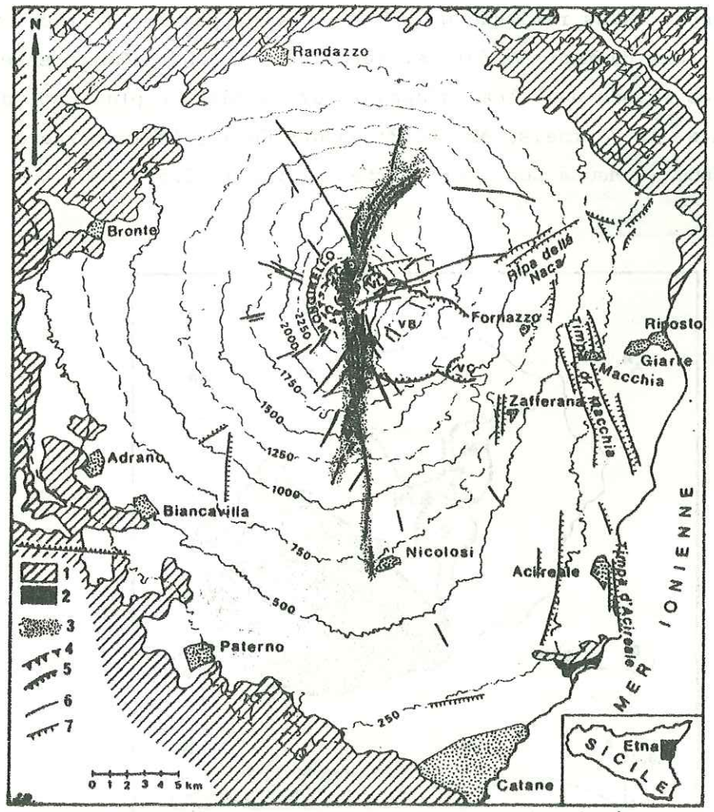


Figure 3.13 : Schéma structural simplifié de l'Etna (d'après KIEFFER, 1983). 1 : terrains non volcaniques. 2 : volcanisme sous-marin pré-étnéen. 3 : rift-zones nord et sud. 4 : rebords de la Caldéra du Cratère Elliptique et du Cratere Del Piano. 5 : rebords de la Valle del Bove. 6 : principales fissures émissives de ces derniers siècles. 7 : faille.

II.2.2. Apport des modèles du Mont St Helens à la compréhension des structures du Piton de la Fournaise

II.2.2.1. Moteur des glissements affectant le flanc est

Les résultats des modèles n^{os} 1 et 2 nous ont montré que le fait de bloquer les déplacements du flanc sud entraînait une complète dissymétrie du schéma de déformation de surface, et ceci bien que la montée en pression soit parfaitement axiale. Des glissements gravitaires affectent notamment le flanc nord, c'est-à-dire le flanc libre, sous l'action conjuguée de la pression magmatique et de la gravité.

Or, nous avons remarqué qu'un tel blocage pouvait difficilement être invoqué dans le cas du Mont St Helens. Par contre, il se produit effectivement lorsque l'un des flancs du volcan s'appuie sur un édifice plus ancien et stable, comme le Piton de la Fournaise sur le Piton des Neiges (voir carte sur fig. 3.14) ou le Kilauea sur le Mauna Loa (voir carte sur figure 3.5).

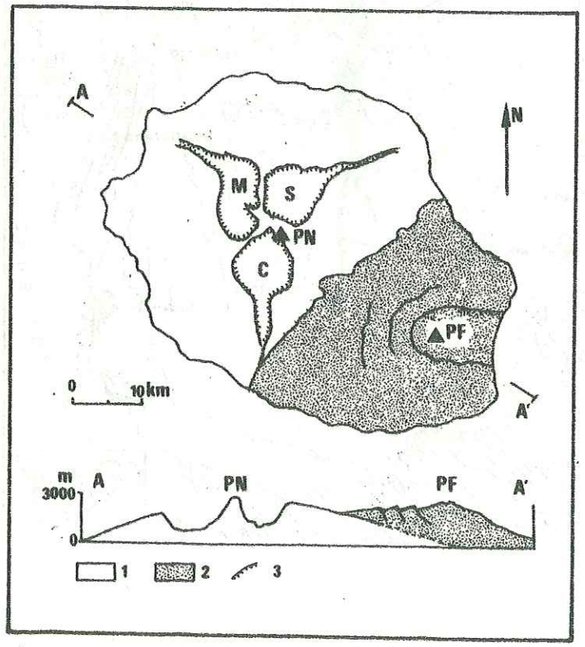


Figure 3.14 : Carte géologique simplifiée de l'Ile de la Réunion (d'après CHEVALLIER et VATIN-PERIGNON, 1982). 1 : séries du Piton des Neiges (PN). 2 : séries du Piton de la Fournaise (PF). 3 : remparts des cirques de Mafate (M), Cilaos (C) et Salazie (S).

Les résultats de la modélisation confirmeraient alors l'hypothèse avancée par SWANSON et al. (1976) sur le cas du Kilauea, hypothèse qui pourrait aussi bien s'appliquer au cas du Piton de la Fournaise. Elle est schématisée sur la figure 3.15 : le blocage du flanc ouest par le Piton des Neiges formant contrefort pourrait bien être à l'origine de la déstabilisation du flanc est, résultat de l'influence simultanée de la gravité et de la montée de lave dans le conduit d'alimentation du volcan.

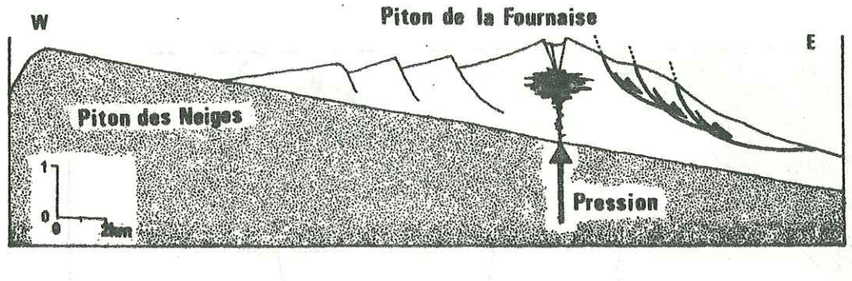


Figure 3.15 : Représentation schématique des relations liant Piton des Neiges (surface en pointillés) et Piton de la Fournaise, pouvant être à l'origine des glissements observés du flanc est de ce dernier.

II.2.2.2. Origine de la géométrie des rift-zones

Nous avons vu que, d'après FISKE et JACKSON (1972), la forme arquée des rift-zones du Kilauea serait due à un calquage sur celles du Mauna Loa. Or cette théorie ne paraît pas applicable au cas du Piton de la Fournaise pour la simple raison que l'étude volcano-structurale de CHEVALLIER et VATIN-PERIGNON (1982) a montré que le Piton des Neiges était plutôt un volcan central et ne possèdait donc pas de rift-zone bien marquée. Sa topographie n'était donc probablement pas en forme de croissant, et la mise en place des dikes du Piton de la Fournaise dans des rift-zones arquées vers le nord-est et le sud-est ne peut être le résultat d'un simple effet de la géométrie du Piton des Neiges, de "l'effet d'édifice" de FISKE et JACKSON.

Par contre, le volcan ancien peut influencer la mise en plan des rift-zones du volcan récent, par le simple fait qu'il joue le rôle d'un contrefort et en bloque l'un des flancs. En supposant toujours qu'on puisse appliquer au Piton de la Fournaise les résultats des modèles du Mont St Helens, on pourrait expliquer

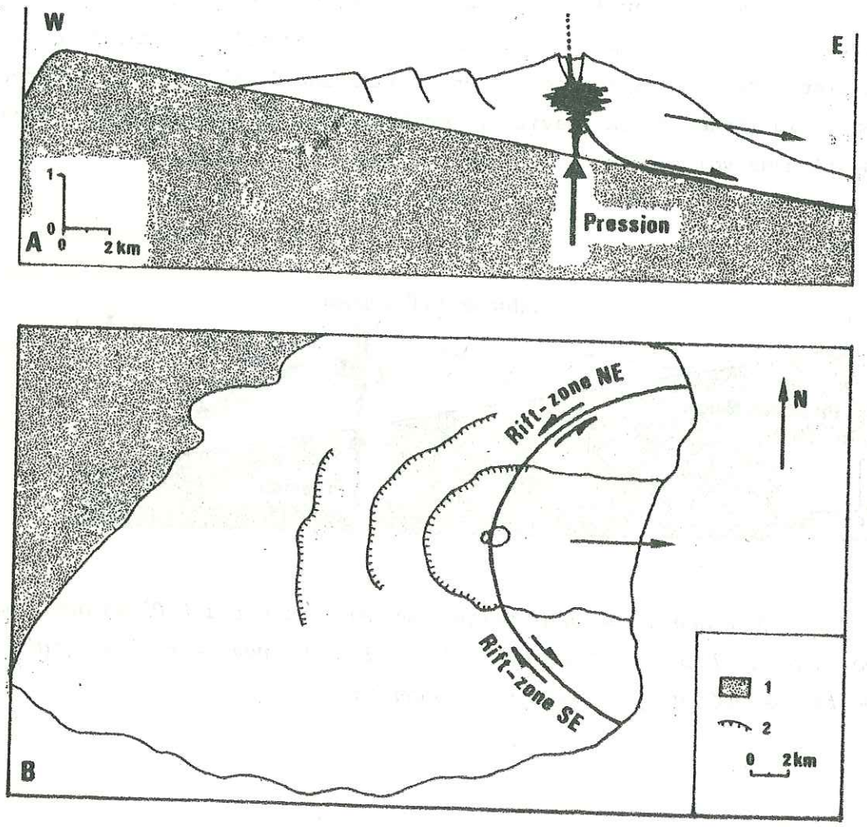


Figure 3.16 : Représentation schématique du Piton de la Fournaise, montrant comment le blocage de son flanc ouest pourrait être à l'origine de la concentration des fissures émissives dans les rift-zones. A. Coupe schématique est-ouest du flanc est du Piton des Neiges (surface en pointillés) et du Piton de la Fournaise ; la montée en pression dans la cheminée axiale pourrait être à l'origine d'un grand glissement affectant le flanc libre. B. Carte schématique du Piton de la Fournaise ; les rift-zones pourraient correspondre à l'intersection de la loupe de glissement avec la surface du volcan ; 1 : séries du Piton des Neiges ; 2 : séries du Piton de la Fournaise.

ainsi la disposition particulière des fractures émissives (figure 3.16).
En montant dans la cheminée axiale, la lave pousse le flanc libre (flanc est) dans de grands déplacements gravitaires sur une classique loupe de glissement ; on peut même supposer qu'en profondeur, ces mouvements empruntent le plan de faiblesse formé par l'interface entre les deux édifices volcaniques (figure 3.16A). L'intersection de cette loupe avec la surface dessine donc un arc (figure 3.16B) marqué par une série de fractures ouvertes disposées en échelons. A partir de la cheminée centrale, la lave peut alors emprunter ces fractures ouvertes pour produire des éruptions latérales. On voit ainsi apparaître un réseau de fractures émissives groupées sur une même ligne arquée passant par le sommet, soit une rift-zone.

Par la suite, toute nouvelle intrusion de lave dans ce rift pousse le flanc libre en glissement, comme l'ont expliqué JACKSON et al. (1976) pour le Kilauea. La dissymétrie de l'édifice et la tendance au regroupement des fractures dans la rift-zone arquée sont donc encore accentuées. On peut remarquer ainsi que le développement des rift-zones en forme d'arc s'auto-amplifie.

-CONCLUSION GENERALE-

I. LES MODELES EN BLOCS DU MONT ST HELENS : BILAN

Cette méthode contribue à faire progresser la modélisation des déformations d'édifices volcaniques, en intégrant une partie de la complexité du comportement mécanique réel de ces structures : la topographie, et surtout les discontinuités préexistantes y sont en effet prises en compte.

Toutefois, les modèles présentés ici demeurent encore extrèmement simples par rapport aux édifices naturels qu'ils veulent simuler. Parmi ces simplifications, on peut citer notamment le fait que tous nos modèles ne soient que bi-dimensionnels alors que le caractère tri-dimensionnel de l'éruption du Mont St Helens était assez prononcé. De même, nous n'avons pas tenu compte de la présence de fluides dans un édifice qui, d'après de nombreux auteurs (MOORE et SISSON, 1981), était pourtant fortement saturé en eau. Enfin, l'effet de l'augmentation de la température à proximité de l'intrusion magmatique, où elle pouvait dépasser 900° C (d'après EICHELBERGER et HAYES, 1982), n'a pas non plus été considérée. Il faut toutefois noter que la prise en compte des pressions de fluides ou des effets de température, ne poserait aucun problème technique dans une modélisation par la méthode BLOC.

Malgré ces simplifications, les résultats des modèles à faible coefficient de frottement montrent une remarquable analogie avec les déformations observées au Mont St Helens avant l'explosion du 18 mai 1980. Il faut même souligner que nous avons obtenu ces résultats sans a priori sur les propriétés mécaniques des matériaux, donc en ne privilégiant aucun glissement sur aucun joint en particulier.

Les traits principaux du schéma de déformation réel du volcan ont été retrouvés :

(1) très faibles déformations du flanc sud,

(2) effondrement d'un graben sommital, avec extension tardive de ce graben vers le nord,

(3) bombement, par forts déplacements subhorizontaux, du flanc nord.
De même, les modes de rupture des modèles sollicités par une pression de lave combinée à une accélération sismique, sont tout-à-fait comparables au mode de rupture réel du volcan le 18 mai 1980, par grand glissement gravitaire du flanc nord.

De ces similitudes, on peut tirer un certain nombre de conclusions :

1. Cette méthode de modélisation par BLOC se base sur l'hypothèse de la prépondérance du rôle mécanique des discontinuités (les fractures), sur celui joué par les déformations internes des matériaux (les blocs).
Cette hypothèse semble bien se vérifier dans le cas de l'éruption de 1980 du Mont St Helens. Si ces modèles avaient été réalisés par une méthode du type éléments finis, en supposant l'édifice parfaitement continu, un calcul du champ de contraintes dans l'édifice aurait peut-être permis de prévoir la naissance des fractures encadrant le graben. Mais une telle méthode n'aurait jamais pu modéliser des déplacements relatifs le long de ces fractures, c'est-à-dire l'effondrement du graben. La méthode BLOC se révèle donc beaucoup mieux adaptée pour modéliser les champs de déplacements de surface discontinus qui ont caractérisé les déformations du Mont St Helens.

2. La similitude entre déplacements réels et déplacements modélisés en soumettant la structure à une montée en pression, montre que l'hypothèse selon laquelle la source des déformations observées de mars à mai 1980 était une intrusion magmatique, était juste.

3. Les résultats des modèles n^{os} 2 et 3, et leur comparaison avec les observations, montrent que le blocage d'une partie du flanc sud (introduit dans le modèle n° 2), pouvait aussi bien être à l'origine de la dissymétrie observée entre les comportements des flancs nord et sud du volcan, que la mise en place non-axiale de l'intrusion de lave dans le volcan (intrusion dans le flanc nord, simulée dans le modèle n° 3). Dans le cas du Mont St Helens, cette seconde hypothèse parait toutefois plus vraisemblable.
La première peut par contre tout-à-fait s'appliquer au cas des volcans appuyés sur un édifice plus ancien, puisque le résultat d'une telle situation est le blocage de l'un de leurs flancs. C'est le cas notamment du Kilauea (Hawaii) et du Piton de la Fournaise (La Réunion). Les observations réalisées sur ces deux volcans concordent alors assez bien avec les résultats de nos modèles, puisque plusieurs auteurs ont mis en évidence des instabilités gravitaires affectant leurs flancs libres. On explique ainsi l'association entre glissements de flancs libres et rift-zones en arc qui s'auto-induisent.

4. Le coefficient de frottement sur les discontinuités du Mont St Helens était certainement plus proche de 0.5 que de 1. En effet, pour cette dernière valeur, ni le processus de déformations de surface (gonflement général), ni le mode de rupture (éclatement sommital) ne correspondent aux observations. Nous avons montré que les simplications faites dans les modèles (bi-dimensionnalité et absence de pression de fluides), avaient des effets opposés sur le calcul de cette valeur, qui pouvaient se compenser.

5. Nos modèles montrent que le glissement gravitaire du flanc nord, qui est à l'origine de l'éruption, aurait très bien pu se produire par simple montée en pression magmatique. Mais, dans ce cas, cette rupture aurait été annoncée par l'accélération des déplacements du flanc nord. Or, ceci n'a pas été observé au Mont St Helens, puisque le séisme du 18 mai est venu interrompre ce processus de déstabilisation progressive. Nous avons alors vérifié qu'une montée en pression jusqu'à un état encore stable, suivie d'une accélération sismique, produisait bien le même type de glissement.

On peut remarquer toutefois que l'analogie entre déplacements mesurés et modélisés n'est pas vraiment parfaite, puisque les calculs donnent des résultats sensiblement plus faibles que ce qui a été mesuré sur le volcan. Nous avons mentionné deux causes possibles d'un tel écart : soit un défaut intrinsèque à la méthode (blocs non déformables, ou hypothèse des petits déplacements), soit une trop grande simplification du trajet de chargement appliqué (négligeant l'essaim de séismes précurseurs).

II. DE L'INTERET DES MESURES DE DEPLACEMENTS

Nous avons utilisé les résultats de nos modèles pour tenter de vérifier s'il était bien possible d'obtenir des indications sur la structure interne d'un volcan, par l'étude des déplacements de surface.

Plusieurs exemples nous ont montré que lorsque les discontinuités d'un édifice volcanique sont prises en compte, on ne peut plus établir de lien très clair entre la position de la poche magmatique en profondeur et celle du centre d'inflation en surface. Nous avons en effet pu observer des translations

de ces centres alors que le point d'application de la pression en profondeur restait parfaitement fixe ; inversement ce point d'application pouvait se déplacer sans produire aucun déplacement correspondant du centre d'inflation en surface.

Seul le modèle à fort coefficient de frottement, qui conserve par conséquent un comportement assez élastique, montre des déplacements de surface reflètant bien les déplacements du point d'application de la pression en profondeur. Par contre, si le frottement est faible, un tel résultat n'est visible que dans les zones peu déformées (donc peu "plastifiées"). Il faut alors être capables de mesurer des déplacements d'amplitude millimétrique afin de détecter les modifications de trajectoires dues aux modifications de la sollicitation.

L'amélioration des techniques géodésiques de mesures de déformations à la surface des volcans doit donc être menée simultanément dans deux directions opposées :

1. Il faut développer des techniques précises de mesures de déplacements faibles, pour accéder à une meilleure connaissance des structures internes, donc dans une optique de recherche fondamentale.

2. Il ne faut, bien sûr, pas négliger les techniques de mesures de grands déplacements, et particulièrement les mesures en continu, afin de détecter toute accélération de ces déplacements annonçant une rupture imminente, ceci dans une optique de surveillance et de prévision des éruptions volcaniques.

III. PERSPECTIVES

Pour terminer, il nous faut rappeler que cette simulation des déformations du Mont St Helens n'a été possible que grâce à l'exceptionnelle quantité et qualité des données dont nous disposions sur cette éruption.

L'insuffisance, ou même souvent l'absence de telles données, concernant notamment la structure de l'édifice, rendrait impossible le même travail sur tout autre volcan. La simulation "en temps réel" des déformations d'un volcan en crise, comme la prévision des éruptions, resteront donc des buts forts lointains, tant que la structure des édifices ne sera pas mieux connue. Heureusement, le potentiel des méthodes capables d'améliorer cet état de fait, comme les méthodes géophysiques, est grand.

Dans l'état actuel des connaissances, et maintenant que ses capacités ont été confirmées sur l'exemple du Mont St Helens, la modélisation par BLOC devrait plutôt servir sur des exemples plus synthétiques et simples :

1. à guider la recherche volcanologique, par exemple en mettant en évidence l'importance d'un paramètre comme le coefficient de frottement, qui n'était pas soupçonnée jusqu'alors ;

2. à vérifier la compatibilité des hypothèses émises par les spécialistes (sur les structures, les scénarios d'éruption...) avec les lois universelles de la mécanique telles qu'elles sont introduites dans le modèle.

- B I B L I O G R A P H I E -

AKI K., CHRISTOFFERSON A. et HUSEBYE E.S. (1977) : Determination of the three-dimensional seismic structure of the lithosphere. J. Geophys. Res., 82, 277-296.

AKI K. et KOYANAGI R. (1981) : Deep volcanic tremor and magma ascent mechanism under Kilauea, Hawaii. J. Geophys. Res., 86, 7095-7109.

ALLARD P. et SABROUX J.C. (1981) : Un an après l'explosion du Mont Saint Helens. La Recherche, 12, n° 123, p. 756-759.

ANDERSON E.M. (1936) : The dynamics of the formation of cone-sheets, ring-dykes and cauldron subsidence . Roy. Soc. Edinburgh Proc., 56, 128-157.

ANDO M. (1979) : The Hawaii earthquake of November 29, 1975 : low dip angle faulting due to forceful injection of magma. J. Geophys. Res., 84, 7616-7626.

BACHELERY P. et CHEVALLIER L. (1982) : Carte volcano-tectonique du Massif de la Fournaise au 1/50000. Notice explicative.

BACHELERY P., CHEVALLIER L. et GRATIER J.P. (1983) : Caractères structuraux des éruptions historiques du Piton de la Fournaise (Ile de la Réunion). C.R. Acad. Sc. Paris, II, 296, 1345-1350.

BACHELERY P. et MONTAGGIONI L.F. (1983) : Morphostructure du flanc oriental du volcan de la Fournaise, île de la Réunion (Océan Indien). C.R. Acad. Sc. Paris, II, 297, 81-84.

BOUDON J. (1976) : Application de la méthode des Eléments Finis à l'approche mécanique d'un phénomène tectonique : le poinçonnement. Thèse de docteur-ingénieur, Université de Grenoble, 83 p.

BOUDON J. (1983) : Modèle mécanique d'un édifice volcanique par blocs. Etude de pré-faisabilité. Bull. PIRPSEV n° 67, 15-56.

BOUDON G., VINCENT P.M. et SEMET M.P. (1984) : Les stades d'édification du volcan de la Grande Découverte (Soufrière de Guadeloupe). Colloque "Prévision et Surveillance des Eruptions Volcaniques", Clermont-Ferrant.

BOYER K., PHAM VAN NGOC, THUME P. et AINARDI J.L. (1983) : Etude des zones fissurales au sud du cratère central par profilage tellurique-tellurique et détection des réservoirs magmatiques par sondage MT profond. Bull. PIRPSEV n° 70.

CAMUS G. et VINCENT P.M. (1983) : Un siècle pour comprendre l'éruption du Krakatoa. La Recherche, 149, 1452-1457.

CHADWICK W.W., SWANSON D.A., IWATSUBO E.Y., HELIDER C.C. et LEIGHLEY T.A. (1983) Deformation monitoring at Mount St. Helens in 1981 and 1982. Science, 221, p. 1378-1380.

CHEVALLIER L. et BACHELERY P. (1981) : Evolution structurale du volcan actif du Piton de la Fournaise, Ile de la Réunion, Océan Indien Occidental. Bull. Volcanol., 44, 723-741.

CHEVALLIER L. et VATIN-PERIGNON N. (1982) : Volcano-structural evolution of Piton des Neiges, Reunion Island, Indian Ocean. Bull. Volcanol., 45-4, 285-298.

CHEVALLIER L. et GRATIER J.P. (1983) : Caractères structuraux des éruptions historiques du Piton de la Fournaise. Bull. PIRPSEV n° 67, 4-13.

CHOUET B., KOYANAGI R. et AKI K. (1985) : The origin of volcanic tremor. Part II theory and discussion. U.S. Geol. Surv. Prof. Pap. 1350, 1-39.

CHRISTIANSEN R.L. et PETERSON D.W. (1981) : Chronology of the 1980 eruptive activity. U.S. Geol. Surv. Prof. Pap., 1250, 17-30.

COLLECTIF (1984) : Monitoring activities at Mount St Helens and other Cascade Volcanoes. Earthquake Information Bulletin, vol. 16,2 ; U.S. Gov. Printing Office, Washington.

CONSENTINO M., LOMBARDO G., PATANE G., SCHICK R. et SHARP A.D.L. (1982) : Seismological researches on Mount Etna : state of art and recent trends. Mem. Soc. Geol. It., 23, 159-202.

CORNET F.H. (1985) : Percolation forcée des fluides dans un massif rocheux ; application à la volcanologie et à la géothermie. Cours à l'école d'été "Volcanisme et Géothermie", St Denis de La Réunion .

COSTET J. et SANGLERAT G. (1969) : Cours pratique de mécanique des sols. Dunod Ed., Paris.

CROSSON R.S. et ENDO E.T. (1981) : Focal mechanisms of earthquakes related to the 29 November 1975 Kalapana, Hawaii, earthquake : the effect of structure models. Bull. Seism. Soc. Am., 71, 713-729.

CUNDALL P.A. (1974) : Rational design of tunnel supports : a computer model for rock mass behavior using interactive graphics geometrical data. Department of Civil and Mineral Engineering, University of Minneapolis, Minnesota .

DAVIS P.M., HASTIE L.M. et STACEY F.D. (1974) : Stresses within an active volcano, with particular reference to Kilauea. Tectonophysics, 22, 355-362.

DENLINGER J.H. et DECKER R.W. (1975) : Finite element modeling of surface deformation associated with volcanism. J. Geophys. Res., 80, 4094-4102.

DUFFIELD W.A., STIELTJES L. et VARET J. (1982) : Huge landslide blocks in the growth of Piton de la Fournaise, La Reunion, and Kilauea volcano, Hawaii. J. Volc. Geotherm. Res., 12, 139-142 .

DVORAK J., OKAMURA A. et DIETERICH J.H. (1983) : Ananlysis of surface deformation data, Kilauea volcano, Hawaii, October 1966 to September 1970. J. Geophys. Res., 88, 9295-9304 .

DZURISIN D., WESTPHAL J.A. et JOHNSON D.J. (1983) : Eruption prediction aided by electronic tiltmeter data at Mount St Helens. Science, 221, p. 1381-1382.

ELLSWORTH W.L. et KOYANAGI R.Y. (1977) : Three-dimensional crust and mantle structure of Kilauea Volcano, Hawaii. J. Geophys. Res., 82, 5379-5394.

ENDO E.T., MALONE S.D., NOSON L.L. et WEAVER C.S. (1981) : Locations, magnitudes and statistics of the March 20-May 18 earthquake sequence. U.S. Geol. Surv. Prof. Pap., 1250, 93-107.

FERRICK M., QAMAR A. et ST. LAWRENCE W.F. (1982) : Source mechanism of volcanic tremor. J. Geophys. Res., 87, 8675-8683.

FINDLEY R. (1981) : Mount Saint-Helens aftermath : mountain that was and will be. National Geographic, 160, 6.

FISKE R.S. et KINOSHITA W.T. (1969) : Inflation of Kilauea volcano prior to its 1967-1968 eruption. Science, 165, 341-349.

FISKE R.S. et JACKSON E.D. (1972) : Orientation and growth of Hawaiian volcanic rifts : the effect of regional structure and gravitational stress. Proc. Roy. Soc. London, A, 329, 299-326.

FURUMOTO A.S. (1978) : Nature of the magma conduit under the east rift-zone of Kilauea Volcano, Hawaii. Bull. Volcanol., 41-4, 435-453.

GERARD A., LESQUER A., LACHAUD J.C., LOUIS P. et MENNECHET C. (1980) : Etude gravimétrique de la moitié Sud-Est de l'Ile de la Réunion. C.R. Acad. Sc. Paris, 290,B, 139-142.

GOT J.L. (1985) : Etude de doublets sur les flancs du Kilauea. Mémoire de DEA, IRIGM, Université de Grenoble.

GRASSO J.R. (1981) : Inversion des anomalies de propagation des ondes sismiques : inverse stochastique et programmation linéaire. Application aux Nouvelles Hébrides (zone de subduction) et aux Pyrénnées (Arudy). Thèse docteur-ingénieur. Université de Grenoble.

GUEST J.E. et DUNCAN A.M. (1981) : Internal plumbing of Mount Etna. Nature, 290, 584-586.

GUSSMANN P. (1982) : Kinematical elements for soils and rocks, in Procedings of the 4th International Conference on Numerical Methods in Geomechanics (ed. Z. Einsenstein), Edmonton, Canada.

HILL D.P. (1969) : Crustal structure of the island of Hawaii from seismic refraction measurements. Bull. Seism. Soc. Am., 59, 101-130.

HOVLAND H.J. (1977) : Three-dimensional slope stability analysis method. J. Geotech. Engng Div. Am. Soc. Civ. Engrs, 103, GT9, 971-987.

IDRISS I.M. et SEED H.B. (1967) : Response of earth banks during earthquakes. J. Soil Mech. Fdns Div. Am. Soc. Civ. Engrs, 93, SM3, 61-82.

JACHENS R.C., RANDALL SPYDELL D., STEPHEN PITTS G., DZURISIN D. et ROBERTS C.W. (1981). Temporal gravity variations at Mount St Helens, March-May 1980. U.S. Geol. Surv. Prof. Pap., 1250, 175-181.

JACKSON D.B. et LENAT J.F. (1982) : Infrastructure des "rift-zones" des volcans Kilauea et Hualalai (Hawaii) d'après les données aéromagnétiques et de polarisation spontanée (P.S.). 9e RAST, Paris 1982.

JACKSON D.B., LENAT J.P., TALIBART A. et BACHELERY P. : Piton de la Fournaise, Isle de la Reunion, and Kilauea Volcano, Hawaii : are they analogs ? (abstract). EOS Trans. A.G.U., 64, 45, 905.

JOHNSTON M.J.S., MUELLER R.J. et DVORAK J. (1981) : Volcanomagnetic observations during eruptions, May-August 1980. U.S. Geol. Surv. Prof. Pap., 1250, 183-189.

JULIEN P. et BONNETON J.R. (1985) : Etude structurale et mesures de déformations à la Soufrière de Guadeloupe. Bull. PIRPSEV n° 91.

KASSER M. (1984) : Le GEORAN II. Colloque "Prévision et Surveillance des Eruptions Volcaniques". Clermont-Ferrand, décembre 1984.

KASSER M. (1985) : Les mesures de déformation de surface. Ecole d'été "Volcanisme et Géothermie", St-Denis de la Réunion, Juillet 1985.

KAWAI T. (1980) : Some considerations on the finite element method. Int. J. num. Meth. Engng, 16, 81-120.

KIEFFER G. (1975) : Sur l'existence d'une "rift-zone" à l'Etna (Sicile). C.R. Acad. Sc. Paris, 280, D, 263-266.

KIEFFER G., TRICOT B. et VINCENT P. (1977) : Une éruption inhabituelle (av. 77) du Piton de la Fournaise (Ile de la Réunion), ses enseignements volcanologiques et structuraux. C.R. Acad. Sc. Paris, 285, D, 957-960.

KIEFFER G. (1983) : L'évolution structurale de l'Etna (Sicile) et les modalités de contrôle tectonique et volcano-tectonique de son activité. Faits et hypothèses après les éruptions de 1978 et 1979. Revue de géographie physique et géologie dynamique, 24, 2, 129-152.

KIEFFER H.H., FRANK D. et FRIEDMAN J.D. (1981) : Thermal infrared surveys at Mount St Helens. Observations prior to the eruption of May 18. U.S. Geol. Surv. Prof. Pap., 1250, 257-277.

KOIDE H. et BHATTACHARJI S. (1975) : Formation of fractures around magmatic intrusions and their role in ore localization. Economic Geology, 70, 781-799.

LAMY B. (1984) : Modèle numérique de milieu tridimensionnel hétérogène fissuré. Rapport de stage chez Coyne & Bellier, Ecole Centrale de Paris.

LECOINTRE J. (1984) : Sur le mode de formation des caldéras (abstract). 10e RAST, Bordeaux, 1984.

LENAT J.F. et AUBERT M. (1980) : Structure du volcan du Piton de la Fournaise d'après le magnétisme : une illustration de l'analyse des données magnétiques en domaine volcanique. Bull. PIRPSEV n° 21.

LENAT J.F. (1981) : Rapport de mission au Hawaiian Volcano Observatory. Bull. d'inf. PIRPSEV n° 1.

LENAT J.F. et JACKSON D. (1981) : Structure of Kilauea Middle East rift-zone from magnetics : preliminary results. Bull. d'inf. PIRPSEV n° 1.

LIPMAN P.W., MOORE J.G. et SWANSON D.A. (1981) : Bulging of the north flank before the May 18 eruption. Geodetic data. U.S. Geol. Surv. Prof. Pap., 1250, 143-155.

LLIBOUTRY L. (1985) : Modèles et révolution en Sciences de la Terre. La Recherche, 163, 272-278.

MAC DONALD G.A. (1972) : Volcanoes. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey.

MALONE S.D., BOYKO C. et WEAVER C.S. (1983) : Seismic precursors to the Mount St Helens eruptions in 1981 and 1982. Science, 221, pp. 1376-1378.

MOGI K. (1958) : Relations between the eruptions of various volcanoes and the deformation of the ground surfaces around them. Bull. Earthquake Res., Inst. Tokyo Univ., 36, 99-134.

MOORE J.G. et ALBEE W.C. (1981) : Topographic and structural changes, March-July 1980. Photogrammetric data. U.S. Geol. Surv. Prof. Pap., 1250, 123-134.

MOORE J.G. et SISSON T.W. (1981) : Deposits and effects of the May 18 pyroclastic surge. U.S. Geol. Surv. Prof. Pap. 1250, 421-438.

MORGENSTERN N.R. et PRICE V.E. (1965) : The analysis of the stability of general slip surfaces. Geotechnique, 15, 79-93.

MULLINEAUX D.R. et CRANDELL D.R. (1981) : The eruptive history of Mount St Helens. U.S. Geol. Surv. Prof. Pap., 1250, 3-15.

MURASE T. et MAC BIRNEY A.R. (1973) : Properties of some common igneous rocks and their melts at high temperatures. Geol. Soc. Am. Bull., 84, 3563-3592.

MURRAY J.B. (1982) : Les déformations de l'Etna à la suite de l'éruption de Mars 1981. Bull. PIRPSEV n° 57.

MURRAY J.B. et GUEST J.E. (1982) : Vertical ground deformation of Mount Etna, 1975-1980. Geol. Soc. Am. Bull., 93, 1160-1175.

MURRAY J.B. et PULLEN A.D. (1985) : Three-dimensional model of the feeder conduit of the 1983 eruption of Mt. Etna volcano from ground deformation measurements. Bull. PIRPSEV n° 103.

NERCESSIAN A., HIRN A. et TARANTOLA A. (1984) : Three-dimensional seismic transmission prospecting of the Mont Dore Volcano, France. Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 76, 307-316.

NEWMARK N.M. (1965) : Effects of earthquakes on dams and embankments. Geotechnique, 15, 139-160.

PAUL A. (1983) : Application de la méthode BLOC à l'étude de stabilité des versants d'édifices volcaniques. Bull. PIRPSEV n° 80.

PAVONI N. (1961) : Faltung durch horizontalverschiebung. Eclogae Geol. Helv., 54, 515-534.

PHAM VAN NGOC, BOYER D. et KIEFFER G. (1980) : Sur l'existence d'une zone de forte conductivité électrique en relation avec les éruptions sur le versant Nord-Est de l'Etna (Sicile). C.R. Acad. Sc. Paris, 290, D.

PHAM VAN NGOC et BOYER D. (1981a) : Etude des propriétés électriques des roches et de la structure profonde de l'Etna par les méthodes géoélectriques. Bull. PIRPSEV n° 14.

PHAM VAN NGOC et BOYER D. (1981b) : Etude des propriétés électriques des zones de risques volcaniques sur le Piton de la Fournaise. Bull. PIRPSEV n° 19.

PHAM VAN NGOC, BOYER D. et KIEFFER G. (1982) : Sur la structure interne profonde d'un secteur du flanc Sud de l'Etna et sa relation avec l'évolution structurale du volcan sicilien. C.R. Acad. Sc. Paris, II, 295, 891-894.

PHILLIPS W.J. (1974) : The dynamic emplacement of cone sheets. Tectonophysics, 24, 69-84.

POLLARD D.D., DELANEY P.T., DUFFIELD W.A., ENDO E.T. et OKAMURA A.T. (1983) : Surface deformation in volcanic rift-zones. Tectonophysics, 94, 541-584.

POUYET P., PICAUT J., COSTAZ J.L. et DULAC J. (1983) : "Bloc" program for elastoplastic calculation of fissured media. 7th Structure Mechanics in Reactor Technology, Chicago.

RAMSAY J.G. (1967) : Folding and fracturing of rocks. Mc Graw-Hill, Inc., New York.

ROBIN C., CAMUS G., CANTAGREL J.M., GOURGAUD A., MOSSAND P., VINCENT P., AUBERT M., DOREL J., et MURRAY J.B. (1984) : Les volcans de Colima (Mexique). Bull. PIRPSEV n° 87.

RUNDLE J.B. et WHITCOMB J.H. (1984) : A model for deformation in Long Valley, California, 1980-1983. J. Geophys. Res., 89, 9371-9380.

RYAN M.P., KOYANAGI R.Y. et FISKE R.S. (1981) : Modeling the three-dimensional structure of macroscopic magma transport systems : application to Kilauea Volcano, Hawaii. J. Geophys. Res., 86, 7111-7129.

RYAN M.P., BLEVINS J.Y.K., OKAMURA A.T. et KOYANAGI R.Y. (1983) : Magma reservoir subsidence mechanics : theoritical summary and application to Kilauea Volcano, Hawaii. J. Geophys. Res., 88, 4147-4181.

SANDERS C.O. (1984) : Location and configuration of magma bodies beneath Long Valley, California, determined from anomalous earthquake signals. J. Geophys. Res., 89, 8287-8302.

SASSI W. (1985) : Analyse numérique de la déformation cassante. 1 : introduction de paramètres physiques dans l'analyse de population de failles striées ; 2 : simulation numérique par la méthode aux éléments distincts. Thèse de 3ème cycle, Université Paris XI.

SAVAGE M.K. et MEYER R.P. (1983) : Aftershocks of an M_L = 4.2 earthquake on the Island of Hawaii (abstract). EOS Trans. A.G.U. 64, 45, 901.

SEED H.B. et MARTIN G.R. (1966) : The seismic coefficient in earth dam design. J. Soil Mech. Fdns Div. Am. Soc. Civ. Engrs, 92, SM3, 25-28.

SEIDL D., SCHICK R. et RIUSCETTI M. (1981) : Volcanic tremors at Etna : a model for hydraulic origin. Bull. Volcanol., 44, 43-56.

SHARP A.D.L., DAVIS P.M. et GRAY F. (1980) : A Low Velocity Zone beneath Mount Etna and magma storage. Nature, vol. 287, 16 October 1980.

SPENCER E. (1967) : Method of analysis of the stability of embankments assuming parallel interslices forces. Geotechnique, 17, 1.

SWANSON D.A., DUFFIELD W.A. et FISKE R.S. (1976) : Displacement of the south flank of Kilauea volcano : the result of forceful intrusion of magma into the rift zones. U. S. Geol. Surv. Prof. Pap., 963, 39 p.

SWANSON D.A., CASADEVALL T.T., DZURISIN D., MALONE S.D., NEWHALL C.G. et WEAVER C.S. (1983) : Predicting eruptions at Mount St Helens, June 1980 through December 1982. Science, 221, 1369-1375.

THOMAS P. (1984) : Etudes microtectoniques du volcan de la Fournaise (Ile de la Réunion). Colloque "Prévision et Surveillance des Eruptions Volcaniques". Clermont-Ferrand, décembre 1984.

VINCENT P.M. (1961) : Les volcans tertiaires et quaternaires du Tibesti Occidental et Central (Sahara du Tchad). Bull. BRGM, 23, 307 p.

VINCENT P.M. et KIEFFER G. (1978) : Hypothèse sur la structure et l'évolution du Piton de la Fournaise (Ile de la Réunion) après les éruptions de 1977 6ème RAST, Orsay.

VOIGHT B. (1981) : Time-scale for the first moments of the May 18 eruption. U.S. Geol. Surv. Prof. Pap. 1250, 69-86.

VOIGHT B., GLICKEN H., JANDA R.J. et DOUGLASS P.M. (1981) : Catastrophic rockslide avalanche of May 18. U.S. Geol. Surv. Prof. Pap. 1250, 347-377.

VOIGHT B., JANDA R.J., GLICKEN H. et DOUGLASS P.M. (1983) : Nature and mechanics of the Mount St Helens rockslide-avalanche of 18 May 1980. Geotechnique, 33, 243-273.

WALSH J.B. et DECKER R.W. (1971) : Surface deformation associated with volcanism. J. Geophys. Res., 76, 3291-3202.

WILLIAMS H. et Mc BIRNEY A.R. (1979) : Volcanology. Freeman, Cooper and Co, San Francisco, Calif., 397 p.

YOKOHAMA I. (1974) : Crustal deformation associated with volcanic activities. Tectonophysics, 23, 349-360.

ZUCCA J.J et HILL D.P. (1980) : Crustal structure of the southeast flank of Kilauea Volcano, Hawaii, from seismic refraction measurements. Bull. Seism. Soc. Am., 70, 1149-1159.