



Surpressions de fluide et décollements. Modélisations analogique et numérique

Régis Mourgues

► To cite this version:

Régis Mourgues. Surpressions de fluide et décollements. Modélisations analogique et numérique. Tectonique. Université Rennes 1, 2003. Français. NNT : . tel-00007479

HAL Id: tel-00007479

<https://theses.hal.science/tel-00007479>

Submitted on 22 Nov 2004

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.

N° Ordre
de la thèse : **2967**

THESE

Présentée
DEVANT L'UNIVERSITE DE RENNES 1

pour obtenir
le grade de : **DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE RENNES 1**
Mention Sciences de la Terre

PAR
Régis MOURGUES

Equipe d'accueil : **Géosciences Rennes**
Ecole Doctorale : **Sciences de la Matière**
Composante universitaire : **U.F.R. Structure et propriétés de la Matière**

SURPRESSIONS DE FLUIDE ET DECOLLEMENTS
Modélisations analogique et numérique

SOUTENUE LE 17 Décembre 2003 devant la commission d'Examen

COMPOSITION DU JURY :

Olivier MERLE : Université de Clermont-Ferrand II – Rapporteur

Alfredo TABOADA : Université de Montpellier II – Rapporteur

Philippe DAVY : Université de Rennes 1- Examineur

Yuri PODLADCHIKOV : Université d'Oslo – Examineur

Pieter VAN RENSBERGEN : Université de Gand – Examineur

Peter COBBOLD : Université de Rennes 1 – Directeur de Thèse

David G. ROBERTS : BP – Membre invité

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1. Origine des surpressions de fluide.....	5
1.1 Les surpressions: un état d'équilibre transitoire.....	6
1.2 Mécanismes de génération des surpressions.....	7
1.2.1 Diminution du volume des pores.....	7
1.2.2 Variation du volume du fluide.....	9
1.2.3 Autres mécanismes.....	12
1.3 Exemples de profils de pression	13
1.4 Conclusion	15
Chapitre 2. Pressions de fluide, forces de courant et contraintes effectives.....	17
2.1 Description du milieu poreux saturé.....	17
2.2 Les contraintes du milieu poreux.....	20
2.2.1 Contraintes totale, fluide, squelettique et intergranulaire.....	20
2.2.2 Contraintes effectives	22
2.3 Equilibre des contraintes dans un milieu poreux saturé.....	28
2.3.1 Fluide à l'état hydrostatique - soulèvement hydrostatique.....	28
2.3.2 Fluide non hydrostatique - écoulement poral	32
2.3.3 Conclusion.....	36
2.4 Pression de fluide et cercle de Mohr.....	39
2.4.1 Représentation des états de contraintes totales et effectives	39
2.4.2 Effets d'une variation de pression de fluide sur les cercles de contraintes	40
2.5 Conclusion	43
Chapitre 3. Modélisation analogique avec fluide aux pores	45
3.1 Introduction.....	45
3.2 Théorie de la similitude	47
3.2.1 Les équations de la dynamique.....	48
3.2.2 Les équations de comportement	50
3.3 Expérimentation avec fluide aux pores.....	51
3.3.1 Dimensionnement d'un système avec fluide aux pores, implications et simplifications.	52
3.3.2 Matériaux utilisés	59
3.3.3 Dispositifs expérimentaux	71
3.4 Conclusion	74

Chapitre 4. Modélisation numérique : méthode des éléments distincts avec un fluide interstitiel	75
4.1 Introduction.....	75
4.2 La méthode des éléments distincts.....	78
4.2.1 Ecoles des corps déformables et indéformables	78
4.2.2 Forme des éléments	79
4.2.3 La détection des contacts.....	79
4.2.4 Forces aux contacts et déplacement des éléments	82
4.3 Couplage du modèle avec une phase fluide	92
4.3.1 Interaction fluide-particule	93
4.3.2 Résolution numérique.....	98
4.4 Visualisation des résultats.....	105
4.5 Conclusion	108
Chapitre 5. Modélisations de la déformation compressive en présence de surpressions de fluide	109
5.1 Les deux principaux modes d'accrétion des sédiments dans un prisme.....	111
5.2 Les modèles analytiques de prismes	113
5.2.1 Les premiers modèles	113
5.2.2 Les modèles visqueux.....	113
5.2.3 Modèles plastiques	114
5.2.4 Conclusion.....	116
5.3 Action mécanique des fluides dans le modèle de biseau critique	116
5.3.1 Paramètre λ et forces de courant	116
5.3.2 Surpressions et coefficients de friction effectifs.....	118
5.4 Distribution des pressions de fluide dans les prismes d'accrétion naturels.....	120
5.4.1 Origine des surpressions dans les prismes.....	120
5.4.2 Fluides et décollements	125
5.4.3 Conclusion.....	127
5.5 Modélisation analogique de la déformation compressive avec fluide aux pores.....	128
5.5.1 Les expériences de Cobbold et al. (2001).....	128
5.5.2 Nouveau dispositif.....	130
5.5.3 Expériences de compression avec fluide aux pores.....	133
5.5.4 Conclusion des expériences analogiques.....	150
5.6 Modélisation numérique de la déformation compressive avec fluide aux pores	150
5.6.1 Choix des paramètres des modèles.....	150
5.6.2 Configuration initiale.....	151
5.6.3 Expériences de compression avec fluide aux pores.....	160
5.6.4 Conclusion des simulations numériques.....	170
5.7 Conclusion	170
Chapitre 6. Modélisation analogique des glissements gravitaires engendrés par une surpression de fluide	173
6.1 Action des pressions de fluide dans la déstabilisation d'une pente	175
6.1.1 Modèle de pente infinie	175
6.1.2 Variations latérales de pression	179
6.1.3 Les glissements à 2 et 3 dimensions.....	179
6.2 Modélisation analogique de la zone en extension d'un glissement: propagation d'un décollement et failles normales listriques	180
6.2.1 Description des expériences	181
6.2.2 Propagation du décollement	184

Table des matières

6.2.3 Pendage des failles normales.....	186
6.3 Table à injection d'air et expériences tests de glissement.....	191
6.3.1 Les limites de l'ancien dispositif	191
6.3.2 Description de la table à injection d'air	193
6.3.3 Vérification du fonctionnement des injecteurs.....	195
6.3.4 Expériences tests de glissements.....	196
6.3.5 Conclusion.....	201
6.4 Rôle des suppressions de fluide et de la génération d'hydrocarbures sur la formation des structures gravitaires du delta de l'Amazonie	202
Chapitre 7. Etude numérique d'une déstabilisation de pente granulaire sous l'effet d'un gradient de pression et perspectives	223
7.1 Texture et chaînes de forces dans un milieu granulaire.....	224
7.2 Evolution d'un milieu granulaire horizontal vers la fluidisation.....	225
7.2.1 Description de l'expérience	225
7.2.2 Evolution de l'empilement.....	225
7.3 Milieu granulaire incliné soumis à un gradient de pression	233
7.4 Conclusion et perspectives.....	238
Conclusion générale	241
Bibliographie	244

Introduction générale

Dans tout contexte de déformation géologique, la présence de niveaux de décollement est nécessaire aux mouvements de la matière sur de longues distances. Ces zones aux propriétés mécaniques très particulières se retrouvent à la base des nappes de chevauchement ou des glissements gravitaires. Dans de nombreux cas, ces niveaux n'offrent que très peu de résistance aux cisaillements. La forme très aplatie de la plupart des prismes d'accrétion est ainsi une conséquence de l'efficacité de leur décollement basal. On observe également des glissements de sédiments sur les marges passives et les deltas à l'embouchure des grands fleuves. Or, pour qu'une masse puisse glisser sous l'effet de son propre poids et sur des pentes très faibles (0.5 à 5°), les frottements à la base doivent être pratiquement absents.

Les niveaux de décollement peuvent être de deux types:

un niveau à comportement ductile (évaaporites) qui accommode les mouvements de la couverture par une déformation continue. La résistance au cisaillement est alors fonction de la viscosité et de la vitesse de déformation. Pour les vitesses très lentes mises en jeu dans les processus tectoniques (quelques centimètres par an au maximum), des matériaux comme les évaaporites peuvent se déformer en n'exerçant pratiquement aucune résistance.

une discontinuité de type surface de glissement (interface incohérente entre deux niveaux fragiles). De très fortes pressions de fluide (surpressions) sont alors nécessaires pour réduire les frottements sur ces surfaces.

Dans ce travail de thèse, nous nous intéressons au fonctionnement des décollements du second type et en particulier à l'influence des surpressions de fluide qui les accompagnent généralement.

L'état de surpression caractérise les fluides interstitiels dont la pression est supérieure à celle d'un fluide dans l'état hydrostatique. Ces surpressions sont souvent associées aux bassins pétrolifères car ce sont dans ces zones qu'elles sont le plus étudiées en raison des difficultés qu'elles procurent lors des forages. Mais elles se rencontrent également dans bien d'autres environnements comme, par exemple, les prismes d'accrétion et les chaînes d'avant pays. Elles sont probablement présentes dans toutes les zones de déformation impliquant des sédiments de très faible perméabilité et résultent, pour la plupart, de la compaction des sédiments et de la génération d'hydrocarbures en profondeur.

C'est en 1959, qu' Hubbert et Rubey ont montré comment les pressions anormales favorisaient le déplacement des nappes chevauchantes. Leurs travaux reprenaient le concept de la contrainte effective développé quelques dizaines d'années plus tôt en mécanique des sols par Von Terzaghi et Paul Fillunger. Bien qu'il y ait eu quelques critiques après la parution de leur article, le rôle de ces surpressions est aujourd'hui largement admis et très souvent évoqué dans de nombreuses analyses tectoniques.

Depuis une vingtaine d'années, la modélisation analogique est devenue une technique de laboratoire très efficace pour l'étude des déformations géologiques. Cependant, elle n'a jamais pris en compte les effets mécaniques des fluides interstitiels. Les décollements sont toujours simulés par des couches de silicone visqueuse représentant des niveaux salifères. Les formations soumises à de fortes surpressions (ex: argiles) sont également supposées se déformer de manière ductile. Cette pratique est justifiée par l'observation de nombreuses lignes sismiques qui montrent d'épaisses formations d'argiles formant par exemple des diapirs à la manière de couches d'évaporites. Or, les progrès de la prospection sismique permettent aujourd'hui de révéler des niveaux de décollement qui prennent l'aspect de véritables traits de couteaux dans des argiles qui conservent leur stratification. Le comportement ductile n'est ainsi pas toujours justifié.

Cobbold et Castro (1999) ont montré que l'air pouvait être utilisé comme fluide interstitiel dans des modèles analogiques de sable et quelques expériences de déformation ont été réalisées en compression par Cobbold et al. (2001). L'un des enjeux de cette thèse est ainsi de poursuivre le développement de cette modélisation avec pression de fluide aux pores pour la rendre plus efficace et réaliste. Un travail important a ainsi consisté à améliorer la technique d'injection d'air et les conditions limites en terme de pression (chapitre 3). Nos efforts ont également porté sur la visualisation de la déformation qui était un des problèmes majeurs des expériences de Cobbold et al (2001).

Sur un plan théorique, les modèles analogiques nous ont révélé très tôt l'importance des gradients de pression de fluide sur les déformations. Nous nous sommes donc attachés à préciser leurs effets grâce à des expériences simples et une recherche bibliographique sur la notion de contrainte effective (chapitre 2). Nous montrons ainsi que les forces de courant (gradients de surpression) sont présentes dès qu'il y a des pressions anormales de fluide et qu'elles agissent comme une force de volume en modifiant l'intensité et l'orientation des contraintes principales. Ces notions fondamentales nous sont apparues assez cantonnées à la mécanique des sols de surface et très peu répandues en géologie. Pourtant, ce sont bien elles qui facilitent le fonctionnement des niveaux de décollement et qui sont, par exemple, responsables de la listricité de certaines failles. Ce travail a fait l'objet d'un article : Mourgues et Cobbold, 2003.

Face aux difficultés expérimentales rencontrées, nous avons également développé une méthode numérique originale qui consiste en un code d'éléments distincts partiellement couplé à un fluide aux pores (chapitre 4). Le choix de cette méthode numérique a été motivé par les résultats très récents de Burbidge et Braun (2002) qui abordent cette technique comme une alternative à une méthode plus classique d'éléments finis pour les déformations tectoniques. Réalisées dans des conditions très proches, les simulations numériques et analogiques peuvent être comparées.

Nous avons appliqué ces trois outils (théorique, analogique et numérique) à deux contextes de déformations: les prismes d'accrétion (chapitre 5) et les glissements gravitaires (chapitre 6). Pour chacun d'eux, nous précisons le rôle des forces de courant dans la stabilité et la déformation des édifices. Nous entreprenons ensuite la modélisation analogique en étant particulièrement attentifs à la distribution des pressions de fluide aux limites des systèmes. Pour les prismes d'accrétion, nous comparons nos modèles physiques à des simulations numériques réalisées dans des conditions analogues. Les expériences de glissements sont quant à elles appliquées aux déformations gravitaires mises en évidence dans le delta de l'Amazonie. La corrélation entre la forme du glissement, la distribution des pressions de fluide et la présence d'une roche mère en probable génération de gaz nous permet alors de préciser l'origine des surpressions dans ce delta.

Cet ouvrage a été scindé en 7 chapitres. Le premier sert d'introduction et précise brièvement les mécanismes de génération des surpressions. Le second porte sur les forces de courant et leurs relations avec la contrainte effective. Nous l'avons voulu le plus didactique possible car il nous paraît le plus important. La notion de force de courant sert ensuite de fil conducteur à la thèse. Au

chapitre 3, nous mettons en place la méthode analogique avec pression de fluide aux pores (dimensionnement, types de phénomènes simulés, matériaux utilisés, limites etc...) et au chapitre 4, la méthode numérique. Dans les chapitres 5 et 6, nous appliquons ces méthodes aux prismes et aux glissements. La dernière partie est une étude préliminaire placée à l'échelle du grain qui introduit les développements futurs et les perspectives apportées par notre méthode numérique concernant la déformation couplée de matériaux très divisés (fracturation, fluidisation et phénomènes d'injection dans les cheminées de gaz...).

L'article Mourgues et Cobbold (2003), qui reprend des démonstrations et expériences du chapitre 2 et 3 n'a pas été inséré pour éviter la redondance. Ses références sont les suivantes:

Mourgues R., Cobbold P.R. 2003. Some tectonic consequences of fluid overpressures and seepage forces as demonstrated by sandbox modelling. *Tectonophysics*, 376, 1 - 2, pp 75 – 97

Chapitre 1

Origine des surpressions de fluide

Les surpressions de fluide sont présentes pratiquement dans tous les sédiments avec des intensités plus ou moins variables. Elles se rencontrent aussi bien dans les bassins (Mer du Nord, Golfe du Mexique...), que dans les deltas (Amazone, Niger, Nil...) ou les zones tectoniques compressives (prismes d'accrétion des Barbades, Nankai, Costa Rica..., Cordillères andines, etc...) (fig.1.1).

Ce bref chapitre d'introduction permettra au lecteur de comprendre pourquoi les fluides contenus dans les pores des sédiments des bassins, des deltas ou des prismes d'accrétion peuvent se trouver en surpression.

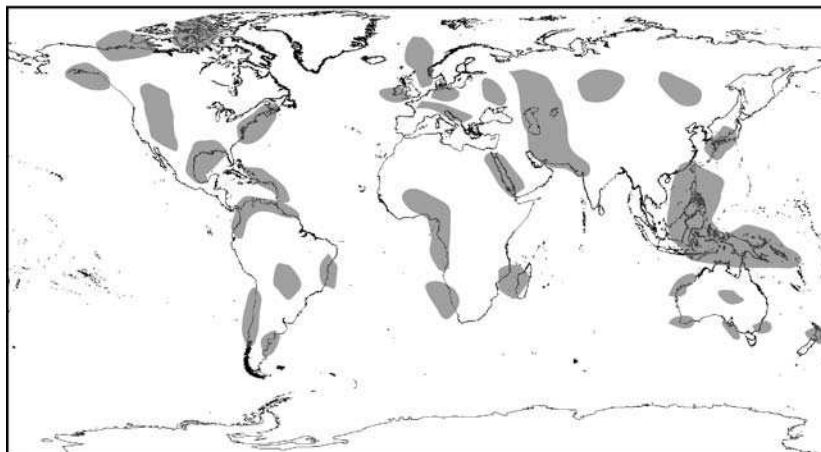


FIG.1.1 : *Distribution des zones en surpression de fluide (d'après Yassir et Addis, 2002, modifié)*

1.1 Les surpressions: un état d'équilibre transitoire

L'état de surpression est défini comme un état de pression anormale du fluide (fig.1.2). Ce dernier va donc toujours avoir tendance à retrouver son état d'équilibre en migrant. Le maintien à plus ou moins long terme des surpressions va donc dépendre de deux paramètres essentiels:

- La perméabilité globale des formations (pores et fractures): c'est elle qui va définir les vitesses d'expulsion des fluides et de dissipation des surpressions. Celles-ci sont ainsi très souvent associées à d'épaisses formations de shales (argiles de composition variable) dont les perméabilités très faibles et l'épaisseur interdisent l'échappement efficace du fluide (Hedberg, 1974; Cohen and McClay, 1996; Morley and Guerin, 1996; Heppard et al., 1998; Van Rensbergen et al., 1999). Le maintien des surpressions peut également se faire par des barrières de perméabilité plus fines (voir paragraphe 1.3): argiles compactées du sommet des séquences de shales (Van Rensbergen et al., 1999), niveaux de sel (Morley and Guerin, 1996), d'anhydrite ou des roches extrêmement cimentées. Deming, (1994) montre que pour préserver une surpression importante pendant plus de 1 million d'années, des perméabilités de 10^{-21} à 10^{-23} m² seraient nécessaires. Ces valeurs sont inférieures à celles mesurées dans la plupart des shales: 10^{-16} à 10^{-20} m² (Neuzil, 1994). Aucune roche ne peut donc maintenir une surpression indéfiniment car aucune roche n'est imperméable (Osborne and Swarbrick, 1997).
- La vitesse de génération des pressions: nous détaillerons les mécanismes de génération au paragraphe suivant.

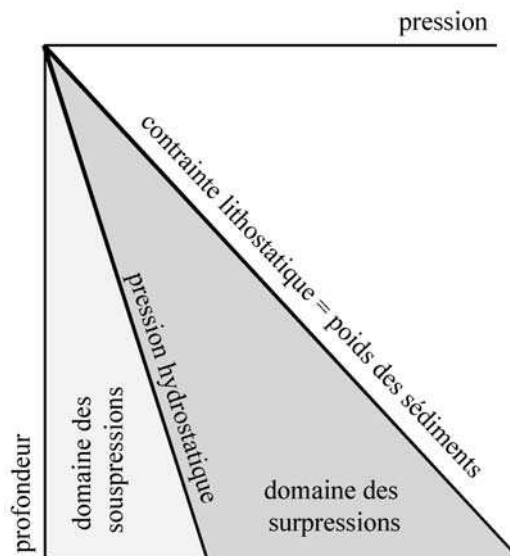


FIG.1.2 : Définition du domaine des surpressions

Comme les surpressions de fluide ne peuvent pas être maintenues indéfiniment par les formations géologiques, leur présence très fréquente, en particulier dans des roches très anciennes, est le témoin d'un équilibre entre mécanismes de génération et de dissipation. La prévision et la quantification des surpressions impose donc de connaître à la fois la cinétique de la génération mais également la perméabilité globale du milieu qui dépend de la matrice du sédiment, des fractures et de leur connexion ainsi que la succession stratigraphique. De fines couches sableuses insérées dans

des sédiments très peu perméables vont pouvoir servir de drains efficaces. Le temps de dissipation sera directement lié au temps de migration vers ces couches, c'est à dire à leur espacement.

1.2 Mécanismes de génération des surpressions

Plusieurs articles d'Osborne et Swarbrick (Osborne and Swarbrick, 1997; Swarbrick and Osborne, 1998; Swarbrick et al., 2002) résument et discutent des mécanismes probables de génération des surpressions dans les bassins sédimentaires (voir également Grauls, 1998).

Il est possible de distinguer deux mécanismes:

- une réduction mécanique de la porosité du solide qui provoque la compression du fluide;
- une expansion du fluide qui, prisonnier dans une roche peu perméable, voit sa pression augmenter.

Nous allons brièvement discuter de ces deux phénomènes.

1.2.1 Diminution du volume des pores

A. Compaction mécanique

Lorsque l'on applique une charge à un sédiment rempli d'eau, la contrainte appliquée est en grande partie transmise au fluide et sa pression augmente. Sous l'effet de cette variation de pression, le fluide est mis en mouvement et se trouve expulsé du sédiment. La matrice poreuse peut alors se tasser. C'est le phénomène de compaction initialement décrit par Von Terzaghi (1923). Lorsque la perméabilité du sédiment est très faible, l'expulsion du fluide est très lente et les pressions générées sont également très lentes à se dissiper. La charge appliquée peut l'être verticalement ou horizontalement.

Chargement vertical – déséquilibre de compaction

Le premier cas correspond à l'enfouissement d'une roche sous l'effet d'une sédimentation rapide ou lors de son charriage sous une nappe (Moore and Vrolijk, 1992; Smith and Wiltchko, 1996; Wang et al., 1990). Ce phénomène est généralement référencé sous le terme de « déséquilibre de compaction » car les sédiments affectés exhibent souvent une porosité très élevée. Il est depuis longtemps reconnu comme le principal mécanisme de génération de surpression dans les sédiments relativement jeunes. Il a ainsi été identifié comme la principale cause des surpressions dans de nombreux bassins tertiaires où la sédimentation est rapide et la subsidence présente : Golfe du Mexique, delta du Niger, delta du Nil, du Mississippi etc... Il affecte des sédiments très peu perméables de type argiles.

Les déséquilibres de compaction et le développement des surpressions de fluide commencent à la profondeur où la perméabilité devient trop faible pour permettre l'expulsion efficace des fluides. C'est la FRD (Fluid Retention Depth) ou profondeur de rétention des fluides (Swarbrick et al., 2002). Elle dépend de la vitesse de sédimentation (= vitesse de chargement), de la compressibilité des sédiments et de l'évolution de leur perméabilité au cours de l'enfouissement (fig.1.3). Pour une même vitesse de sédimentation, la FRD est ainsi moins profonde pour des sédiments peu perméables et/ou très compressibles (argiles) que pour des sables ou silts plus perméables et moins compressibles. Pour une même roche la FRD sera également d'autant moins profonde que la sédimentation sera forte (Swarbrick et al., 2002).

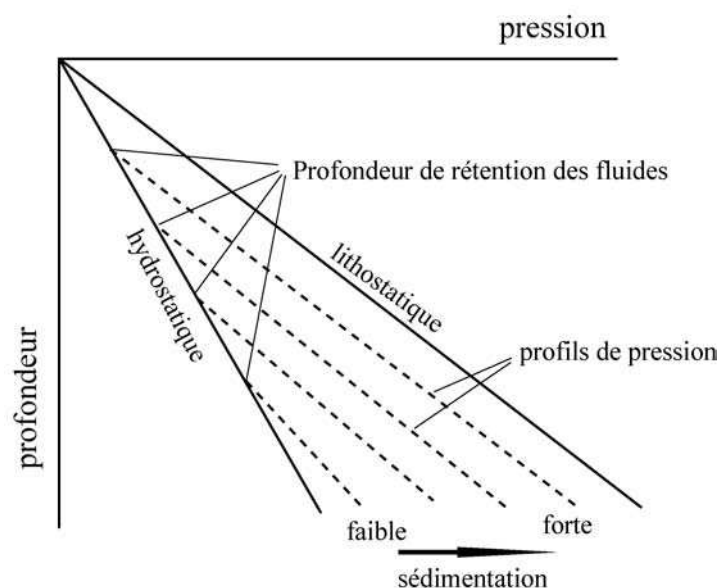


FIG.1.3 : *Profils de surpressions générées par un mécanisme de compaction verticale et influence du taux de sédimentation sur la profondeur de rétention des fluides (d'après Swarbrick et al. 2003).*

La compaction sous charge verticale est également impliquée lors d'un charriage sous un chevauchement (Wang et al., 1990; Smith and Wiltchko, 1996) et l'incorporation des sédiments sous un prisme d'accrétion (Moore and Vrolijk, 1992). La génération de surpression dépend alors étroitement de l'histoire de compaction des sédiments avant leur enfouissement tectonique. Ainsi, ce phénomène sera plus marqué dans les prismes d'accrétion sous-marins (Nankai, Barbades) que dans les chaînes émergées où les roches, généralement plus anciennes, ont déjà été consolidées. Le type de sédiment accrété sera également déterminant dans l'expulsion des fluides et la fabrication des pressions. Moore et al. (1990b) distinguent les prismes qui incorporent des sédiments de faible perméabilité (argiles, ex: Barbades) et ceux où les sédiments sont plus sableux et perméables. Dans le premier cas, l'expulsion des fluides est limitée et se cantonne à la porosité de fracture développée au cours de la déformation. Les pressions développées peuvent facilement atteindre la pression lithostatique (Screaton et al., 1990; Speed, 1990). Dans le second, la circulation des fluides est plus facile et suit les différences de lithologie entre strates (voir l'exemple du Nankai au chapitre 5).

Que ce soit dans un bassin ou un prisme, les gradients de surpression engendrés uniquement par un chargement ne peuvent jamais excéder le gradient lithostatique qui est atteint lorsque aucun fluide ne peut s'échapper (tout le poids étant transmis au fluide). Dans la plupart des cas les gradients sont sublithostatiques en raison d'une faible dissipation des fluides.

La modélisation des phénomènes de compaction utilise la contrainte effective (voir chapitre 2) qui détermine le tassement des sédiments (Luo and Vasseur, 1992; Mann and Mackenzie, 1990; Ungerer et al., 1990; Wangen, 2001). Certains modèles ne considèrent qu'une seule dimension et reproduisent assez bien les profils de pression rencontrés. La figure 1.4 illustre une simulation des pressions de fluide dans le delta du Nil par un modèle en 1D (Mann and Mackenzie, 1990). Cependant, pour être plus efficace, les modèles doivent tenir compte des 3 dimensions du bassin. En effet, la connectivité des strates à fortes perméabilités peut redistribuer très rapidement les fluides et les pressions (Tunkay et al., 2000; Yardley and Swarbrick, 2000; Borge, 2002).

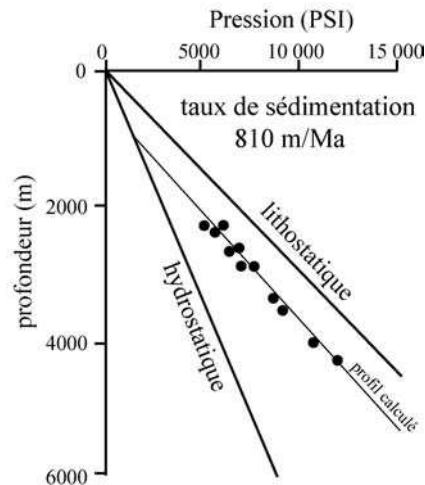


FIG.1.4 : Exemple de calcul des surpressions en 1D pour un déséquilibre de compaction dans le delta du Nil (d'après Mann et Mackenzie, 1990, tiré d'Osborne et Swarbrick, 1997)

Compression horizontale

La compression latérale a également souvent été suggérée pour générer les surpressions. Le mécanisme est le même que dans la compaction verticale, l'orientation des contraintes est simplement différente (Balen and Cloetingh, 1995).

Dans les bassins sédimentaires, ce mécanisme a été relativement peu quantifié (Bour et al., 1995). Yassir and Addis (2002) et Yassir (1998) montrent que la distribution globale des surpressions se corrèle assez bien avec les zones tectoniquement actives. Cependant, cela reflète sûrement plus la relation entre la position des bassins et les zones actives que les surpressions elles-mêmes avec les zones actives (Borge, 2002).

Dans les prismes d'accrétion, la compaction liée aux contraintes horizontales est considérée comme un mécanisme secondaire face au chargement vertical (Ge and Garven, 1992; Moore and Vrolijk, 1992; Platt, 1990).

1.2.2 Variation du volume du fluide

A. Expansion thermique

Sous l'effet d'une augmentation de température, l'eau se dilate. Le changement de volume associé à une augmentation de température de 40° est estimé à 1.65% (Osborne and Swarbrick, 1997), ce qui est faible et ne peut conduire à une surpression que dans le cas d'une perméabilité quasi-nulle. D'autant plus que l'augmentation de température diminue la viscosité du fluide et favorise son échappement. En considérant un gradient géothermique de $40^\circ/\text{km}$, un taux de sédimentation de 2 km/Ma, un sédiment subit une augmentation de température de 40° en 500 000 ans et une dilatation de 3.3%/Ma. Osborne et Swarbrick (1997) montrent que cela aboutit à des surpressions très faibles de 0.7 Mpa si l'on considère une barrière de perméabilité de 10^{-21} m^2 . (Luo and Vasseur, 1992) montrent également que les conditions de la mise sous pression thermique ne se rencontrent pas dans les bassins.

B. Deshydratation et transformations minéralogiques

Parmi tous les minéraux rencontrés dans les sédiments, les argiles sont les minéraux les plus hydratés et spécialement la smectite. La déshydratation de cette dernière au cours de son enfouissement est souvent citée comme source de fluide et cause probable de surpressions, l'eau libre étant dans une phase moins compacte que dans le minéral (Moore and Vrolijk, 1992; Bekins et al., 1994; Bekins et al., 1995; Osborne and Swarbrick, 1997; Swarbrick et al., 2002)

Osborne et Swarbrick (1997) estiment le changement total de volume à 4% en 3 étapes successives au cours de l'enfouissement (0;5 km, 1.5 km et entre 3 et 5 km) dont les profondeurs varient en fonction du gradient géothermique. Comme dans le cas précédent, la faible expansion volumique mise en jeu ne peut produire des surpressions appréciables que dans le cas de sédiments quasi-imperméables.

Au cours de son enfouissement, la smectite se transforme en illite en incorporant de l'Al et du K et en relâchant Na, Ca, Mg, Fe.

Les transformations impliquées sont cinématiquement dépendantes de la température, de la fabrique des minéraux et de la perméabilité (Osborne and Swarbrick, 1997). Dans divers bassins argileux, la transformation se fait graduellement avec la profondeur dans une zone correspondant à la transition avec les surpressions (Bruce, 1984: Golfe du Mexique). La transformation se produit pour des températures de 70° à 150°C indépendamment de l'âge et de la profondeur du sédiment (entre 2 et 5 km). Comme le soulignent Osborne et Swarbrick (1997), les surpressions ne sont cependant pas forcément associées à la réaction smectite-illite. En mer Caspienne, où le gradient géothermique est peu élevé, on rencontre de très fortes surpressions au delà de 6 km de profondeur (96°C) sans pour autant enregistrer de changement du taux smectite/illite (Bredehoeft et al., 1988).

Les changements de volume impliqués dans la transformation smectite-illite dépendent étroitement du type de réaction qui se produit et varient de + 4.1% à -8.4% selon Osborne et Swarbrick (1997). Dans le cas le plus favorable, les surpressions sont donc du même ordre de grandeur que l'expansion thermique par exemple.

La particularité de la réaction smectite-illite est qu'elle libère de nombreux ions (Na, Ca, Mg, Fe) qui vont précipiter et diminuer la perméabilité des sédiments. C'est finalement de cette façon que cette réaction joue un rôle significatif dans la génération des surpressions.

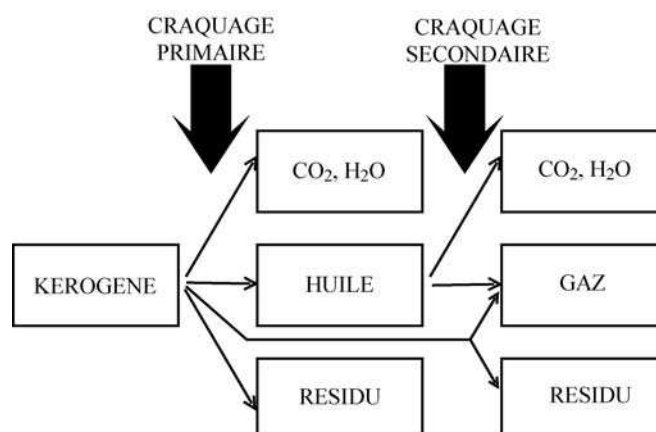


FIG.1.5 : Les deux craquages subis par le kérogène au cours de son enfouissement (d'après Bijou-Duval, 1999)

C. Génération d'hydrocarbures et crackage des huiles en gaz

Avec l'enfouissement progressif d'une roche mère, le kérogène initial, issu de la dégradation de la matière organique au cours de la diagenèse, est transformé en divers produits pétroliers - huile, gaz et résidus (figure 1.5) - au cours de 2 crackages successifs. Chacune de ces transformations est associée à une variation du volume des fluides en présence:

- au cours de la catagenèse, un premier craquage du kérogène produit des huiles. Cette première genèse d'hydrocarbures s'initie à des températures de 60 à 120°C et s'effectue dans la fenêtre à huile (fig.1.6) à des profondeurs variant de 1500 à 4000 m selon les bassins. L'expansion volumique associée dépend de la composition initiale du kérogène. Pour un kérogène de type II (caractéristique des milieux marins anoxiques avec une origine essentiellement planctonique (Biju-Duval, 1999)), Meissner (1978) montre une augmentation de volume d'environ 25%, tandis que Ungerer et al. (1983) l'estiment à 50%. Inhibées par des pressions trop importantes, ces réactions peuvent être encore plus productives si les huiles formées sont expulsées au cours d'une migration primaire et que la pression hydrostatique est maintenue dans la zone de génération (Swarbrick et al., 2002).
- la métagenèse est la phase ultime d'évolution du kérogène au cours de laquelle est produit le gaz sec (méthane) ou gaz thermogénique par un crackage secondaire des hydrocarbures initialement formés et du kérogène résiduel. Cette réaction se situe dans la fenêtre à gaz à des profondeurs de plus de 3500 - 4000 m (120-140°C). Les productions de volume de fluide sont considérables (75 à 140% (Swarbrick et al., 2002)). L'intensité des surpressions qui en résultent dépend de la zone de production. Si le crackage se produit au sein d'une roche mère saturée en hydrocarbures, les surpressions produites peuvent être très importantes (Barker, 1990)(fig.1.7). La présence d'une seconde phase fluide dans les pores contribue, en effet, à diminuer la perméabilité effective, ce qui limite l'échappement des gaz produits. En revanche, les surpressions seront moindres si le gaz est généré dans des réservoirs secondaires de plus forte perméabilité où le fluide pourra être redistribué plus facilement.

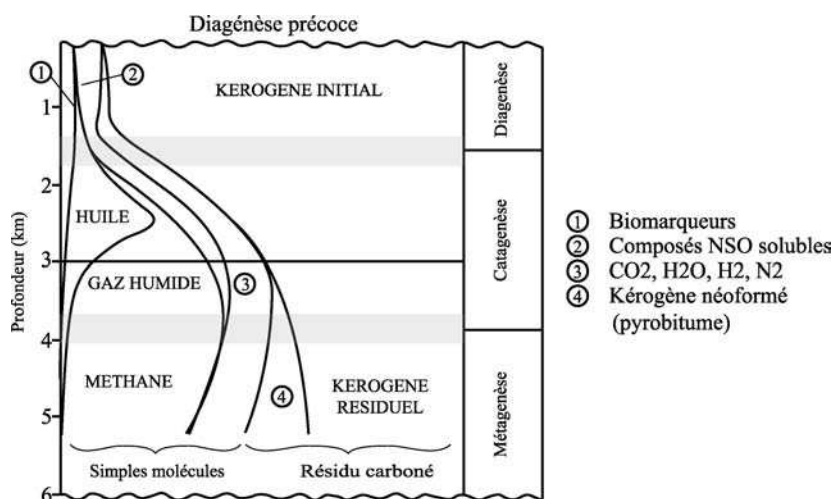


FIG.1.6 : Profondeurs des transformations du kérogène et produits formés. Le méthane se crée au delà de 4 km (d'après Biju-Duval, 1999)

Le génération de gaz est considérée comme le second mécanisme générateur de surpressions après le déséquilibre de compaction. Dans de nombreux bassins, la distribution des surpressions coïncide avec les parties les plus profondes où le crackage secondaire peut se produire: ex: Mer du Nord (Buhrig, 1989; Holm, 1998). Au chapitre 6, nous montrerons que la production de gaz est sûrement à l'origine des instabilités de pente qui affectent le delta de l'Amazonie.

La génération de méthane thermogénique est également mise en évidence dans les prismes d'accrétion (voir chapitre 5) sous-marins. De nombreuses traces de méthane sec sont en effet retrouvées dans les fluides circulant autour des niveaux de décollement. Ces observations, proches du front de déformation, impliquent une circulation des fluides rapide sur de grandes distances depuis le lieu de production. Nous en reparlerons au chapitre 5.

Récemment, Cobbold, 1999 et Echevarria et al. (2003) ont également suggéré que la production d'hydrocarbures jouait un rôle majeur dans la déformation de la Cordillère au Sud Bolivienne.

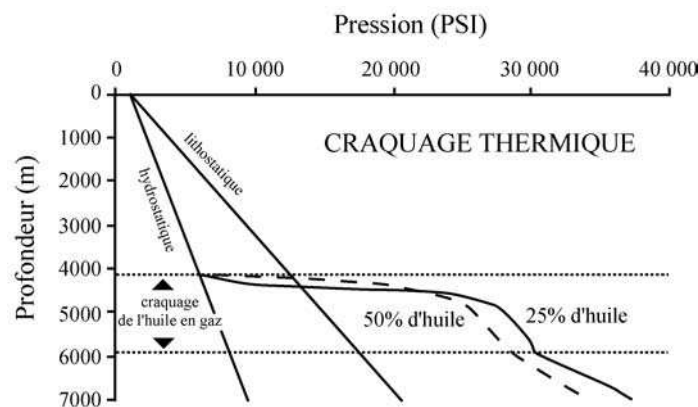


FIG.1.7 : Diagramme montrant les surpressions de fluide générées par la production de gaz dans un réservoir fermé. Les deux calculs sont effectués pour une roche mère contenant initialement 25 et 50 % (vol) de pétrole brut. D'après Barker (1990).

1.2.3 Autres mécanismes

Outre la compaction mécanique et la dilatation des fluides, d'autres mécanismes sont parfois évoqués pour générer des surpressions. Ils sont cependant considérés comme très secondaires et pour certains anecdotiques. On retiendra ceux évoqués par Swarbrick et al. (2002):

- la compaction chimique: au cours des différentes réactions évoquées précédemment, les propriétés physiques de la matrice peuvent changer radicalement. Swarbrick et Osborne (1998) donnent l'exemple d'une roche riche en kérogène (10% du volume) avec une porosité de 13%. En transformant la moitié du kérogène en huile, la porosité passe à 18%. La compressibilité de la matrice est modifiée et la roche subit alors un effet de compaction qui met les fluides sous pression. Le même phénomène est également invoqué lors de la réaction smectite-illite. En modifiant la structure de la charpente solide, la réaction a pour effet de redistribuer une partie de la charge sur le fluide.
- le chargement hydraulique: La mise en charge est un phénomène très courant en hydrologie de subsurface. Elle a lieu lorsqu'un aquifère, confiné verticalement par une couche de très faible perméabilité, est rechargé latéralement à partir d'une zone de surface

plus élevée (principe du château d'eau) (Banton and Bangoy, 1997). C'est lui qui donne naissance aux fameux puits artésiens qui ont la particularité de jaillir au dessus de la surface du sol (fig.1.8). Ce phénomène est le signe d'une surpression de la nappe captive sous-jacente. La charge hydraulique (intensité des surpressions) ne peut cependant pas excéder l'altitude de la zone de recharge. Les surpressions admissibles sont donc bien inférieures à celles rencontrées dans les bassins. Il est en plus peu probable que les zones de fortes pressions soient directement connectées au système hydrogéologique de surface.

- phénomènes osmotiques: Les variations de salinité au travers d'une couche semi-perméable peuvent produire un écoulement qui est maintenu aussi longtemps que le contraste de salinité est maintenu (Neuzil, 2000). Ce phénomène ne peut cependant pas réellement créer de surpressions et reste assez anecdotique.

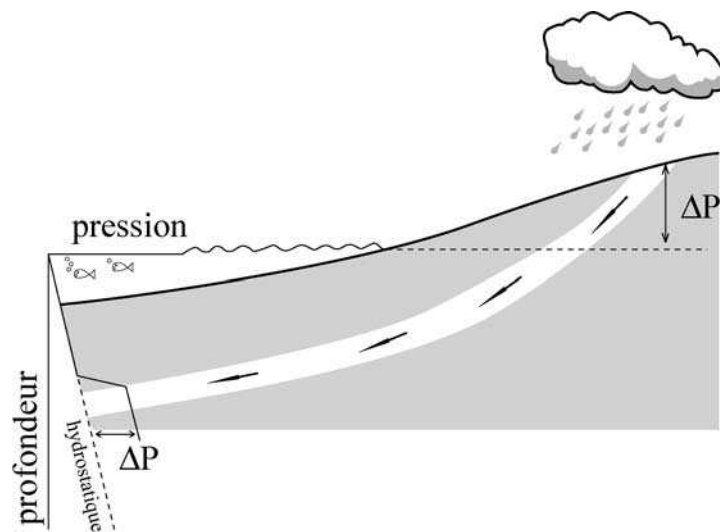


FIG.1.8 : Mise sous pression d'un aquifère captif par recharge latérale (Swarbrick et Osborne, 1997).

1.3 Exemples de profils de pression

Les variations de la pression de fluide en profondeur dépendent du mécanisme générateur et des changements verticaux de perméabilité. Typiquement, on peut distinguer des profils qui ne présentent que très peu de variations du gradient de pression et ceux qui montrent de très fortes augmentations de pression dans des zones très localisées. Les premiers profils (fig.1.4) se rencontrent dans le cas d'un déséquilibre de compaction dans d'épaisses formations argileuses. Le gradient de pression est très souvent sublithostatique. Les seconds se rencontrent lorsque des barrières de perméabilité créent de très forts contrastes de conductivité (fig.1.9). Au niveau de ces zones très localisées, le gradient de pression est bien supérieur au gradient lithostatique. Nous verrons au chapitre 2 ce que cela signifie en terme de forces de volumes appliquées à ces formations.

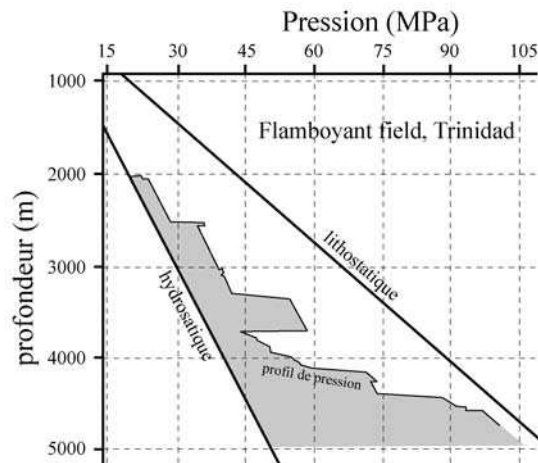


FIG.1.9 : Exemple de profil avec de brutales variations de pression au travers de couches très peu perméables, Trinidad (Heppard et al. 1998)

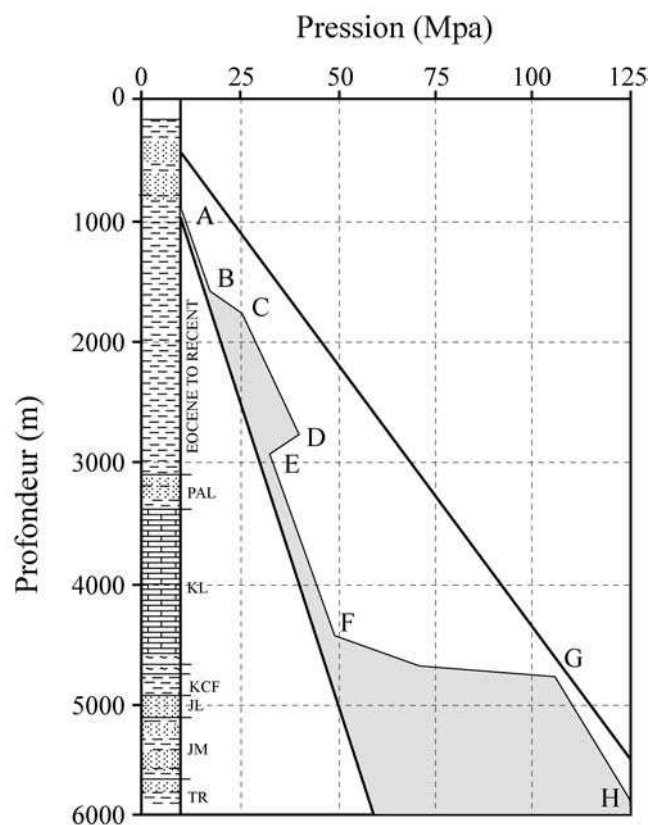


FIG.1.10 : Profil de pression dans le Graben Central de la Mer du Nord montrant différents mécanismes de génération de pression. La surpression entre C et D est sûrement due à un déséquilibre de compaction, tandis qu'en dessous de G, la génération de gaz est une cause probable (d'après Holm, 1998)

Nous avons choisi un profil de pression de la mer du Nord (fig.1.10) comme illustration. Ce profil est caractéristique du graben central de la Mer du Nord (Holm, 1998). Les fluides de la partie supérieure des formations tertiaires sont à l'état hydrostatique (A-B). Les formations argileuses de l'Eocène sont quant à elles en légère surpression. Après une transition B-C où le gradient de pression est supérieur au gradient lithostatique, le profil reste régulier dans toutes la suite (C-D). Ces surpressions sont interprétées comme un défaut de compaction des argiles (Holm, 1998). Les formations plus sableuses du Paléocène et crayeuses du Crétacé supérieur (Chalk group) qui se situent en dessous ne sont quasiment pas en surpression. Les formations Paléocène à forte perméabilité jouent sûrement un rôle de drain. La transition Crétacé supérieur-Crétacé inférieur est marquée par une impressionnante augmentation de pression qui passe d'un état hydrostatique à une pression presque lithostatique (F-G). Ce contraste marque la présence d'une barrière de perméabilité très efficace. Les formations en dessous de cette transition exhibent des pressions quasi-lithostatiques dont l'origine est attribuée à la génération d'hydrocarbures. Des pressions aussi importantes se rencontrent très souvent à ces profondeurs: Trinidad (Heppard et al., 1998), Golfe du Mexique (Hunt et al., 1998), marge Nord Canadienne (Bell, 1998) etc...

Ce profil montre donc une répartition typique des pressions anormales et de leurs mécanismes générateurs: à faible profondeur, la compaction crée des surpressions dans des sédiments récents épais et peu perméables, plus en profondeur, la génération d'hydrocarbures développe des pressions presque lithostatiques dans des sédiments plus anciens en dessous d'une barrière de perméabilité qui a acquis ses propriétés hydrauliques au cours de la diagenèse et de sa lithification.

1.4 Conclusion

Ce résumé assez bref des modalités de génération des surpressions a permis de faire ressortir les deux principaux mécanismes responsables des pressions anormales:

- la compaction des sédiments jeunes,
- la génération d'hydrocarbures et en particulier de gaz dans des sédiments plus profonds et anciens.

Ces mécanismes sont très efficaces dans les sédiments très peu perméables (argiles) ou dans les formations confinées entre des barrières de perméabilité qui retardent l'échappement des fluides. La présence de surpressions implique des gradients de pression non hydrostatiques. Ces gradients sont bien supérieurs au gradient lithostatique au niveau des barrières de perméabilité. Nous verrons dans le chapitre suivant comment ces gradients anormaux de pression exercent une force de volume sur les sédiments. Au chapitre 6, nous rediscuterons de ces mécanismes pour montrer que les surpressions du delta de l'Amazone sont liées à la génération d'hydrocarbures.

Chapitre 2

Pressions de fluide, forces de courant et contraintes effectives

2.1 Description du milieu poreux saturé

Les milieux poreux saturés sont des systèmes microscopiquement très hétérogènes, constitués de matériaux solides et d'une voire plusieurs phases fluides. L'application de la notion de contraintes, concept exclusif des milieux continus, implique que l'on idéalise le milieu. En chaque point du système est ainsi défini un certain nombre de quantités représentatives de la combinaison fluide/solide (ex: masse volumique globale ρ_b , contrainte totale) mais aussi toutes les variables propres au fluide et au solide: masse volumique du fluide, du solide etc...(fig.2.1)(Boer (2000), pp 332-336).

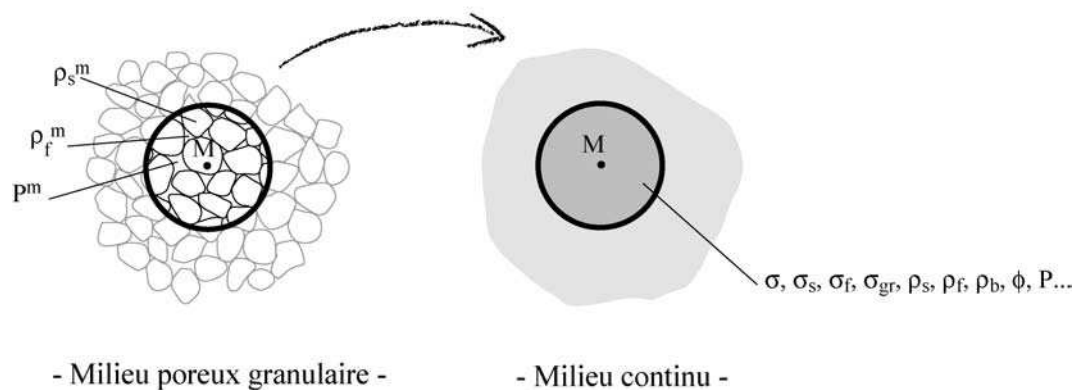


FIG.2.1 : Description d'un milieu poreux microscopiquement très hétérogène par un modèle de milieu continu – toutes les variables microscopiques des phases solides et fluide sont moyennées sur un élément de volume représentatif. Dans le modèle de milieu continu, les deux phases sont présentes simultanément en tout point M .

En procédant de la sorte, la structure granulaire est totalement éliminée et le milieu poreux est idéalisé en un mélange de plusieurs phases, présentes simultanément en chaque point de l'espace. Toutes les grandeurs utilisées sont alors moyennées sur un élément de volume représentatif dont la taille est définie par une échelle d'homogénéisation associée au phénomène étudié.

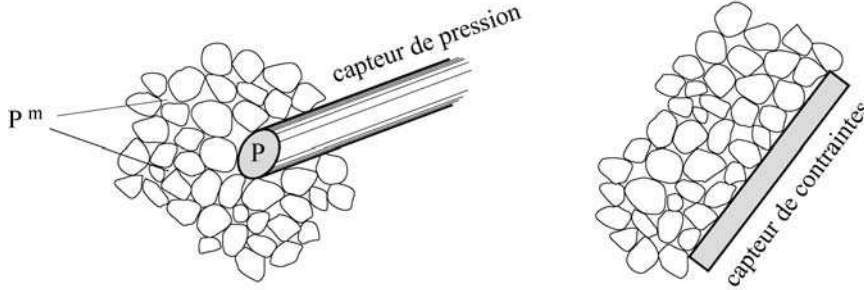


FIG.2.2 : *Interprétation des grandeurs macroscopiques. La pression de fluide interstitielle moyennée est celle que l'on mesure grâce à un capteur de pression dont la taille est supérieure à celle du pore. Un capteur de contrainte enregistre l'ensemble des forces transmises aux contacts de chaque grain, c'est à dire la contrainte intergranulaire.*

Dans ce travail, nous ne considérerons que des systèmes saturés à deux phases (solide + fluide).

Soit un élément de volume dV d'un tel milieu. Chaque phase α est caractérisée par sa fraction volumique n^α :

$$n^\alpha = \frac{dV^\alpha}{dV} \quad (2.1)$$

En l'occurrence, pour un matériau saturé en eau, la fraction volumique du fluide correspond à la porosité volumique:

$$\phi = \frac{dV^f}{dV} \quad (2.2)$$

où dV^f est le volume occupé par le fluide dans l'élément dV .

Pour chaque phase, on pourra donc définir des quantités macroscopiques moyennées sur l'élément de volume considéré. Par exemple, la densité moyenne du solide, définie en chaque point de l'élément sera:

$$\langle \rho_s \rangle = \frac{1}{dV} \int \rho_s^m \cdot \alpha_s \cdot dV \quad (2.3)$$

avec $\alpha_s = 1$ dans les grains solides

$\alpha_s = 0$ dans les pores.

ρ_s^m est la valeur microscopique de la densité du solide. Elle peut varier d'un grain à l'autre. Dans toute la suite, nous n'utiliserons que des quantités moyennées et nous abandonnerons le symbole $\langle \dots \rangle$.

La pression de fluide interstitiel est également définie macroscopiquement:

$$\langle P \rangle = P = \frac{1}{dV_f} \int_{dV} p^m \cdot \alpha_f \cdot dV \quad (2.4)$$

avec $\alpha_f = 1$ dans les pores et 0 ailleurs.

p^m est la pression du fluide définie dans chaque pore et variable d'un pore à l'autre. La pression interstitielle que nous utiliserons est donc une moyenne des pressions régnant dans chaque pore. Elle équivaut à la pression mesurée par un manomètre dont la taille du capteur est supérieure à celle des pores (fig.2.2).

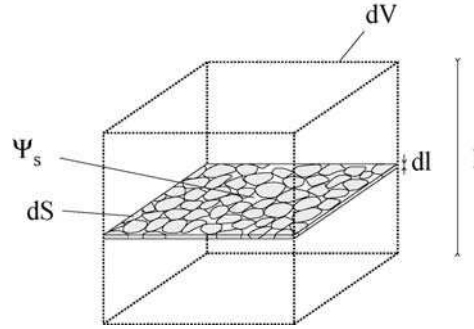


FIG.2.3 : Illustration du calcul de la porosité surfacique moyenne qui peut être assimilée à la porosité volumique (voir le texte).

Par la suite, nous ferons également intervenir la porosité surfacique moyenne d'un élément de volume. Cette porosité surfacique sera assimilée à la porosité volumique ϕ . En effet, considérons l'élément de la figure 2.3. Soit ψ^s la porosité surfacique d'une surface horizontale S . La porosité volumique de l'élément est:

$$\phi = \frac{dV_{pores}}{dV} = \frac{\int_0^l \psi^s \cdot S \cdot dl}{dV} \quad (2.5)$$

Si ψ_{moy}^s est la porosité surfacique moyenne de l'élément, valable quelle que soit la surface, on a:

$$\phi = \frac{\int_0^l \psi_{moy}^s \cdot S \cdot dl}{dV} = \frac{\psi_{moy}^s \cdot S \cdot l}{dV} = \psi_{moy}^s \quad (2.6)$$

Pour caractériser le comportement à la déformation et à la rupture, il est possible de définir différents types de contraintes dans le milieu. Dans le paragraphe suivant, nous nous attacherons à les définir. Afin de bien saisir la signification physique de chacune, nous garderons à l'esprit la structure granulaire du milieu. Nous suivons ainsi la démarche de Mandl (Mandl (1988), p. 227 et suivantes).

2.2 Les contraintes du milieu poreux

2.2.1 Contraintes totale, fluide, squelettique et intergranulaire

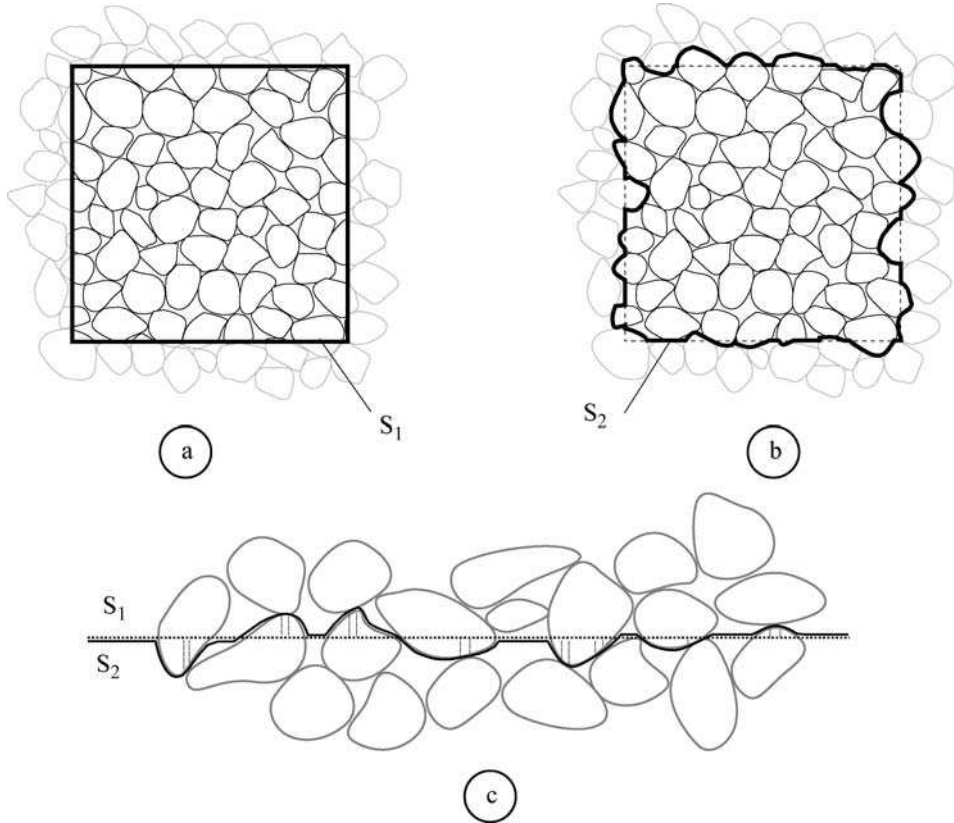


fig.2.4 : Eléments de volume et surfaces associées à la contrainte squelettique (a), définie sur S_1 , et à la contrainte intergranulaire (b), définie par rapport à S_2 . S_2 est une surface courbe passant aux contacts entre grains (d'après Mandl, 1988).

Le vecteur contrainte totale $\vec{t}$ est la somme de toutes les forces agissant sur les parties fluides et solides de la surface d'un élément macroscopique par unité de surface de cet élément.

Cette contrainte est la somme des contraintes liées à la matrice solide et liées au fluide:

$$\vec{t} = \vec{t}_s + \vec{t}_f \quad (2.7)$$

$\vec{t}_s$ est la **contrainte transmise au travers du squelette solide** ("skeletal stress"), définie comme la somme des forces $\vec{f}_s$ agissant au travers des parties solides de la surface d'un élément par unité de surface totale de l'élément. **La surface de l'élément considéré est une surface coupant aléatoirement grains solides et pores** (surface type S_1 , fig 2.4c).

$\vec{t}_f$ caractérise la **contrainte du fluide**, définie comme la somme des forces $\vec{f}_f$ agissant au travers des parties fluides de la surface d'un élément par unité de surface totale de l'élément.

Lorsque le fluide est dans un état hydrostatique, les forces $\vec{f}_f$ sont perpendiculaires aux surfaces et $\vec{t}_f$ peut s'écrire:

$$\vec{t}_f = \phi.P.\vec{n} \quad (2.8)$$

où P est la pression de fluide et $\vec{n}$ le vecteur normal à la surface.

Lorsque le fluide circule dans les pores, la relation 2.8 reste valable car les contraintes tangentielles microscopiques existant au sein de l'écoulement, s'annulent en moyenne sur une surface macroscopique (fig. 2.5) (Hubbert and Rubey, 1959; Mandl, 1988).

Si σ , σ_s et σ_f sont les tenseurs associés à $\vec{t}$, $\vec{t}_s$ et $\vec{t}_f$, on a:

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_f = \sigma_s + \phi.P.Id \quad (2.9)$$

avec Id , la matrice identité $\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$

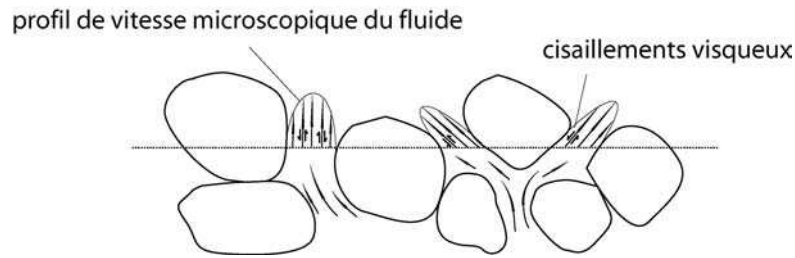


FIG.2.5 : Illustration de l'écoulement poral. Les contraintes tangentielles de l'écoulement s'annulent en moyenne sur la surface plane représentée.

En faisant l'hypothèse qu'une **grande partie des déformations des milieux poreux à structure granulaire se fait par des mouvements relatifs entre grains** (fig. 2.6), nous pouvons définir une contrainte macroscopique intergranulaire qui est la somme des forces qui agissent aux contacts des grains. Pour se faire, la surface S_1 (fig.2.4) entourant l'élément de volume est remplacée par la surface ondulée S_2 la plus proche de S_1 mais passant par les contacts entre grains (fig. 2.4).

Nous pouvons ainsi définir une porosité de surface ondulée, projetée sur la surface S_1 de l'élément:

$$\Psi = \frac{\text{surface de } S_2 \text{ occupée par le fluide projetée sur } S_1}{\text{surface de } S_1}$$

La **contrainte intergranulaire** peut alors s'écrire:

$$\vec{t}_{gr} = \vec{t} - \Psi.p.\vec{n} \quad (2.10)$$

$\vec{t}_{gr}$ est donc la somme des forces agissant au travers des contacts entre grains par unité de surface de S_I .

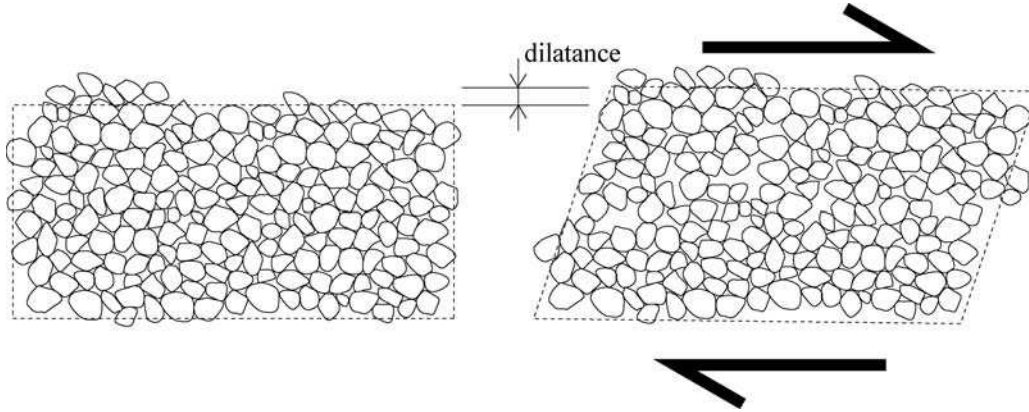


FIG.2.6 : Cisaillement d'un milieu poreux granulaire. La déformation est accomodée essentiellement par le mouvement relatif des grains. Lorsque l'arrangement initial des grains est assez compact, le cisaillement se caractérise par une dilatation (dilatance).

2.2.2 Contraintes effectives

Le concept de la contrainte effective a été introduit par Terzaghi, en 1923, dans son développement de la théorie de la consolidation (voir encadré p.23). Elle est définie par:

$$\sigma' = \sigma - P.Id \quad (2.11)$$

Depuis son introduction, elle a été largement vérifiée et utilisée pour définir la résistance des sols aux cisaillements. De manière plus générale, elle contrôle également les déformations élastiques, plastiques...des milieux poreux saturés, ainsi que le comportement des failles et joints remplis de fluide interstitiel.

L'interprétation physique de cette contrainte n'est pas une chose facile. Pour des milieux granulaires où les grains sont en contact ponctuel, la porosité ψ (surface ondulée) tend vers 1 et la contrainte effective correspond alors à la contrainte intergranulaire:

$$\sigma_{gr} = \sigma - \psi.P.Id = \sigma - P.Id = \sigma' \quad (2.12)$$

L'interprétation d'un cisaillement est alors simple puisque la contrainte mise en jeu dans la résistance est exactement celle qui est transmise entre les grains (fig. 2.7).

La tragique découverte de la contrainte effective

Dans son livre "Nappes et chevauchements", O. Merle montre comment l'article d'Hubbert et Rubey (1959) est resté, 45 ans après sa parution, un article phare sur le rôle des surpressions de fluide en tectonique. Il souligne également que, sur le plan mécanique, leur article n'apportait rien de nouveau puisqu'il utilisait les concepts de la mécanique des sols de l'époque et reprenait en partie les travaux de von Terzaghi sur les glissements (1950).

Il est vrai que von Terzaghi a été l'un des principaux acteurs du développement de la mécanique des milieux poreux saturés dans la première moitié du XX^{ème} siècle. C'est lui qui introduisit la fameuse contrainte effective dans son travail sur la consolidation (Terzaghi, 1923) et c'est essentiellement lui que l'histoire a retenu.

Dans "Theory of porous Media, Highlights in the historical development and current state", R. de Boer montre que von Terzaghi ne peut pas être le seul crédité de cette découverte et que les travaux de Paul Fillunger ont été décisifs dans la formulation des premières théories sur les milieux poreux. En effet dès 1913, P. Fillunger s'intéressa à la force de soulèvement hydrostatique que subit une digue de terre. Il montra que la force de soulèvement qui agit sur un élément de volume dépend étroitement du type de surface qui l'entoure (voir paragraphe 2.3.1). Il discuta de la force de friction subie par les grains d'un matériau soumis à un écoulement de fluide (voir paragraphe 2.3.2) et fut également le premier auteur à établir clairement que les équations de comportement des matériaux ne devaient pas être écrites en contraintes totales. Enfin, et contrairement à von Terzaghi, il traita le problème de la consolidation (1936) par un modèle de mélange de deux phases incompressibles (solide + fluide) pour lesquelles il écrivit la conservation de la masse et du moment et introduisit une force d'interaction entre les deux phases. Son approche était tout à fait originale et moderne pour l'époque puisque la description des milieux poreux par des mélanges n'a été développée que dans les années 60.

De son côté, von Terzaghi utilisa l'expression de la contrainte effective en 1923 de manière purement intuitive et sans justification particulière. Ce n'est qu'en 1936, selon Skempton (1960), que l'idée même de la contrainte effective est apparue clairement (Terzaghi et Renduli, 1936).

Savoir lequel de Fillunger ou von Terzaghi a le plus apporté à la mécanique des sols n'est finalement que peu de chose face à la tragédie qui a accompagné ces découvertes. En effet, bien que travaillant tous deux à la Technische Hochschule de Vienne, Fillunger et von Terzaghi n'avaient pas du tout les mêmes idées et une violente dispute éclata entre les deux hommes à propos d'un article que voulait publier von Terzaghi en 1933, et dans lequel il remettait en cause le traitement de la poussée hydrostatique par Fillunger. Ils restèrent en froid près de 4 années durant lesquelles Fillunger attaqua von Terzaghi à plusieurs reprises et en particulier dans « Erdbaumechanik » (1936), un pamphlet dans lequel il critiquait violemment son collègue et toute la mécanique des sols en général. Cet écrit lui valut une action disciplinaire au terme de laquelle il se suicida avec sa femme.

Lorsque les contacts ne sont plus ponctuels, il est logique de penser que la contrainte contrôlant le cisaillement reste liée aux forces transmises aux contacts. D'après la figure 2.7, on peut donc écrire:

$$\tau = c + \mu \cdot \sigma_n^{gr} = c + \mu \cdot (\sigma_n - \psi \cdot P) \quad (2.13)$$

avec c la cohésion, σ_n^{gr} et σ_n les contraintes intergranulaire et totale normales à la surface de cisaillement, τ la contrainte cisailante nécessaire au glissement.

Dans ce cas précis, il serait plus judicieux d'employer une contrainte normale effective, plus générale (σ'_n), définie comme:

$$\sigma'_n = \sigma_n - k.P \quad (2.14)$$

où k est un coefficient caractérisant la surface de contact entre les grains.

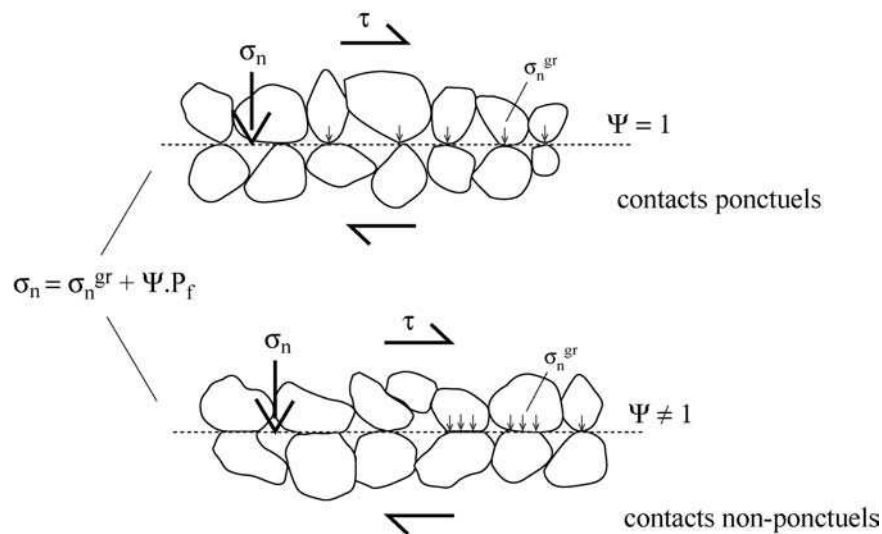


FIG.2.7 : Influence de la taille des contacts entre grains sur la définition de la contrainte effective. Dans le cas de contacts ponctuels, la contrainte effective correspond à la contrainte intergranulaire. Dans un cas contraire, la contrainte effective ne correspond plus à la force mise en jeu lors d'un cisaillement. Son interprétation et sa justification sous sa forme classique sont alors plus délicates.

Skempton (Skempton, 1960a), après avoir étudié attentivement les propriétés mécaniques des grains eux-mêmes, en est arrivé à la conclusion que la contrainte effective, définie par von Terzaghi, était valable lorsque les grains étaient incompressibles (contacts ponctuels conservés). Dans le cas contraire, la contrainte définie par l'équation 2.14 était préférable. **Cependant, de nombreux tests et expériences menés sur des sols ou roches saturées** (Bishop and Skinner, 1977; Handin et al., 1963) **ont montré que la contrainte effective, sous sa forme classique, contrôlait la résistance au cisaillement des matériaux granulaires, mais également ceux montrant des contacts intergranulaires non ponctuels et même ceux ne présentant aucune structure granulaire** (Mandl, 1988). C'est en raison de ces contradictions apparentes et de la difficulté à décrire de manière précise les contraintes dans les milieux poreux, que la notion de contrainte effective a toujours été un sujet de controverse (McHenry, 1948; Leliavsky, 1958; Hubbert, 1959; Laubscher, 1960; Birch, 1961; Hubbert, 1961; Hubbert, 1961; Jaeger and Cook, 1979).

Une définition plus générale de la contrainte effective a également été donnée dans le cadre de la poroélasticité développée par (Biot, 1941) puis bien d'autres (Garg and Nur, 1973; Nur and Byerlee, 1971; Rice and Cleary, 1976; Robin, 1973; Rudnicki and Rice, 1975).

Les équations de la déformation élastique avec fluide aux pores s'écrivent:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{xx} &= \frac{1}{E}(\sigma_{xx} - \nu(\sigma_{yy} + \sigma_{zz})) - \frac{P}{3H} & \gamma_{yz} &= \frac{1+\nu}{E}\tau_{yz} \\ \varepsilon_{yy} &= \frac{1}{E}(\sigma_{yy} - \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{zz})) - \frac{P}{3H} & \gamma_{zx} &= \frac{1+\nu}{E}\tau_{zx} \\ \varepsilon_{zz} &= \frac{1}{E}(\sigma_{zz} - \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy})) - \frac{P}{3H} & \gamma_{xy} &= \frac{1+\nu}{E}\tau_{xy}\end{aligned}\quad (2.15)$$

où E et ν sont le module d'Young et le coefficient de Poisson de la matrice solide.

H est relié à l'incompressibilité K du matériau saturé et l'incompressibilité K_s des grains solides constitutifs par:

$$\frac{1}{K_s} = \frac{1}{K} - \frac{1}{H} \quad (2.16)$$

avec:

$$K = \frac{E}{3(1-2\nu)} \quad \text{et} \quad \frac{1}{K_s} = \frac{1}{V_s} \cdot \frac{\Delta V_s}{P}$$

L'expression des contraintes totales en fonction des déformations donne:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \lambda.\Delta + 2G.\varepsilon_{xx} + \alpha.P & \tau_{yz} &= 2G.\gamma_{yz} \\ \sigma_{yy} &= \lambda.\Delta + 2G.\varepsilon_{yy} + \alpha.P & \tau_{zx} &= 2G.\gamma_{zx} \\ \sigma_{xy} &= \lambda.\Delta + 2G.\varepsilon_{xy} + \alpha.P & \tau_{xy} &= 2G.\gamma_{xy}\end{aligned}\quad (2.17)$$

$$\begin{aligned}\Delta &= \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} \\ \alpha &= \frac{3\lambda + 2G}{3H} = \frac{2(1+\nu).G}{3(1-2\nu).H} = \frac{E}{3(1-2\nu).H} = \frac{K}{H} = 1 - \frac{K}{K_s} \\ G &= \frac{E}{2(1+\nu)} = \text{module de cisaillement} \\ \lambda &= \text{paramètre de Lamé}\end{aligned}$$

avec

En posant $\sigma'' = \sigma - \alpha.P.Id$, ces équations apparaissent similaires aux équations d'élasticité sans pression de fluide aux pores:

$$\sigma_{xx}'' = \lambda.\Delta + 2G.\varepsilon_{xx} \text{ etc...}$$

Cette similarité a amené notamment Nur et Byerlee (1971) à parler de "véritable contrainte effective" pour qualifier σ'' (Mandl, 1988).

Lorsque la compressibilité du matériau solide peut être négligée face à la compressibilité globale ($K_s \gg K$), σ'' et σ' se confondent. Cette hypothèse correspond, en fait, à celle posée par von Terzaghi dans son développement sur la consolidation où il avait été amené à introduire la contrainte effective. On peut également noter que ceci est en accord avec nos remarques sur les contacts entre grains du paragraphe précédent. L'incompressibilité du matériau solide favorise les contacts ponctuels et justifie l'utilisation de σ' .

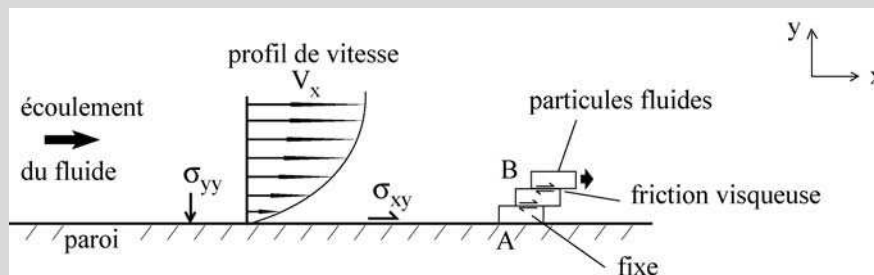
Par soucis de simplification et de pédagogie, nous ne considérerons, par la suite, la contrainte effective que sous sa forme classique.

Action d'un fluide sur une surface

La loi de comportement d'un fluide visqueux Newtonien lorsque les variations de densité sont négligées s'écrit :

$$\sigma_{ij} = P.Id + \nu_f \cdot \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right)$$

où V est la vitesse du fluide et ν_f la viscosité.



La signification physique de cette équation peut facilement être appréhendée en considérant un écoulement laminaire de fluide le long d'une surface plane (état stationnaire et lignes de courant parallèles à la surface). Si l'on mesure V_x (figure ci-dessus), on constate qu'elle tend vers 0 lorsque y tend également vers 0. Les particules fluides en contact avec la paroi semblent adhérer à celle-ci. D'après l'équation ci-dessus, le fluide exerce 2 types de contraintes :

- une contrainte normale à la surface : $\sigma_{yy} = P$

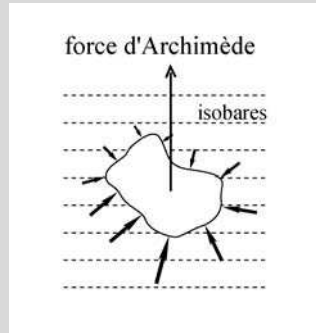
- une contrainte tangentielle $\sigma_{xy} = \nu_f \cdot \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} \right)$

La présence de σ_{xy} montre que « l'écoulement du fluide tire la paroi dans son sens ». Cette contrainte est proportionnelle au gradient de vitesse $\frac{\partial V_x}{\partial y}$ à la paroi via la viscosité dynamique du

fluide ν_f . Du point de vue microscopique (figure ci-dessus), les particules fluides (A et B) glissent les unes sur les autres. Le phénomène de frottement entre celles-ci dépend uniquement des propriétés du fluide. Comme les particules A, en contact avec la surface sont considérées comme

immobiles, elles transmettent directement ce frottement à la paroi. Ainsi la force tangentielle subie par la surface a une origine purement interne au fluide exprimée par la viscosité. Quelle que soit la rugosité de la paroi, cette contrainte est donc toujours la même. Nous parlerons de force d'entraînement visqueux pour parler de cet effet.

La force d'Archimède : effet des pressions normales aux surfaces



Lorsque le fluide est statique, seules les pressions normales aux surfaces agissent. La résultante de ces forces s'écrit :

$$\vec{F} = - \int_S P \cdot \vec{n} \cdot dS$$

avec $\vec{n}$ le vecteur normal à la surface dirigé vers l'extérieur et S la surface de l'objet entouré du fluide.

D'après le théorème de la Gauss, valable pour une surface fermée, on peut écrire :

$$\vec{F} = - \int_S P \cdot \vec{n} \cdot dS = - \int_V \vec{\nabla} P \cdot dV$$

Lorsque le fluide est à l'état statique, $\vec{\nabla} P = \rho_w \cdot \vec{g}$, on a donc :

$$\vec{F} = - \rho_w \cdot \vec{g} \cdot V$$

La force résultante des pressions normales à la surface extérieure est donc égale au poids du volume d'eau déplacé par le corps, dans le cas hydrostatique. C'est la fameuse force d'Archimède.

Il est important de noter qu'une telle force est présente quelle que soit le gradient de pression. Ainsi lorsque le fluide n'est pas à l'état hydrostatique, le corps subit une force plus générale analogue à celle d'Archimède et qui s'écrit :

$$\vec{F} = - \vec{\nabla} P \cdot V$$

(le gradient est supposé constant)

2.3 Equilibre des contraintes dans un milieu poreux saturé

2.3.1 Fluide à l'état hydrostatique - soulèvement hydrostatique

Dès 1913, Fillunger s'est demandé si un barrage saturé d'eau subissait une force de soulèvement équivalente à une force d'Archimède. Cette question a été plusieurs fois débattue par la suite (Boer, 2000) et a encore fait l'objet d'une controverse suite à l'article d'Hubbert et Rubey (1959) (Birch, 1961; Hubbert and Rubey, 1961a; Hubbert and Rubey, 1961b; Laubscher, 1960; Moore, 1961). Fillunger avait montré que la force subie par le système n'était pas la même selon la surface qui entourait l'élément poreux considéré (voir p.23)

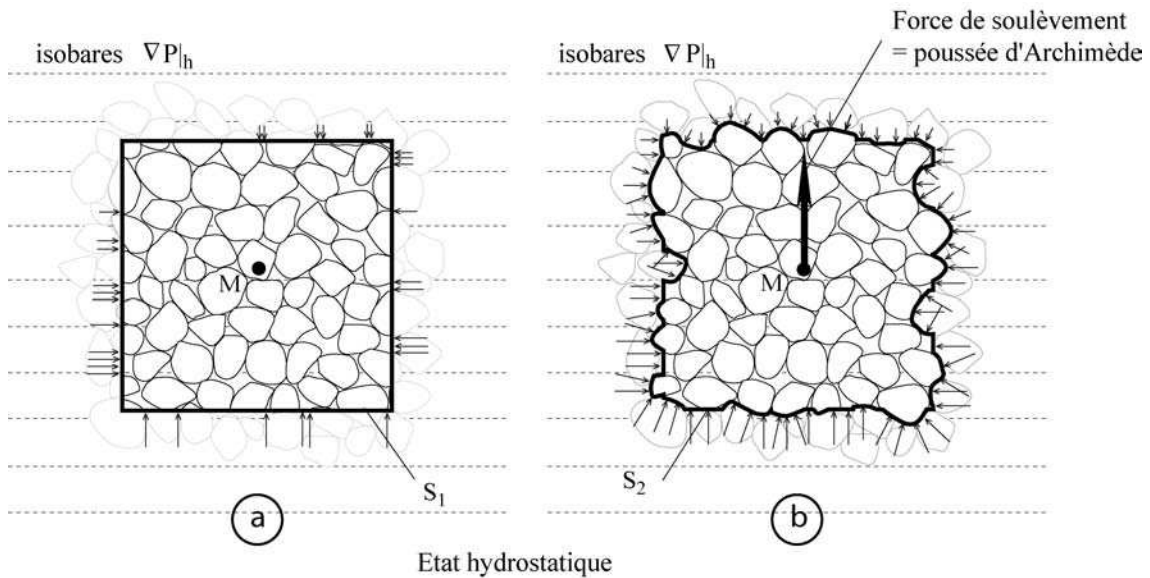


FIG.2.8 : Illustration de la force exercée par un fluide à l'état statique sur un élément de volume selon sa surface. Dans le premier cas (a), l'élément ne subit aucune force verticale de la part du fluide, tandis que dans le second (b), il ressent une force de soulèvement.

La présence d'une force d'Archimède dépend en fait du type de contrainte macroscopique que l'on considère (Mandl, 1988).

Ce résultat peut être très facilement déduit des équations d'équilibre de Cauchy et de la définition des différentes contraintes (cf. ci-dessous). L'interprétation physique est peut-être moins évidente. C'est pourquoi, nous invitons le lecteur non-averti à regarder l'exemple du tas de sable de l'encadré « Force d'Archimède ou pas ? » (p.31).

Soit le gradient de pression hydrostatique

$$\vec{\nabla}P = \vec{\nabla}P|_h = \rho_w \vec{g} \quad (2.18)$$

Il peut être très facilement montré que l'élément de volume unitaire dV de la figure 2.8a ne subit aucune force de la part du fluide. En effet, admettons que le fluide exerce une force F_f de flottaison sur le solide à l'intérieur de l'élément considéré. En réponse, le fluide subit une même force de sens

opposé $-F_f$ vers le bas. Le fluide est également soumis à son propre poids et à la différence de pression entre le sommet (P_1) et le bas (P_2) de l'élément. On peut donc écrire:

$$F_f + \phi \cdot \rho_w \cdot g + \phi \cdot P_1 = \phi \cdot P_2 \quad (2.19)$$

Le fluide étant à l'état hydrostatique, on a:

$$F_f + \phi \cdot \rho_w \cdot g = \phi \rho_w \cdot g \quad (2.20)$$

donc $F_f = 0$.

Le fluide n'exerce donc aucune force sur le solide.

Il est maintenant important de remarquer qu'en utilisant une surface coupant aléatoirement grains et pores, la contrainte macroscopique du solide qui est regardée est la contrainte squelettique σ_s (voir paragraphe 2.2.1). Le même résultat peut être retrouvé à partir des équations d'équilibre des contraintes des milieux continus (équations de Cauchy) appliquées à l'élément considéré. Le fluide n'étant soumis qu'à la gravité, on peut écrire pour les contraintes totales (axe z vertical dirigé vers le bas, le système est supposé statique):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} &= \rho_b \cdot g \end{aligned} \quad (2.21)$$

avec $\rho_b = (1-\phi) \cdot \rho_s + \phi \cdot \rho_w$

La contrainte σ_s étant définie par $\sigma = \sigma_s + \phi P \cdot \mathbf{Id}$, il vient:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{xx}^s}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xz}^s}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_{zx}^s}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}^s}{\partial z} &= \rho_b \cdot g - \phi \cdot \frac{\partial P}{\partial z} = (1-\phi) \cdot \rho_s \cdot g \end{aligned} \quad (2.22)$$

On voit que le fluide disparaît de l'expression de l'équilibre des contraintes transmises dans la matrice. De ce point de vue, un système sec est l'équivalent d'un système saturé. Une démonstration plus poussée sera trouvée dans l'article de Dahlen (1990).

En revanche, en considérant l'élément de volume entouré d'une surface ondulée (fig. 2.8.b), la contrainte macroscopique considérée est la contrainte intergranulaire (voir paragraphe 2.2.1). Dans le cas de contacts ponctuels, elle correspond à la contrainte effective ($\sigma' = \sigma - P \cdot \mathbf{Id}$). Comme précédemment, en introduisant cette dernière dans les équations d'équilibre 2.20, il vient:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma'_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma'_{xz}}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \sigma'_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma'_{zz}}{\partial z} &= \rho_b \cdot g - \frac{\partial P}{\partial z} = [(1-\phi) \cdot \rho_s + \phi \cdot \rho_w] \cdot g - \rho_w \cdot g = (1-\phi) \cdot (\rho_s - \rho_w) \cdot g \end{aligned} \quad (2.23)$$

Le terme $(1-\phi).(\rho_s-\rho_w).g$ correspond au poids de la matrice solide $(1-\phi).\rho_s.g$ corrigé de l'équivalent d'une force d'Archimède $-(1-\phi).\rho_w.g$. Dans le cas de contacts ponctuels, on peut montrer très simplement que ce terme est bien la somme des forces d'Archimède appliquées à chaque grain individuellement. La force d'Archimède apparaît dans le système car la surface entourant l'élément macroscopique est entièrement soumise à la pression du fluide (fig. 2.8.b) contrairement au premier cas (fig. 2.8.a).

Ainsi, lorsque l'on considère l'équilibre des contraintes effectives, sous leur forme classique, dans un milieu poreux, on suppose que l'on est capable de définir des éléments de volume dont la surface externe est entièrement soumise à la pression du fluide. La force d'Archimède agit alors sur ces éléments. Dans un milieu à contacts ponctuels, les plus petits éléments de volume répondant à cette hypothèse sont les grains eux-mêmes. Lorsque les contacts ne sont plus ponctuels, il paraît toujours possible de définir une surface entourant un amas de grains et répondant au critère souhaité. Les contraintes effectives s'appliquent alors effectivement le long de ces surfaces. On voit donc apparaître ici une échelle minimale d'application des contraintes effectives qui confirme bien son caractère macroscopique. Pour bien décrire le système par une schématisation en milieu continu employant la contrainte effective, l'échelle d'homogénéisation devra nécessairement être plus grande que les amas (fig 2.9).

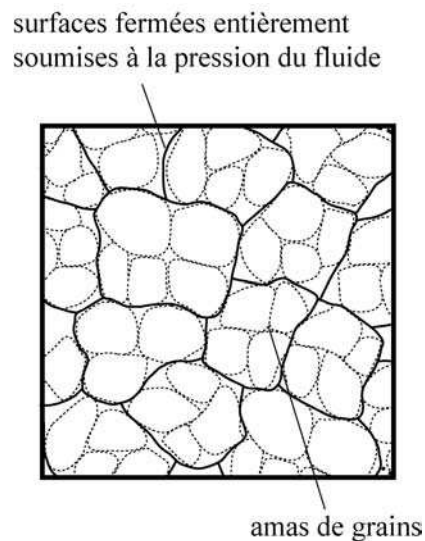
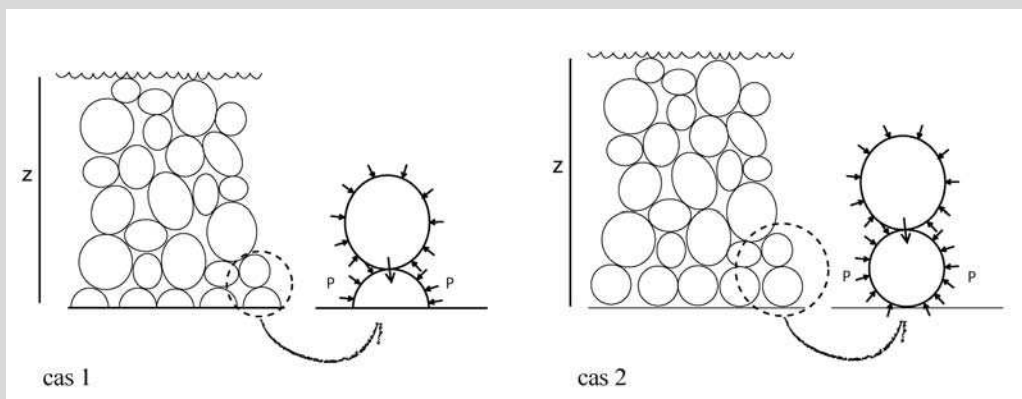


FIG.2.9 : Surfaces fermées entourant des amas de grains à contacts non ponctuels

Force d'Archimède ou pas ?

Considérons un échantillon de sable immergé constitué de grains à contacts ponctuels et reposant sur une base fixe (fig. ci-dessous). La surface de l'eau est supposée coïncider avec la surface du sable.



Dans le cas 1, les grains touchant le fond sont de forme hémisphérique et l'eau ne passe pas entre les grains et le fond. Dans le 2^{ème} cas, le milieu est en tout point identique mais les grains du fond sont en contact ponctuel avec la base. Nous allons comparer la **contrainte transmise à la base (σ_a)** par les grains dans les deux cas (modèle à une dimension).

Pour les deux systèmes, la contrainte totale (σ_t) appliquée est égale au poids des grains et de la colonne d'eau.

$$\sigma_t = ((1 - \phi) \cdot \rho_s + \phi \cdot \rho_w) \cdot g \cdot z \quad \text{et} \quad P = \rho_w \cdot g \cdot z$$

où z est la hauteur de sable et d'eau.

Cas1 : $\sigma_t = \sigma_a + \phi \cdot P$

On peut déduire que σ_a vaut : $\sigma_a = (1 - \phi) \cdot \rho_s \cdot g \cdot z$

Cas2 : $\sigma_t = \sigma_a + P$

Donc : $\sigma_a = (1 - \phi) \cdot (\rho_s - \rho_w) \cdot g \cdot z$

Dans le premier cas, σ_a équivaut au poids des grains de sable uniquement. Le fluide n'intervient pas. Dans le second, la contrainte transmise correspond au poids des grains corrigé de la force d'Archimède. La différence est donc très importante bien que l'on n'ait changé que la forme des grains du bas ! Mais, ce faisant, nous avons également modifié la surface sur laquelle s'appliquait la pression de l'eau. Dans le premier cas, les grains hémisphériques du bas ressentent effectivement le poids des grains du dessus, corrigé de la force d'Archimède. Ils subissent également la pression P régnant à la profondeur z sur leur surface supérieure. Mais, contrairement

au deuxième cas, cette pression ne s'applique pas en dessous des grains. La pression du dessus n'est donc pas compensée. On peut facilement montrer que l'effet de cette pression est une force de $(1-\phi) \cdot \rho_w \cdot g \cdot z$ par unité de surface du fond. Cette force compense donc, en moyenne, l'effet de la force d'Archimède sur tous les autres grains situés au dessus. Ainsi, dans le cas 1, du point de vue des contraintes transmises par les grains, la base ne ressent absolument pas la force d'Archimède !

Conclusion :

L'application de la force d'Archimède à un système, qu'il soit composé d'un ou de plusieurs grains, dépend de sa surface externe. Si le système peut être entièrement entouré d'une surface soumise à la pression de l'eau, la force d'Archimède s'exerce alors pleinement.

Nous pouvons, également, d'ores et déjà remarquer que dans le cas 1, $\sigma_a = \sigma_s$ et $\sigma_a = \sigma'$ dans le cas 2.

2.3.2 Fluide non hydrostatique - écoulement poral

Lorsque le fluide n'est pas à l'état statique, il a tendance à s'écouler si sa viscosité et la perméabilité du milieu le lui permettent. Dans un tel cas, le gradient de pression de fluide peut être décrit comme la somme d'un gradient statique (poids de l'eau) et d'un gradient "anormal" (noté nh pour non-hydrostatique), moteur de l'écoulement:

$$\vec{\nabla}P = \vec{\nabla}P|_h + \vec{\nabla}P|_{nh} = \rho_w \cdot \vec{g} + \vec{\nabla}P|_{nh} \quad (2.24)$$

L'équilibre des contraintes dans le squelette s'écrit donc:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{xx}^s}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xz}^s}{\partial z} &= -\phi \frac{\partial P}{\partial x} \Big|_{nh} \\ \frac{\partial \sigma_{zx}^s}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}^s}{\partial z} &= \rho_b \cdot g - \phi \frac{\partial P}{\partial z} = (1-\phi) \cdot \rho_s \cdot g - \phi \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{nh} \end{aligned} \quad (2.25)$$

L'écoulement du fluide transmet donc une force $-\phi \cdot \vec{\nabla}P|_{nh}$ au squelette solide. Nous montrerons que cette force est due aux forces de friction visqueuse qui ralentissent l'écoulement au sein du milieu poreux.

Pour les contraintes effectives, on a:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{xx}'}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xz}'}{\partial z} &= -\frac{\partial P}{\partial x} \Big|_{nh} \\ \frac{\partial \sigma_{zx}'}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}'}{\partial z} &= \rho_b \cdot g - \frac{\partial P}{\partial z} = (1-\phi) \cdot (\rho_s - \rho_w) \cdot g - \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{nh} \end{aligned} \quad (2.26)$$

En plus de la force de soulèvement, la matrice solide est donc soumise à $-\vec{\nabla}P|_{nh}$, ce qui diffère de l'effet sur la contrainte squelettique $(-\phi.\vec{\nabla}P|_{nh})$. La différence vaut $-(1-\phi).\vec{\nabla}P|_{nh}$ et équivaut à la force d'Archimède liée au gradient $\vec{\nabla}P|_{nh}$, c'est à dire l'effet des forces de pression s'appliquant perpendiculairement aux surfaces. Nous avons vu que dans le cas hydrostatique, la force d'Archimède $-(1-\phi).\rho_w.g$ n'apparaissait pas dans l'expression de l'équilibre des contraintes squelettiques σ_s (eq.2.22), son équivalent $-(1-\phi).\vec{\nabla}P|_{nh}$ n'apparaît donc pas non plus dans le cas d'un gradient non-hydrostatique $\vec{\nabla}P|_{nh}$ (fig. 2.10)(eq. 2.25).

Le terme $\vec{\nabla}P|_{nh}$ est couramment appelé « force de courant » ou « seepage force » en anglais.

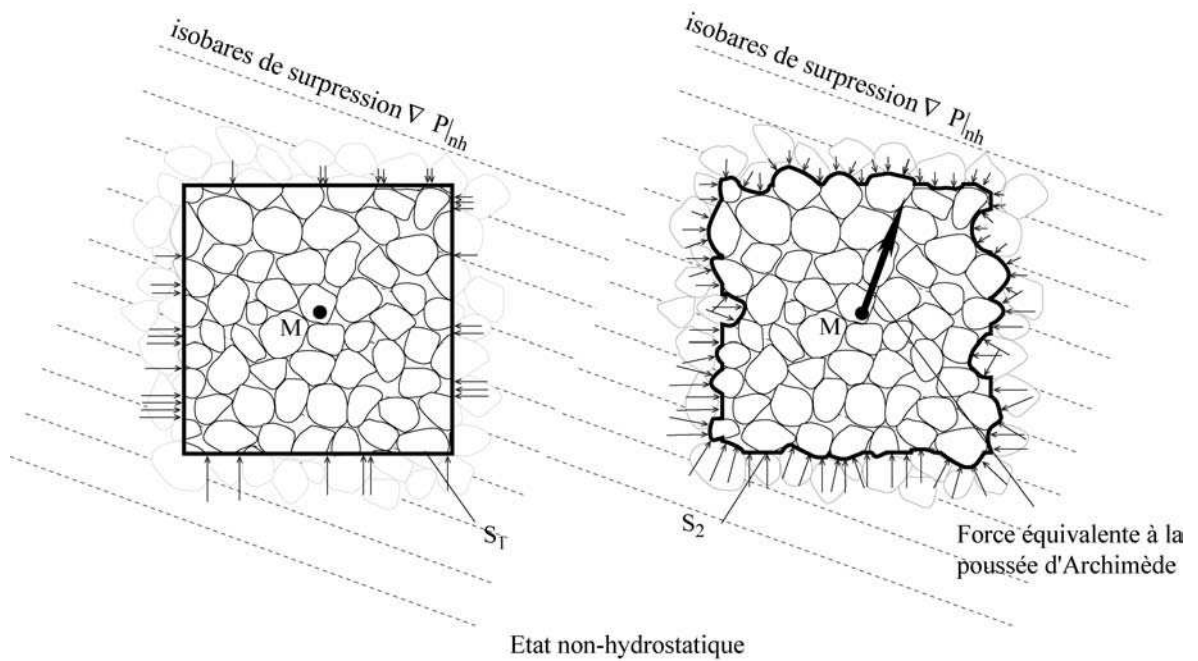


FIG.2.10 : Milieux poreux soumis à un gradient de pression non hydrostatique. Comme dans le cas hydrostatique (fig.2.8), le deuxième élément subit l'équivalent d'une force d'Archimède liée au gradient de pression. Le premier, quant à lui, ne la ressent pas.

Milieu effectif

Afin d'interpréter $-\phi.\vec{\nabla}P|_{nh}$, nous considérerons un milieu poreux simplifié, inséré dans un piston de section S (fig. 2.11). La pression de fluide à la base est maintenue à une valeur P_b , tandis qu'au sommet elle vaut P_{sup} . Le fluide est supposé être de l'air (ρ_{air} négligeable). Seul l'effet de $\vec{\nabla}P|_{nh}$ est donc présent. L'axe des z est toujours dirigé vers le bas. La porosité et la perméabilité du milieu sont assurées par n tubes verticaux de diamètre R . La porosité vaut:

$$\phi = \frac{n \cdot \pi R^2}{S} \quad (2.27)$$

Soumis à la différence de pression ($P_b - P_{sup} = \Delta P$), le fluide s'écoule au travers des tubes. Nous nous proposons de calculer la force verticale exercée par le fluide sur le solide. La loi de comportement d'un fluide visqueux Newtonien s'écrit (Bear, 1988):

$$\sigma_{ij}(M, t) = P(M, t) \cdot Id_{ij} + \nu_f \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.28)$$

où σ_{ij} sont les composante du tenseur des contraintes au point M à l'instant t . ν_f est la viscosité du fluide et V sa vitesse. Pour un écoulement laminaire, deux types de contraintes vont s'exercer sur une surface plane: la pression, perpendiculaire à la surface, et une contrainte cisailante visqueuse (voir l'encadré p.26).

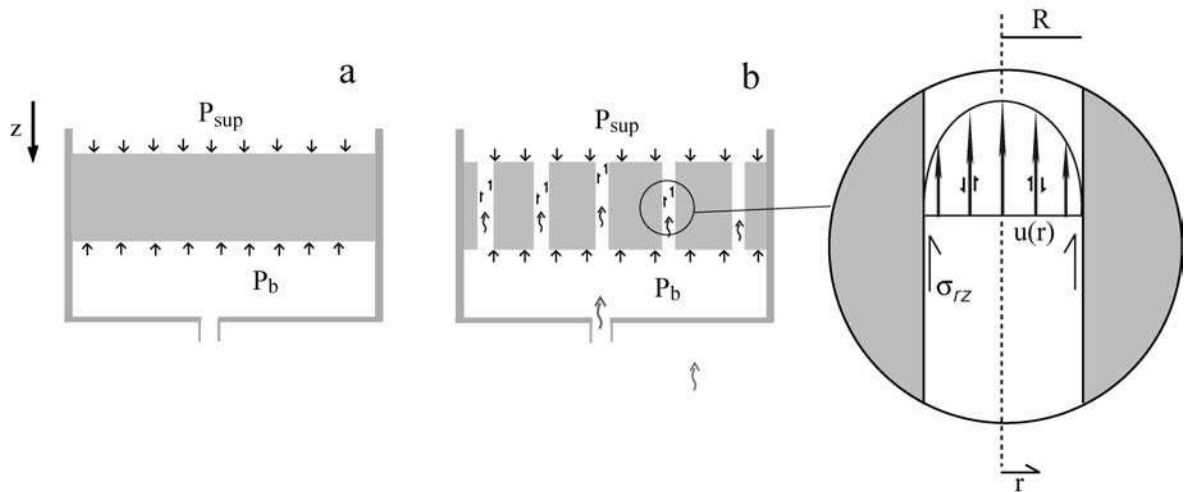


FIG.2.11. Milieu effectif où la perméabilité est assurée par une série de tubes verticaux dans lesquels se produit un écoulement. On montre facilement que pour une même différence de pression entre le sommet et la base, l'élément poreux subit la même force.

Pour décrire l'écoulement dans chaque tube, nous prenons une solution de Poiseuille (Bear, 1988):

$$u(r) = \frac{r^2 - R^2}{4\nu_f} \frac{\partial P}{\partial z} \bigg|_{nh} \quad (2.29)$$

où $u(r)$ est la vitesse verticale du fluide à la distance r du centre du tube (fig. 2.11).

Sur les parois de chaque tube, cet écoulement transmet une force de friction visqueuse verticale σ_{rz} :

$$\sigma_{rz} = v_f \frac{\partial u}{\partial r} = - \frac{R}{2 v_f} \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{nh} \quad (2.30)$$

où $\partial P / \partial z|_{nh}$ est supposé constant.

En intégrant cette contrainte sur toute la surface du tube, on déduit la force verticale exercée par le fluide dans chaque tube: $-\pi.R^2.\Delta P$. La force de friction visqueuse dans tous les tubes est donc: $-\pi.R^2.\Delta P.n = -\phi.S.\Delta P$.

Ajouté à cette force, le fluide exerce aussi une pression perpendiculaire à la base et au sommet de l'échantillon (à l'intérieur des tubes, ces forces n'ont pas de composante verticale). La résultante est donc: $P_{sup}.S.(1-\phi) - P_b.S.(1-\phi) = -(1-\phi).S.\Delta P$

Si l'on compare notre milieu effectif à l'élément de milieu poreux 2.8.a de la figure 2.8, alors on ne doit pas tenir compte de cette deuxième force. Seule la friction visqueuse à l'intérieur des tubes agit ($-\phi.S.\Delta P$). On retrouve ainsi le terme $-\phi.VP|_{nh}$ présent dans l'équation 2.24. Ce sont donc bien les effets des forces visqueuses qui apparaissent dans l'équilibre des contraintes du squelette.

En revanche, lorsque l'on considère les contraintes effectives, la surface soumise à l'action des fluides comprend bien les forces basales et supérieures de l'échantillon. La force subie est donc:

$$F = -(1-\phi).S.\Delta P - \phi.S.\Delta P = -S.\Delta P$$

Il est crucial de remarquer que cette force ne dépend pas de la porosité. Quels que soient le nombre et la taille des tubes, la force subie par l'échantillon sera la même, même dans le cas extrême où il serait imperméable. Seul le rapport entre les forces de friction et les effets des pressions va changer.

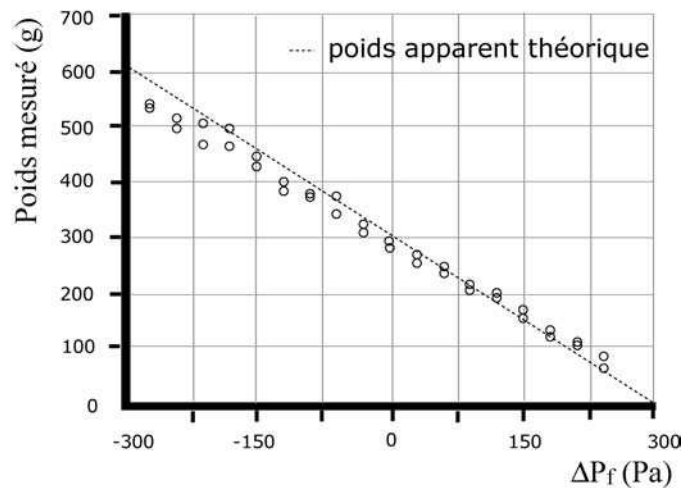
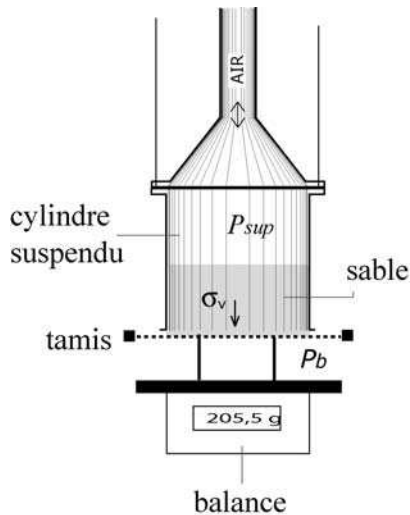


FIG.2.12 : Dispositif permettant de vérifier l'action d'un gradient de pression d'air sur un échantillon de sable

Vérification expérimentale

Un moyen très simple de vérifier l'action des forces de courant ou "seepage force", est de faire circuler verticalement de l'air au travers d'un échantillon de sable, tout en mesurant son poids.

Une masse connue de sable est ainsi déposée dans un cylindre de plastique sans fond, suspendu juste au dessus d'un tamis. Ce dernier repose sur une balance (fig.2.12). Le tamis permet à l'air de pénétrer par la base et de circuler librement dans le sable. Au sommet du cylindre, un système d'injection ou d'aspiration d'air permet de réguler la pression d'air P_{sup} au dessus de l'échantillon. La pression à la base reste à la pression atmosphérique. La différence de pression crée donc un écoulement au sein du sable. L'opérateur peut alors mesurer les variations de poids du sable sur la balance (fig.2.12).

En tenant compte des effets de frottement entre sable et parois du cylindre (voir chapitre3), on vérifie assez bien que l'échantillon est soumis à une force $(P_{sup}-P_b).S = -\Delta P.S$. Si $\Delta P > 0$ (aspiration au sommet), le poids apparent du sable diminue. Si $\Delta P < 0$ (injection d'air), il augmente.

Ce type de dispositif sera utilisé au chapitre 3 pour effectuer des tests de cisaillement d'échantillons de sable soumis à un gradient de pression d'air.

2.3.3 Conclusion

L'équation d'équilibre des contraintes effectives d'un milieu poreux statique soumis à un gradient de pression de fluide non hydrostatique:

$$\vec{\nabla}P = \rho_w \vec{g} + \vec{\nabla}P|_{nh} \quad (2.24)$$

s'écrit en 2D:

$$\vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{\sigma}' = (1-\phi).(\rho_s - \rho_w).\vec{g} - \vec{\nabla}P|_{nh} \quad (2.26)$$

Du point de vue des contraintes effectives, la phase solide est ainsi soumise à l'équivalent de trois forces de volume (fig.2.13):

- son propre poids $(1-\phi).\rho_s.g$;
- un soulèvement hydrostatique équivalent à une force d'Archimède - $(1-\phi).\rho_w.g$;
- une force de courant - $\vec{\nabla}P|_{nh}$.

Dans un milieu poreux perméable, $\vec{\nabla}P|_{nh}$ donne naissance à un écoulement, qui, lorsqu'il est permanent et dominé par les forces visqueuses, est décrit par la loi de Darcy:

$$\vec{q} = -\frac{k}{\nu_f} \vec{\nabla}P|_{nh}$$

avec $\vec{q}$ la vitesse de Darcy (flux de fluide par unité de surface de milieu poreux, ms^{-1}), et k la perméabilité intrinsèque isotrope (m^2). k prend la forme d'un tenseur dans le cas d'un milieu anisotrope (Bear, 1988).

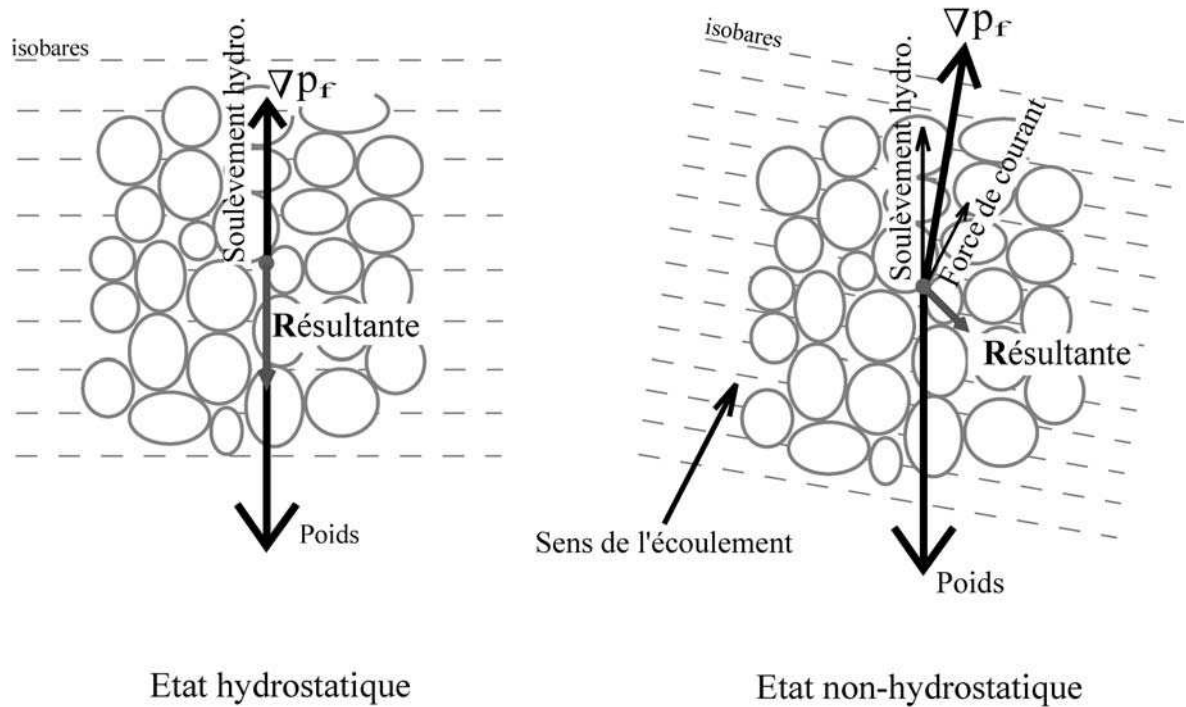


FIG.2.13 : Résumé de l'action du fluide sur le milieu granulaire en terme de forces de volume.

Contrairement à ce que pourrait indiquer son nom, la force de courant ne dépend en aucun cas de la vitesse de l'écoulement. Elle est présente dès qu'il y a une pression de fluide anormale. Ainsi des sédiments de très faible perméabilité (10^{-18} à 10^{-20} m²) soumis à une surpression de fluide proche de la pression lithostatique subiront une force de courant proche de leur propre poids, et cela, même si les vitesses de Darcy mises en jeu ne dépassent pas le mm/an.

Contrairement aux deux autres forces (poids, soulèvement) qui agissent verticalement, les forces de courant peuvent prendre n'importe quelle direction et modifier ainsi la valeur et l'orientation des contraintes effectives principales. Ces forces sont très utilisées en mécanique des sols où les écoulements de fluide sont mesurables. En revanche, au cours de cette thèse, nous nous sommes aperçus qu'une grande partie de la communauté des géologues appréhendait très mal ces notions. Il est assez frappant de constater que de nombreux livres d'enseignement en tectonique passent sous silence ces effets en introduisant uniquement le concept de la contrainte effective de von Terzaghi (Hoobs et al., 1976; Price and Cosgrove, 1990; Ramsay and Huber, 1983).

Forces de courant en mécanique des sols et géotechnique

Il n'est pas surprenant de constater que les principales avancées sur les milieux poreux saturés aient été faites dans le cadre de la mécanique des sols et de la géotechnique. Les objets d'étude, sols, talus, digues, barrages..., sont souvent très inclinés et soumis à des variations hydrologiques importantes en raison des fluctuations météorologiques. La mauvaise prise en compte du "facteur eau" dans les études géotechniques peut avoir des conséquences dramatiques et souvent très coûteuses (voir figure ci-dessous).

Von Terzaghi a introduit sa contrainte effective dans le cadre de la théorie de la consolidation qui décrit le tassement d'un sol lorsque l'eau s'en échappe. Mais bien avant, Fillunger (1914) avait déjà souligné les effets des gradients horizontaux de pression de fluide dans les barrages (Boer 2000):

"Before ich daran gehe zu zeigen, wie man den Auftrieb in die Berechnung von Talsperren einführen kann, müssen wir noch einer zweiten wenig bekannten Kraft nähertreten, nämlich der kapillaren Reibung des Wassers. Die Druckniveaulinien des ruhenden Wassers verlaufen horizontal und es entsprechen 10 m Höhendifferenz einem Druckunterschied von 1 atm. Bei jeder anderen Lage der Niveaulinien muß man annehmen, daß das Wasser in Bewegung ist und daher Reibungskräfte hervorruft."

"Avant de montrer comment introduire le soulèvement hydrostatique dans le comportement mécanique d'un barrage, nous devons prendre en considération une seconde force: la friction capillaire de l'eau. La surface de l'eau au repos est horizontale et une différence de hauteur de 10 m d'eau correspond à une différence de pression de 1 atm. Toute autre forme de la surface de l'eau implique un écoulement et cause ainsi une des forces de friction."

En effet pour bien appréhender la limite de stabilité d'une digue de terre, il faut bien être conscient que celle-ci est en général perméable. De ce fait, un écoulement, même très faible, s'y produit. L'effet de la différence de pression entre les deux côtés de la digue est ainsi distribué dans toute la partie saturée du barrage. Il serait alors incorrect de considérer que la pression du fluide ne s'exerce que sur son côté immergé. Dans une méthode aux éléments finis pour le calcul des contraintes dans un barrage, les forces de courant sont simplement introduites comme une force de volume supplémentaire agissant sur chaque élément de la maille (Zienkiewicz, 1964, 1965, 1971).

Bien que les forces (ou pression) de courant soient décrites dans la plupart des livres de mécanique des sols (Lambe et Whitman, 1969, Habib, 1973, Jaeger et Cook 1979) ou d'hydraulique (Bear 1988, Marsily, 1994), il est assez surprenant (voir rassurant pour les géologues) de constater qu'elles sont parfois mal comprises par les géotechniciens et mécaniciens eux-mêmes. On peut citer ainsi Pierre Martin qui écrit dans son livre " La géotechnique-principes et pratiques ", pages 152-153:

"Les effets de l'eau souterraine en géotechnique déterminent l'instabilité des talus, murs, parois, dallages, chaussées...; c'est l'ignorance de la pression de courant, due à la circulation de l'eau dans la roche d'un de ses appuis, qui est à l'origine de la catastrophe du barrage de Malpasset sur le Reyran en 1959. De nombreux soutènements mal drainés s'écrouleront encore contre une roche pratiquement imperméable, au faible débit de fuite au cours d'exécution de fouilles, avant que l'on ait compris que la pression de courant n'a pas grand chose à voir avec la pression hydrostatique; une paroi mal drainée contre une roche presque imperméable au débit de fuite insignifiant, peut-être plus dangereuse que contre une roche très perméable au débit de fuite spectaculaire; dans le premier cas, la pression de courant, très variable, peut être temporairement

beaucoup plus élevée que prévue; dans le second, la pression hydrostatique est quasi permanente, facile à prendre en compte dans les calculs."

On voit transparaître ici que la force de courant est souvent associée à la notion de débit de l'écoulement. Cette confusion provient sans nul doute de son nom très mal approprié (également en anglais: "seepage force").



Exemple de destabilisation d'un mur en raison d'un mauvais drainage. Lors de fortes précipitations, une forte pression s'accumule derrière le mur et exerce sur lui une force horizontale.

2.4 Pression de fluide et cercle de Mohr

2.4.1 Représentation des états de contraintes totales et effectives

Le cercle de Mohr est une représentation de l'état des contraintes fréquemment utilisée dans les analyses tectoniques. Il représente les contraintes normales et tangentielles s'exerçant sur tous les plans de l'espace en un point M (fig 2.14).

Les contraintes effectives sont définies par $\sigma'_n = \sigma_n - P$ et $\tau' = \tau$ quel que soit le plan considéré. Le cercle correspondant sera donc de même diamètre que celui des contraintes totales mais décalé d'une valeur de P (fig 2.14).

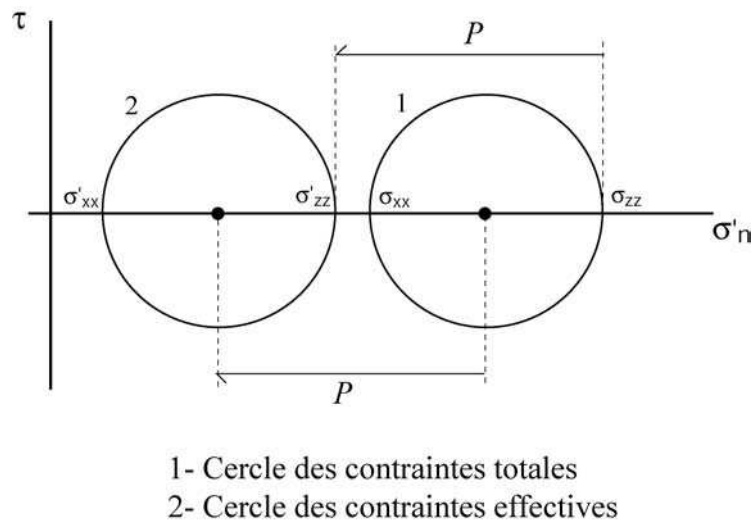


FIG.2.14 : Représentation des états de contraintes totales et effectives dans un diagramme de Mohr. Les deux cercles sont décalés de P .

2.4.2 Effets d'une variation de pression de fluide sur les cercles de contraintes

Il est assez courant de constater que bon nombre d'analyses tectoniques se font en calculant un état de contraintes effectives à partir d'un état de contraintes totales, le fluide étant à l'état hydrostatique. L'effet d'une variation ΔP de la pression de fluide est ensuite appréhendé en faisant une translation ΔP du cercle des contraintes effectives vers l'origine. Cette méthode est souvent utilisée pour estimer la pression nécessaire à la rupture ou la réactivation d'un plan de faille (Mello and Pratson, 1999; Willis and Buck, 1997). Il est important de souligner que cette pratique suppose une hypothèse très forte: la constance de l'état des contraintes totales.

Si une telle hypothèse est tout à fait valable dans le cas d'un test triaxial sur un échantillon de roche par exemple, il faut être beaucoup plus prudent avant de l'appliquer aux cas naturels où l'on trouve des surpressions de fluide. Nous avons en effet vu, que le fluide agit sur les contraintes effectives par l'intermédiaire des forces de courant qui peuvent être assimilées à des forces de volume. Toute modification dP de la pression modifie donc la résultante des forces volumiques et peut modifier, à priori, toutes les contraintes (normales ou tangentielles) (fig 2.13).

Afin d'illustrer les effets d'un changement de pression de fluide sur l'état de contraintes et le cercle de Mohr, nous traiterons les exemples simples de 2 milieux poreux, tectoniquement relâchés, l'un horizontal et l'autre légèrement incliné, tous deux soumis à un gradient de pression.

Ces deux exemples seront traités de manière élastique. Le choix de ne pas utiliser une rhéologie classique de Mohr-Coulomb est délibéré. Nous montrerons ainsi que ce n'est pas la limite de plasticité qui conditionne le changement des contraintes totales mais bien les forces de volume et les conditions aux limites du système.

Nous supposons que dans les deux cas envisagés, l'état stationnaire est atteint pour le fluide. Les calculs des contraintes et de l'écoulement du fluide peuvent être traités séparément (Iverson and Reid, 1992).

A. Milieu élastique 2D horizontal

Supposons qu'un milieu poreux élastique en déformation plane ($\varepsilon_y = 0$) soit confiné dans un récipient à parois verticales (fig. 2.15a) - équivalent d'un bassin tectoniquement relâché. La friction sur les bords est nulle et toute déformation horizontale est interdite ($\varepsilon_y = 0$). Dans ce cas, la contrainte verticale totale peut être écrite:

$$\sigma_{zz} = \rho_b \cdot g \cdot z$$

et la contrainte effective:

$$\sigma'_{zz} = (1 - \phi) \cdot (\rho_s - \rho_w) \cdot g \cdot z$$

Sous l'effet de son propre poids, le milieu a tendance à se déformer également horizontalement. La présence des parois latérales interdit toute déformation et il se crée une contrainte horizontale σ'_{xx} qui peut être écrite:

$$\sigma'_{xx} = K \cdot \sigma'_{zz} \quad (2.32)$$

avec $K = \frac{\nu}{1 - \nu}$ et ν le coefficient de Poisson.

Admettons que la pression de fluide à la base du système augmente. Il se crée alors un écoulement de fluide vertical au sein du milieu et donc une force de courant verticale.

$$\frac{\partial \sigma'_{zz}}{\partial z} = (1 - \phi) \cdot (\rho_s - \rho_w) \cdot g - \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{nh}$$

Si dP est la variation de pression de fluide par rapport à l'état hydrostatique à la profondeur z . La variation de contrainte effective verticale est donc:

$$d\sigma'_{zz} = -dP \quad (2.33)$$

N'ayant aucune composante verticale, le gradient de pression ne modifie pas directement la contrainte horizontale. Néanmoins, la déformation créée par la variation de σ'_{zz} modifie σ'_{xx} . D'après l'équation 2.32:

$$d\sigma'_{xx} = -K \cdot d\sigma'_{zz} \quad (2.34)$$

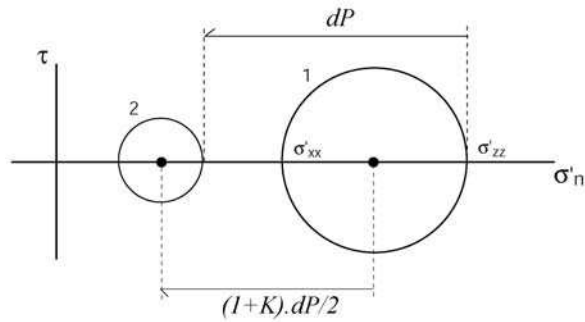
Les variations de contraintes totales sont donc:

$$d\sigma'_{zz} = 0 \quad (2.35)$$

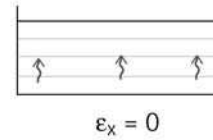
$$d\sigma'_{xx} = (1 - K) \cdot dP \quad (2.36)$$

Dans un tel système, toute variation de la pression du fluide modifie donc le rayon du cercle de Mohr et l'état des contraintes totales. Les contraintes cisailantes horizontales et verticales restent invariantes mais toutes les autres sont modifiées. Un tel couplage entre pression de fluide et contraintes totales est caractéristique de nombreux bassins sédimentaires et champs pétroliers (Hillis, 2002). Hillis (2002) a synthétisé les données de différents bassins et montre que K varie de

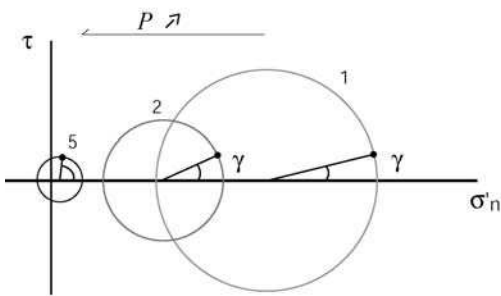
0.2 à 0.7. Des calculs similaires peuvent être faits avec d'autres lois de comportement: Mohr-Coulomb ($K = (1 - \sin \phi_i) / (1 + \sin \phi_i)$ avec ϕ_i l'angle de friction interne), plasticité parfaite ($K = 1$). Dans le cas d'un sable $K = 0.5$ (Lambe and Whitman, 1969).



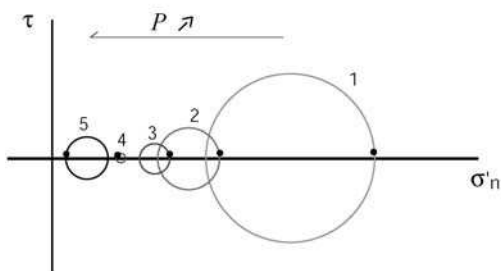
- 1- Cercle des contraintes effectives - état hydrostatique -
2- Cercle des contraintes effectives après une augmentation de dP de la pression de fluide



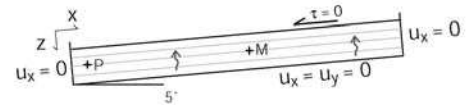
(a)



Contraintes effectives au point M pour différentes pressions P



Contraintes effectives au point P pour différentes pressions P



- 1 - $\lambda = 0$
- 2 - $\lambda = 0.47$
- 3 - $\lambda = 0.63$
- 4 - $\lambda = 0.49$
- 5 - $\lambda = 0.95$
- $\lambda = (\partial P / \partial z) / (\partial \sigma_{zz} / \partial z)$

- Contraintes sur un plan parallèle à la pente

(b)

FIG.2.15 : Schéma d'évolution du cercle de Mohr en réponse à une variation dP de la pression de fluide dans le cas d'un système horizontal (a) et dans une pente (b). Dans les deux cas, les cercles diminuent. Pour le système incliné, on a également une rotation des contraintes (variation de γ).

B. Milieu élastique 2D incliné

Le système précédent est maintenant incliné de quelques degrés. Les forces de courant produites par une surpression basale sont toujours perpendiculaires à la surface. Dans ce cas, la direction de la résultante des forces de volume (poids, flottaison et force de courant) dépend directement de l'intensité de la force de courant, c'est à dire de la surpression. Pour calculer la distribution de contraintes dans le milieu, nous avons employé une méthode aux éléments finis (voir introduction du chapitre 4) en supposant les déplacements u_x nuls sur les parois verticales et à la base, et u_z (déplacements verticaux) nuls à la base. Le modèle a un rapport longueur/épaisseur de 5. Les cercles de contraintes effectives calculés en deux points du modèle, l'un au milieu et l'autre près du mur du bas, sont représentés sur la figure 2.15b pour différentes pressions de fluide. La surpression est exprimée en fonction du paramètre λ^* :

$$\lambda^* = \frac{P - P|_h}{(1-\phi) \cdot (\rho_s - \rho_w) \cdot g \cdot z \cdot \cos\alpha} \quad (2.37)$$

où $P|_h$ est la pression hydrostatique à la profondeur z et α la pente. $\lambda^* = 0$ signifie qu'il n'y a pas de surpression.

La figure 2.15b montre que l'augmentation de la pression du fluide a plusieurs effets:

- comme précédemment, le rayon du cercle de Mohr diminue;
- le tenseur subit une rotation (variation de γ);
- près de la paroi en aval (point M), le rayon du cercle passe par un minimum puis réaugmente. La contrainte principale σ_1 est alors plus proche de l'axe des x que de la verticale. Cette partie du modèle rentre en compression.

Globalement, du point de vue des forces de volume et des contraintes effectives, l'augmentation de la pression a le même effet qu'une rotation du modèle accompagnée d'une diminution de la densité du matériau.

C. Conclusion:

Ces deux exemples simples traités de manière élastique, nous ont montré que les variations de pressions de fluide modifiaient le tenseur des contraintes effectives, notamment en provoquant une réorientation des contraintes principales. L'état de contrainte totale est ainsi perturbé par le changement des pressions.

2.5 Conclusion

Au travers de ce chapitre, que nous avons voulu le plus didactique possible, nous avons montré comment les fluides agissaient sur le solide par l'intermédiaire des forces de courant. Elles sont ainsi présentes dès qu'il y a une variation spatiale de la pression du fluide, même si les écoulements ne sont pas mesurables. On les retrouvera à toutes les échelles, du bassin sédimentaire à la simple fracture. En modifiant l'intensité et l'orientation des contraintes effectives, elles seront responsables notamment de la formation de décollements (voir les chapitres 5 et 6), de failles listriques (chapitre 6) et modifieront la limite de stabilité des édifices (prismes d'accrétion, pente).

Les forces de courant ne sont pas nouvelles car elles ont été découvertes avec la contrainte effective. Cependant, ces notions ne semblent pas s'être très répandues en géologie. Au cours des

chapitres suivants (chapitres 5, 6 et 7), nous montrerons que leur emploi facilite l'analyse et permet de saisir plus facilement l'action que peuvent avoir des surpressions de fluide dans des configurations variées.

Chapitre 3

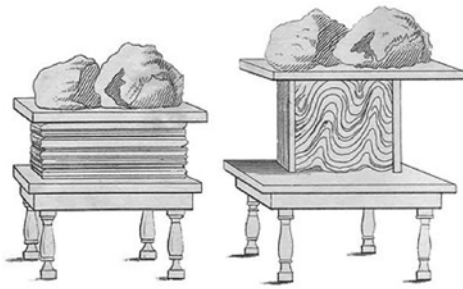
Modélisation analogique avec fluide aux pores

3.1 Introduction

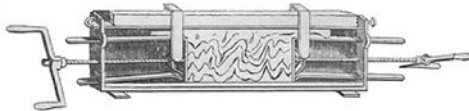
Certains phénomènes physiques sont suffisamment simples et bien connus pour permettre une description mathématique complète. D'autres, en revanche, plus complexes, rendent cette analyse beaucoup plus difficile, voire impossible. L'expérimentation directe est un des moyens de tirer des informations supplémentaires sur ces systèmes. Lorsque celle-ci n'est pas possible, pour des raisons de taille, d'accessibilité ou de dynamique du système, une alternative est de construire et d'étudier des modèles. Or, toute la difficulté d'une modélisation, analogique ou numérique, réside dans la complexité et la méconnaissance du système naturel que l'on doit nécessairement simplifier pour des raisons essentiellement techniques (matériaux, capacités de calcul, conditions limites...), tout en gardant un degré de réalisme pour en tirer des conclusions acceptables.

Bien avant l'essor de l'informatique et des modèles numériques, nombre de physiciens ont étudié avec succès des modèles physiques réduits en hydraulique (chenaux, digues), en génie civil (pont, immeubles), en aérodynamique (ailes d'avion)... L'essence de cette modélisation réside dans la mise à l'échelle des maquettes qui doivent respecter certaines proportions dimensionnelles, cinématiques et dynamiques (rapport entre forces) vis à vis du système d'origine.

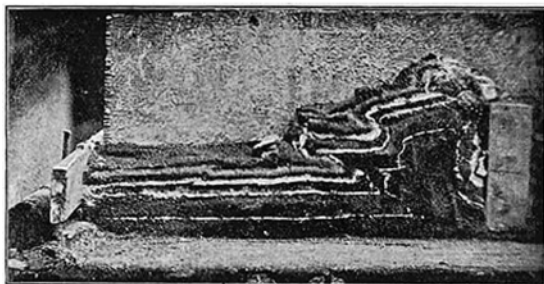
En raison des échelles d'espace et de temps mises en jeu dans les déformations de l'écorce terrestre, la modélisation analogique s'est avérée, très tôt, être un moyen utile pour l'étude des phénomènes tectoniques. En reproduisant en quelques heures et à taille réduite les déformations terrestres, la modélisation analogique permet à un observateur de suivre l'évolution des structures tectoniques qui lui apparaissent figées à l'échelle humaine. C'est ainsi que Sir James Hall (Hall, 1815), en réalisant l'une des premières expériences analogiques dédiées à la géologie, conclut que les plis observés dans la nature avait pour origine la compression de couches stratigraphiques initialement horizontales. Au XIX^{ème} siècle, puis au début du XX^{ème}, quelques autres expérimentateurs poursuivirent ses travaux (parmi d'autres: Cadell, 1890; Daubrée, 1878; Daubrée, 1879; Favre, 1978; Schardt, 1884; Willis, 1893) (fig .3.1).



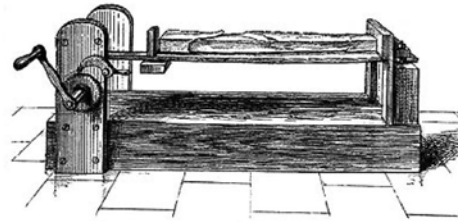
Première expérience menée par J. Hall
à l'aide morceaux de tissus déformés
entre des panneaux de bois



Machine à déformer des
lits d'argile de J. Hall (1815)



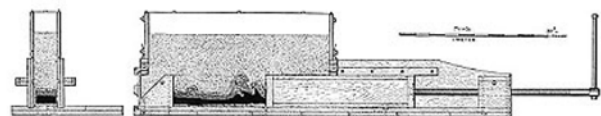
Henry M. Cadell (1890) en cours d'expérience
Modèle multi-couche composé d'une alternance
de plâtre de Paris et de sable humide



Appareil expérimental de A. Favre (1878)
"Appareil de A. Favre,
pour la production des plis,
par la rétraction du caoutchouc
préalablement distendu".
"Il consiste en une feuille épaisse
de caoutchouc fortement tendue qui,
par contraction, refoule les lits d'argile
dont on l'a recouverte".



Exemple d'expérience menée par A. Favre:
Deux demi-cylindres en bois fixés à la bande
de caoutchouc représentant
"deux montagnes déjà solidifiées au fond d'une mer"
créent des "intervertissements dans l'ordre des couches"



Machine expérimentale de B. Willis (1893)
Les couches d'argiles empilées sont uniformément comprimées
verticalement par une charge de plomb de chasse.
La compression latérale est exercée par le piston à droite.

fig.3.1

Ce n'est qu'en 1937, que la théorie du dimensionnement et du changement d'échelle, bien connue en physique fut appliquée aux sciences de la Terre par Hubbert (Hubbert, 1937). Celle-ci fut largement reprise et complétée par la suite ; parmi d'autres : (Cobbold and Jackson, 1992; Davy and Cobbold, 1991; Hubbert, 1951; Richard and Krantz, 1991; Shemenda, 1983; Weijermars and Schmeling, 1986) etc.

Depuis, deux grands types de modélisation ont été pratiqués : les modélisations sous gravité artificielle ou dans le champ de pesanteur normal. Dans le premier cas, les modèles sont construits dans une centrifugeuse qui, par rotation, crée une force de volume analogue à la gravité (3000 g (Ramberg, 1981)). Cette technique, très utilisée dans les années 60 (Dixon, 1974; Dixon, 1975; Dixon and Summers, 1985; Ramberg, 1967; Ramberg, 1981) permet l'utilisation de matériaux beaucoup plus résistants que dans les expériences à gravité normale. Depuis le début des années 80, la modélisation analogique sous gravité normale, beaucoup moins lourde à mettre en place, a largement dépassé la précédente. Pour être bien dimensionnés, les modèles doivent être construits avec des matériaux très peu résistants (sable, silicone, miel, résines...), ce qui est un des points faibles de ce type de modèle. De nombreuses études expérimentales ont été menées sur les mécanismes de déformation d'échelles variées et en particulier d'échelles crustale et lithosphérique. On pourra citer Koyi (1997), Cobbold and Castro (1999) ou Schellart (2002) pour leurs références.

3.2 Théorie de la similitude

Pour tirer des conclusions réalistes d'une expérience de modélisation analogique, les modèles doivent être correctement dimensionnés par rapport à leur analogue naturel. C'est Hubbert (1937) qui fut le premier à appliquer la théorie de similitude aux expériences de déformation géologique et qui montra qu'une réduction des dimensions et des temps mis en jeu impliquait également une mise à l'échelle des rhéologies des matériaux. Un bon dimensionnement implique que toutes les variables (longueurs, vitesses, contraintes...) soient homothétiques pendant toute la déformation. Hubbert introduisit ainsi trois aspects de la similitude à respecter :

- La similitude géométrique : le rapport des dimensions entre modèle et objet naturel doit rester constant :

$$\gamma_L = \frac{L_m}{L_r} \quad (3.1)$$

avec L_m et L_r les longueurs du modèle et du système naturel.

Le symbole γ sera, par la suite, le symbole des rapports de grandeurs entre le modèle et le prototype naturel.

- La similitude cinématique : les temps mis en jeu lors de transformations du modèle sont proportionnelles aux temps réels. Ceci implique également une homothétie des vitesses et des accélérations :

$$\gamma_t = \frac{t_m}{t_r} \quad (3.2)$$

avec t_m et t_r les temps caractéristiques du modèle et du système naturel.

- La similitude dynamique : deux corps similaires géométriquement et cinématiquement le sont aussi de manière dynamique si tous les types de forces agissant sur les deux corps respectent une même homothétie:

$$\gamma_F = \frac{F_m^g}{F_r^g} = \frac{F_m^i}{F_r^i} = \frac{F_m^v}{F_r^v} = \dots \quad (3.3)$$

avec F^g , F^i , F^v ... les forces de gravité, d'inertie, visqueuses...

En d'autres termes, la proportion entre 2 types de forces (ex : forces visqueuses et forces inertielles) doit rester constante entre le prototype et le modèle. L'écriture des équations des systèmes en terme de variables non-dimensionnées fait apparaître des nombres sans dimension qui caractérisent les proportions entre forces de natures différentes. On peut citer les nombres de Reynolds, Stokes ou Froude (tableau 3.1). La similitude dynamique se ramène donc à l'égalité de ces nombres qui sont tirés des différentes équations du système. Classiquement, on utilise:

- les équations de la dynamique,
- les équations de la rhéologie,

D'autres équations, comme celle de la chaleur, peuvent être ajoutées mais nous nous limiterons pour l'instant à ces deux premières. Nous verrons qu'en tenant compte d'un fluide interstitiel, d'autres équations seront nécessaires.

F_v : force visqueuse ($\nu.U.L$)	F_p : force de pression ($\Delta P.L^2$)	F_g : force de gravité ($\rho.L^3.g$)	
$\frac{F_i}{F_v} = \frac{U.L.\rho}{\nu}$	$\frac{F_p}{F_i} = \frac{\Delta P}{0,5\rho.U^2}$	$\frac{F_i}{F_g} = \frac{U^2}{g.L}$	F_i : Force inertielle ($\rho.U^2.L^2$)
	$\frac{F_p}{F_v} = \frac{\Delta P.L}{\nu.U}$	$\frac{F_g}{F_v} = \frac{\rho.L^2.g}{\nu.U}$	F_v : Force visqueuse
		$\frac{F_g}{F_p} = \frac{\rho.L.g}{\Delta P}$	F_p : Force de pression

Symboles: ρ : densité; L : longueur; U : vitesse; ν : viscosité; P : pression

TABEAU 3.1: *Rapports de forces usuels (d'après Ramberg 1981)*

3.2.1 Les équations de la dynamique

Dans le cas général des milieux continus, l'équation de la dynamique s'écrit :

$$\rho \cdot \left(\frac{\partial U_i}{\partial t^*} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho \cdot g_i \quad (3.4)$$

où x_i représentent les coordonnées cartésiennes, U_i est le champ de vitesse, σ_{ij} le tenseur des contraintes ρ la masse volumique et g_i la i eme coordonnée du vecteur accélération gravitaire.

En réécrivant chaque terme sous forme de variables non dimensionnées (*) et de grandeurs caractéristiques (o), on obtient (Davy, 1986):

$$\frac{U_o}{g \cdot t_o} \left(\frac{\partial U_i^*}{\partial t^*} + U_j^* \frac{\partial U_i^*}{\partial x_j} \right) = \frac{\sigma_o}{\rho_o \cdot g \cdot L_o} \left(- \frac{\partial P^*}{\partial x_i^*} - \frac{\partial \sigma_{ij}^*}{\partial x_j^*} + \frac{\rho_o \cdot g \cdot L_o}{\sigma_o} \right) \quad (3.5)$$

Deux nombres sans dimension apparaissent :

- le nombre de Froude : $U_o / g \cdot t_o$ qui désigne le rapport entre forces inertielles et forces gravitaires ;
- $\sigma_o / (\rho_o \cdot g \cdot L_o)$ qui désigne le rapport des forces de résistance à la déformation sur les forces gravitaires.

Similitude de modèles quasi-statiques

Dès 1937, Hubbert souligna la difficulté qu'il y avait à respecter l'équation 3.3 dans des systèmes où les forces d'inertie sont non-négligeables. En effet, l'égalité des nombres de Froude implique la relation :

$$\frac{U_m}{g_m \cdot t_m} = \frac{U_r}{g_r \cdot t_r} \quad (3.6)$$

Ce qui peut se réécrire en terme de longueurs :

$$\frac{L_m}{g_m \cdot t_m^2} = \frac{L_r}{g_r \cdot t_r^2} \quad (3.7)$$

Si les modèles sont construits dans le champ de gravité normal, $g_m = g_r$. Il apparaît donc la relation :

$$\frac{L_m}{L_r} = \left(\frac{t_m}{t_r} \right)^2 \quad (3.8)$$

ou

$$\gamma_L = \gamma_t^2 \quad (3.9)$$

Les forces d'inertie impliquent donc une relation entre longueurs et temps.

Ainsi, un modèle de 1 m de long représentant 100 km dans la nature devra être déformé en 3160 ans pour simuler 10^6 années, ce qui n'est évidemment pas envisageable.

Cette difficulté peut cependant être contournée lorsque les forces d'inertie sont négligeables, c'est à dire lorsque le système est statique ou quasi-statique (nombre de Froude très faible) et que

les accélérations deviennent négligeables. La relation entre longueurs et temps n'est en effet plus imposée par les forces d'inertie. Quelle que soit la force de gravité appliquée, la relation de similitude dynamique (eq.3.3) sera vérifiée si toutes les autres forces sont conformes au rapport :

$$\gamma_F = \frac{m_m \cdot g_m}{m_r \cdot g_r} = \gamma_m \cdot \gamma_g \quad (3.10)$$

avec m = masse.

Remarque : Lors de la déstabilisation gravitaire d'un massif granulaire (chapitre 6), les forces d'inertie deviennent non négligeables pendant la durée très brève du glissement, ce qui réintroduit une échelle de temps dans le système.

3.2.2 Les équations de comportement

Nous ne discuterons pas dans ce paragraphe de toutes les équations de rhéologie possibles. Bien que les matériaux ductiles soient présents dans la plupart des modèles analogiques de déformation lithosphérique ou de tectonique plus superficielle (= couche d'évaporites), nous nous limiterons ici au milieu fragile puisqu'il sera le seul à intervenir dans nos expériences.

L'équation caractéristique des milieux fragiles est celle définissant la limite de rupture du matériau et qui définit l'état des contraintes à partir duquel les déformations deviennent irréversibles (limite de plasticité). Classiquement, l'équation de Coulomb est utilisée pour caractériser les matériaux fragiles de la croûte (Byerlee, 1978). Elle s'exprime :

$$\tau = \mu \cdot \sigma_n + c \quad (3.11)$$

où μ = coefficient de friction interne, c la cohésion, τ et σ_n les contraintes cisailantes et normales.

μ est sans dimension, il est identique dans le modèle et la réalité. Si :

$$\frac{\sigma_n^m}{\sigma_n^r} = \frac{\tau_m}{\tau_r} = \gamma_\sigma \quad (3.12)$$

alors, on montre facilement que :

$$\frac{c_m}{c_r} = \gamma_\sigma \quad (3.13)$$

La cohésion doit être réduite dans les mêmes proportions que les contraintes.

Depuis une trentaine d'années, le sable ($0.6 < \mu < 1.5$ et $0 < c < 100$ Pa) est utilisé comme analogue des matériaux fragiles de la croûte pour des déformations d'échelles variées (Cobbold et Castro (1999) font une revue des articles traitant d'expériences en sable). A l'échelle d'une lithosphère, la cohésion des matériaux peut être considérée comme négligeable (Byerlee, 1978; Davy and Cobbold, 1991). En ne considérant que les tous premiers kilomètres de la croûte supérieure, les cohésions mises en jeu (quelques dizaines de MPa) sont également suffisamment

faibles pour trouver en du sable un bon analogue (ex : Horsfield (1977) ou Cobbold et al. (2001) parmi bien d'autres).

L'équation 3.11 ne constitue qu'une limite de l'état de contrainte supporté par le matériau. Avant d'atteindre cette limite, les roches se déforment très souvent de manière élastique (transformation réversible impliquant une relation quasi-linéaire entre contraintes et déformations). Ces déformations très faibles sont toujours négligées dans les modèles. Ramberg (1967) soulignait d'ailleurs la difficulté à trouver des matériaux analogues répondant aux critères d'élasticité et de plasticité imposés par un bon dimensionnement. Il existe en effet une relation directe entre les coefficients d'élasticité réels et ceux des modèles (Hubbert, 1937) :

$$\frac{E_m}{E_r} = \frac{G_m}{G_r} = \frac{\sigma_m}{\sigma_r} = \gamma_\sigma \quad (3.14)$$

où E est le module d'Young et G le module de cisaillement.

Les paramètres élastiques doivent donc respecter les mêmes proportions que les contraintes, ce qui implique l'utilisation de matériaux particulièrement « mous » dans des expériences sous gravité normale. On voit apparaître, ici, l'un des intérêts des expériences en centrifugeuse qui mettent en jeu des rapports de contraintes beaucoup plus proches de 1.

Les matériaux fragiles ainsi que le sable sont également caractérisés par une diminution de leur résistance après avoir atteint leur seuil de plasticité (« softening »).

3.3 Expérimentation avec fluide aux pores

Avant Cobbold et al. (2001), personne ne semble avoir introduit de pression de fluide aux pores dans une expérience analogique de déformation à grande échelle. On peut cependant noter que des expériences impliquant des fluides dans des milieux poreux ont été menées dans d'autres disciplines. En hydrogéologie, l'utilisation de modèles analogiques est assez ancienne (Bear, 1988; Hubbert, 1937). La résolution de nombreux problèmes d'écoulements souterrains (recharge d'aquifères, drainance, intrusion d'eau de mer...) s'est par exemple faite grâce à des dispositifs complexes (modèles analogues de Hele-shaw), basés sur la similarité des équations gouvernant les écoulements en milieu poreux et ceux produits entre deux plaques parallèles (Bear, 1988). L'écoulement souterrain était ainsi simulé par un écoulement de fluide visqueux (huile, glycérine) entre deux plaques. La capacité de stockage des roches était simulée par un réseau de tubes pouvant se remplir (fig 3.2). En mécanique des sols, les modèles analogiques peuvent servir à l'illustration de la résistance des digues, par exemple, soumis à un écoulement poral, mais leur utilisation reste limitée en raison des problèmes de capillarité (Lambe and Whitman, 1969). Récemment, des modèles analogiques de grande taille (2 ou 3m) ont été utilisés pour étudier la déstabilisation des pentes superficielles et l'initiation des glissements de terrain causés par un écoulement de subsurface (Eckersley, 1990; Spence and Guymner, 1997; Wang and Sassa, 2003).

Dans les processus tectoniques, l'effet des pressions de fluide aux pores n'a été considéré qu'indirectement en modélisation analogique. Ainsi Vendeville (1987) ou McClay et al. (2001), étudiant les étalements gravitaires des deltas ou des marges passives, assimilent les argiles (shales) contenant de fortes pressions de fluide à des matériaux ductiles et utilisent de la silicone comme analogue. Cette analogie vient essentiellement de l'observation de profils sismiques qui révèlent des structures semblables entre argiles et niveaux salifères. Nous verrons cependant, au chapitre 6, que les décollements dans les argiles peuvent prendre la forme de véritables discontinuités (type plan de rupture), ce qui tend à souligner un caractère plus fragile (voir chapitre 6).

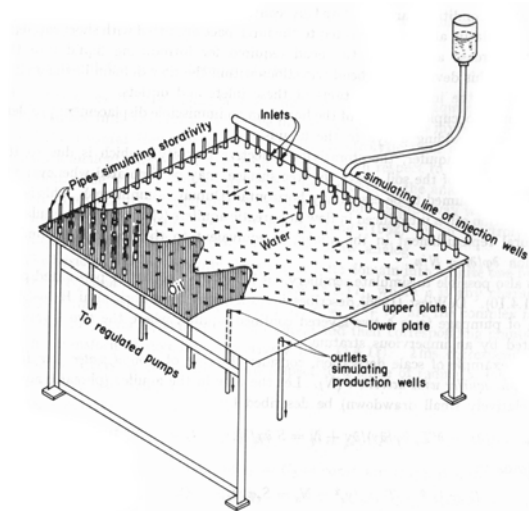


FIG.3.2 : *Modèle analogue de Hele-shaw pour la simulation d'écoulements souterrains (tiré de Bear 1988).*

Dans les modèles analytiques de prismes chevauchant (Dahlen, 1984; Dahlen, 1990; Dahlen and Barr, 1989; Dahlen et al., 1984; Davis et al., 1983), la pression de fluide joue un rôle majeur puisqu'elle diminue le coefficient de friction apparent à la base du système. Les solutions trouvées ont fait l'objet de nombreuses vérifications expérimentales. Dans toutes, les conditions de friction à la base ont été assurées soit par un matériau ductile (par exemple dernièrement : Lujan et al. (2003), soit par l'utilisation de matériaux granulaires de plus faible friction (Koyi and Vendeville, 2003), soit par la présence d'une paroi plus ou moins lisse (Gutscher et al., 1996; Gutscher et al., 1998a; Gutscher et al., 1998b; Mulugeta, 1988). Seuls Cobbold et al. (2001) ont tenté d'utiliser de réelles pressions aux pores.

La difficulté d'une modélisation analogique avec fluide aux pores réside essentiellement dans les couplages existant entre la génération des pressions de fluide, les écoulements et les déformations (Strayer et al., 2001). Dans ces systèmes couplés, la distribution des pressions et les écoulements sont des phénomènes purement transitoires. Dans les paragraphes suivants, après avoir introduit le dimensionnement réalisé par Cobbold et al. (2001), nous nous attacherons à caractériser les implications introduites par le dimensionnement d'un phénomène de couplage entre variations de contraintes, évolution des pressions de fluide et écoulements dans le cas de systèmes simples (réponse élastique).

3.3.1 Dimensionnement d'un système avec fluide aux pores, implications et simplifications.

A. Dimensionnement de Cobbold et al. (2001)

Dans leurs expériences de compression avec fluide aux pores, Cobbold et al. (2001) ont introduit un dimensionnement classique basé sur deux types d'équations :

- l'équation de Coulomb pour le comportement fragile des matériaux,

- les équations de la dynamique pour les phases solide et fluide :

$$\text{solide :} \quad \frac{\partial \sigma'_{ij}}{\partial x_j} = \rho_b \cdot g_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} \quad (3.15)$$

$$\text{fluide :} \quad q_i = - \frac{k}{\nu_f} \frac{\partial P}{\partial x_i} \Big|_{nh} \quad (3.16)$$

Pour le solide, l'équation 3.15 exprime l'équilibre des contraintes effectives (σ'_{ij}) en fonction des forces de volumes $\rho_b \cdot g_i$ (où ρ_b est la densité du solide saturé en fluide) et du gradient de pression de fluide $\partial P / \partial x_i$. L'équation du fluide se résume à l'équation de Darcy qui exprime la vitesse d'écoulement q_i (vitesse de Darcy (ms^{-1})) d'un fluide de viscosité ν_f (Pas^{-1}) dans un milieu poreux de perméabilité intrinsèque k (m^2) en fonction de la partie non hydrostatique du gradient de pression de fluide ($\partial P / \partial x_i$)_{nh}.

Notons la relation (déjà introduite au chapitre 2):

$$\vec{\nabla} P = \rho_f \cdot \vec{g} + \vec{\nabla} P \Big|_{nh} \quad (2.24)$$

avec ρ_f la densité du fluide.

Réécrite en termes de variables sans dimensions et de grandeurs caractéristiques, l'équation 3.15 devient :

$$\frac{\sigma_o}{L_o \cdot \rho_{bo} \cdot g_o} \frac{\partial \sigma'^*_{ij}}{\partial x_j} = \rho_b^* \cdot g^* - \frac{P_o}{L_o \cdot \rho_{bo} \cdot g_o} \frac{\partial P^*}{\partial x_i}$$

L'égalité des deux nombres sans dimension $\sigma_o / (L_o \cdot \rho_{bo} \cdot g_o)$ et $P_o / (L_o \cdot \rho_{bo} \cdot g_o)$ entre le système naturel et le modèle donne le rapport des contraintes et des pressions de fluide en fonction des longueurs:

$$\frac{P_m}{L_m \cdot \rho_{bm} \cdot g_m} = \frac{P_r}{L_r \cdot \rho_{br} \cdot g_r} \text{ et } \frac{\sigma_m}{L_m \cdot \rho_{bm} \cdot g_m} = \frac{\sigma_r}{L_r \cdot \rho_{br} \cdot g_r}$$

d'où l'on tire:

$$\gamma_p = \frac{P_m}{P_r} = \frac{\sigma_m}{\sigma_r} = \gamma_\sigma = \gamma_L \cdot \gamma_\rho \cdot \gamma_g \quad (3.17)$$

avec $\gamma_{pb} = \rho_{bm} / \rho_{br}$ et $\gamma_g = 1$

De même l'équation 3.16 donne :

$$q_o \cdot q^* = - \frac{k_o P_o}{\nu_o L_o} \frac{k^*}{\nu^*} \frac{\partial P^*}{\partial x_i} \Big|_{nh} \quad (3.18)$$

donc

$$\frac{q_o \cdot \nu_o \cdot L_o}{k_o \cdot P_o} = \text{constante} \quad (3.19)$$

La vitesse de Darcy (q) peut être exprimée, comme toute vitesse, en terme de longueurs et de temps, on a donc:

$$\gamma_t = \frac{t_m}{t_r} = \gamma_L \cdot \gamma_v \cdot \gamma_k^{-1} \cdot \gamma_{pb}^{-1} \quad (3.20)$$

Le rapport temporel dépend donc directement des rapports de perméabilité et de viscosité utilisés. Plus le fluide sera visqueux, plus l'expérience sera lente, et inversement pour les perméabilités. Typiquement, dans les expériences de Cobbold et al (2001), le dimensionnement aboutissait à des temps d'expériences très courts (≈ 4 à 5 min pour 1 Ma).

Si les deux équations introduites précédemment décrivent l'équilibre des contraintes effectives dans le milieu et la circulation du fluide, aucune relation ne montre un quelconque couplage entre les deux phases. Pour introduire une telle relation, nous allons, au paragraphe suivant, introduire une équation de diffusivité générale et discuter de la réponse d'un système, en terme de pression de fluide, à une sollicitation extérieure (chargement, compression latérale...).

B. Dimensionnement de l'équation de diffusivité

Equation de diffusivité dans le cas général

Le mécanisme de la consolidation, très utilisé en mécanique des sols, suppose qu'une charge extérieure appliquée à un sol est encaissée en partie par la phase solide (augmentation de la contrainte effective) et en partie par l'eau interstitielle (augmentation de la pression de fluide). Sous l'effet de cette augmentation de pression, un écoulement prend naissance, il y a drainage du fluide et augmentation progressive de la contrainte effective. La théorie introduite par Terzaghi (1923) est basée sur un certain nombre d'hypothèses:

- l'écoulement de l'eau interstitielle est décrit par la loi de Darcy,
- la perméabilité du terrain ne varie pas au cours de la consolidation,
- le fluide et les éléments sont incompressibles et seule la matrice se déforme,
- la compression du sol est élastique, donc réversible. Il existe donc une relation simple entre contraintes effectives et variation de volume du sol.

L'incompressibilité du fluide et des grains solides n'est pas forcément une hypothèse justifiée dans les déformations impliquant des matériaux déjà consolidés des processus géologiques. Nous allons donc utiliser une équation plus générale en abandonnant l'hypothèse 3 et en tenant compte des compressibilités des trois composantes: matrice, grains, fluide.

L'équation de diffusivité s'écrit, dans ce cas (Ge and Garven, 1992; Marsily, 1994; Neuzil, 1995; Shi and Wang, 1986):

$$\frac{k}{\nu_f} \cdot \nabla^2 P \Big|_{nh} + \alpha \cdot \frac{d\sigma_t}{dt} = [\Phi \cdot \beta - \Phi \cdot \beta_s + \alpha] \cdot \frac{dP}{dt} + Q \quad (3.21)$$

avec: σ_t = contrainte moyenne

α = coefficient de compressibilité global,

β = coefficient de compressibilité du fluide;

β_s = coefficient de compressibilité du solide;

Q = un terme source;

La différence entre cette équation et l'équation de diffusivité classique utilisée en hydrogéologie, provient du terme $\alpha \cdot d\sigma / dt$ qui agit comme un autre terme source. Nous avons volontairement laissé de côté les effets thermiques pour simplifier l'analyse. La thermoélasticité des milieux poreux peut être trouvée (McTigue, 1986; Palciauskas and Domenico, 1982; Palciauskas and Domenico, 1989; Shi and Wang, 1986).

Le terme $(\phi\beta - \phi\beta_s + \alpha)$ définit la capacité de stockage spécifique de la roche.

La compressibilité de l'eau (β) vaut $4 \cdot 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$. La compressibilité des grains est de l'ordre de 10^{-11} Pa^{-1} , tandis que la compressibilité globale α , qui tient compte à la fois de la compressibilité des grains et de la matrice elle-même, se situe entre 10^{-8} et 10^{-11} Pa^{-1} (Ge and Garven, 1992; Shi and Wang, 1986). α est intimement lié à l'histoire de compaction de la roche. Une roche très compactée aura une matrice très peu compressible et l'essentiel de la déformation sera assurée par les grains solides eux-mêmes. Dans le cas de roches moins compactes, la compressibilité de la matrice (réarrangement des grains) supporte toute la variation de volume. La compressibilité des grains n'intervient pas. Quelle que soit la valeur de α , le terme $\phi\beta_s$ est, en général, négligé devant α :

$$\frac{k}{v_f} \cdot \nabla^2 P \Big|_{nh} + \alpha \cdot \frac{d\sigma_t}{dt} = [\Phi \cdot \beta + \alpha] \cdot \frac{dP}{dt} + Q \quad (3.22)$$

Deux remarques peuvent être faites:

- La théorie développée ci-dessus est valable pour des déformations purement élastiques. Or, une grande partie des déformations géologiques ne l'est pas. Le coefficient d'élasticité mesuré sur des échantillons de roches n'est donc pas forcément représentatif de leur comportement en grandes déformations. Neuzil (1986) propose d'utiliser tout de même ce type de modèle mais en introduisant des coefficients de compressibilité plus importants.
- Il conviendra de distinguer deux types de roches: les roches peu compactes pour lesquelles $\beta \ll \alpha$ et les roches déjà compactées $\alpha \approx \beta$.

Afin de discuter de l'influence et de la mise à l'échelle des différents termes de l'équation 3.22, nous distinguerons deux échelles de temps caractéristiques différentes pour les phénomènes de production (Tc = temps de chargement) et de dissipation (Td = temps de diffusion) des pressions.

Génération d'une pression de fluide par chargement en l'absence de drainage

Dans le cas d'une augmentation rapide de la contrainte totale (sédimentation rapide, recouvrement par une nappe chevauchante), $Tc \ll Td$, le terme de diffusion est négligé à court terme. Le terme source est supposé nul. L'équation 3.22 devient:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\alpha}{[\Phi \cdot \beta + \alpha]} \frac{d\sigma_t}{dt} \quad (3.23)$$

Le terme $\alpha / (\phi\beta + \alpha)$ caractérise la réponse du fluide, en terme de pression, à une variation de la contrainte totale, en l'absence de drainage. Deux cas peuvent être considérés:

- $\alpha \gg \beta$: la matrice du matériau est très compressible. Toute l'augmentation de la contrainte totale est répercutée sur le fluide. Dans ce cas l'équation 2 est simplifiée en:

$$\Delta P = \Delta \sigma_t \quad (3.24)$$

où ΔP et $\Delta \sigma_t$ sont les variations de contrainte et de pression.

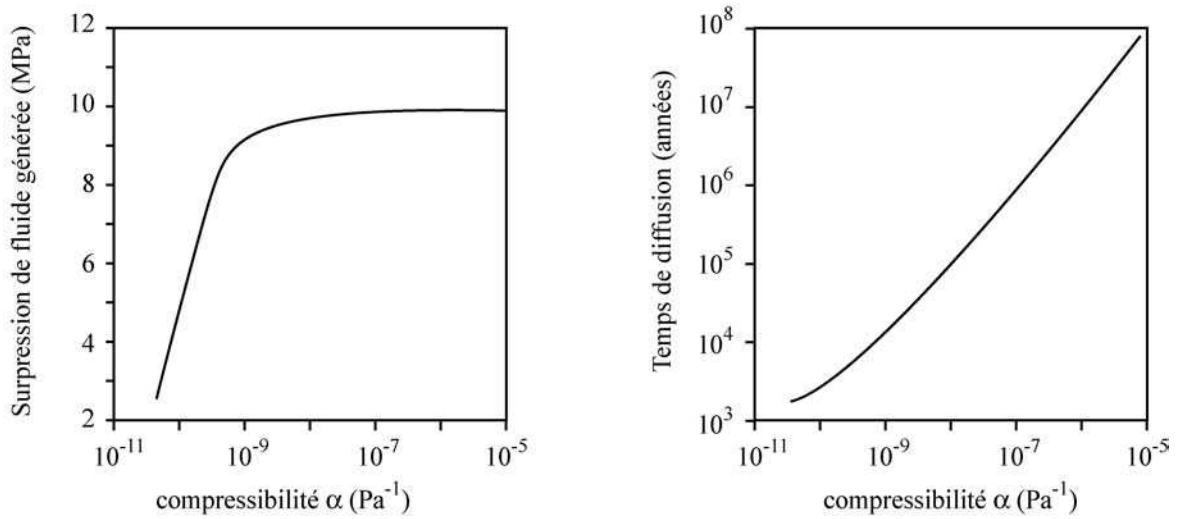


FIG.3.3 : Effet de la compressibilité sur la génération de surpressions et le temps de diffusion caractéristique. Le calcul est effectué pour une porosité de 0.3, $\beta = 4e^{-10} \text{ Pa}^{-1}$ et $\Delta \sigma_t = 10^7 \text{ Pa}$. Et une conductivité hydraulique de 0.001 m/an. (d'après Ge et Garven, 1992)

Ce type de comportement n'impose donc aucune relation forte entre les compressibilités de la phase solide et du fluide. Le choix du matériau analogue ne doit satisfaire que :

$$\alpha \gg \beta \quad (3.25)$$

- $\alpha \approx \beta$: C'est le cas des matériaux ayant déjà subi une histoire de compaction importante. L'intégration de l'équation 3.23 donne:

$$\Delta P = \frac{\alpha}{[\Phi\beta + \alpha]} \Delta \sigma_t \quad (3.26)$$

L'effet de α est illustré sur le graphique 3.3. La condition de similitude imposée par cette équation est:

$$\frac{\alpha_m}{[\Phi_m \beta_m + \alpha_m]} = \frac{\alpha_r}{[\Phi_r \beta_r + \alpha_r]} \quad (3.27)$$

avec $\phi_m \approx \phi_r$ et $\alpha = 3(1-2\nu)/E$

$$\frac{\alpha_m}{\alpha_r} = \frac{\beta_m}{\beta_r} \quad (3.28)$$

$$\frac{\alpha_m}{\alpha_r} = \frac{\beta_m}{\beta_r} = \gamma_\sigma^{-1} \quad (3.29)$$

Nous avons vu au paragraphe 3.22 qu'il était très difficile de trouver des matériaux dont l'élasticité était adaptée aux modèles analogiques. En supposant qu'un modèle ne respecte pas l'homothétie des déformations, nous pouvons cependant tenter de conserver le rapport 3.28.

Le comportement du sable est principalement déterminé par son état de compacité (voir paragraphe 3.3.2). Admettons qu'un modèle de sable ait un rapport dimensionnel de $\gamma_L = 10^{-5}$, un rapport de densité γ_ρ proche de 1 et qu'il soit déformé sous gravité normale. En prenant la contrainte lithostatique comme contrainte caractéristique du modèle, on obtient:

$$\gamma_\sigma = \frac{\rho_m \cdot g_m \cdot L_m}{\rho_r \cdot g_r \cdot L_r} = \gamma_L = 10^{-5}$$

La compaction d'un modèle de quelques centimètres sous une charge équivalente à 1 cm de sable (= 1 km) est invisible. Cette quasi-absence de déformation est liée au non respect de γ_σ qui détermine le rapport des coefficients d'élasticité. En effet, en supposant les faibles déformations mises en jeu comme élastiques, les valeurs classiques de $E_m = 10$ à 50 MPa pour des sables lâches à denses caractérisent le modèle. Avec $\alpha_r = 10^{-10}$ Pa, le rapport γ_α est de 10^3 ($\ll \gamma_\sigma^{-1}$). Le sable est donc 100 fois trop dur pour respecter l'homothétie des déformations élastiques (en supposant, bien sûr que le sable se déforme élastiquement!!). Pour vérifier l'équation 3.28, il faudrait utiliser un fluide 1000 fois plus compressible ($\beta = 10^{-7}$ Pa⁻¹) que l'eau ($\beta_{eau} = 10^{-10}$ Pa⁻¹) ou 100 fois moins compressible que l'air ($\beta_{air} = 10^{-5}$ Pa⁻¹).

La condition de similitude apportée par l'équation 3.25 pour les matériaux très compressibles, semble beaucoup plus simple à respecter. L'utilisation de sable et d'eau remplit la condition $\alpha \gg \beta$, ce qui n'est pas le cas pour le sable et l'air ($\beta > \alpha$). Pour de l'air, la pression ΔP générée par une variation $\Delta \sigma$ de la contrainte est d'environ $0.01 \Delta \sigma$.

Dissipation d'une surpression

En considérant maintenant σ_i comme constant au cours du temps, l'équation 3.22 peut être écrite:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = - \frac{k}{\nu_r (\alpha + \phi \beta)} \nabla^2 P \quad (3.30)$$

(Le terme source Q de l'équation 3.22 est supposé nul.)

Cette équation décrit la dissipation d'une surpression par un phénomène de diffusion (loi de Darcy). Le temps caractéristique associé est:

$$t_o = \frac{\nu_o \cdot \chi_o \cdot L_o^2}{k_o} \quad (3.31)$$

avec $\chi_o = (\alpha_o + \phi \cdot \beta_o)$

Ce temps augmente avec la compressibilité et la viscosité du fluide, la résistivité hydraulique ($1/k_o$) et la compressibilité du matériau. Il est différent du temps donné par la simple équation de Darcy (eq. 3.16):

$$t_o = \frac{\nu_o \cdot L_o^2}{k_o \cdot \Delta P_o} \quad (3.32)$$

La mise à l'échelle de l'équation 3.31 donne un rapport temporel γ_t :

$$\gamma_t = \gamma_\nu \cdot \gamma_L^2 \cdot \gamma_\chi \cdot \gamma_k^{-1} \quad (3.33)$$

Dans le cas idéal où l'élasticité des matériaux est bien dimensionné ($\gamma_\chi = \gamma_\sigma^{-1}$), ce rapport temporel entre modèle et réalité est le même que celui calculé par Cobbold et al. (2001) grâce à l'écoulement de Darcy. Pour des expériences classiques où $\gamma_\chi \neq \gamma_\sigma^{-1}$, ces rapports sont différents et il paraît plus judicieux d'utiliser l'équation 3.31 pour dimensionner les modèles dans le temps.

En se plaçant dans le cas où $\alpha \gg \beta_f$, nous avons vu au paragraphe précédent que la génération de pression par compaction pouvait être correctement simulée en utilisant de l'eau comme fluide aux pores. En prenant les valeurs caractéristiques suivantes: $k_m = 5 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2$, $k_r = 10^{-16} \text{ m}^2$, $\chi_m = 10^{-7}$, $\chi_r = 10^{-8}$ et $\gamma_L = 10^{-5}$, le rapport temporel de l'équation 3.33 vaut $2 \cdot 10^{-15}$. 1s en temps expérimental représente plus de 10^7 années, ce qui est considérable!

Les temps caractéristiques de diffusion pour un modèle de sable de 3 cm d'épaisseur sont de l'ordre de 10^{-3} s pour de l'eau et 10^{-5} s pour de l'air. Les pressions de fluide se dissipent presque instantanément s'il n'y a pas de source.

C. Conclusion

Nous avons vu que la simulation des phénomènes transitoires (génération de pression par compaction et dissipation des pressions) nécessitait l'équation de diffusivité 3.21 pour le dimensionnement des modèles. Si l'on peut simuler correctement une génération de pression dans le cas d'un matériau naturel très compressible, leur dissipation, quant à elle, est quasi-instantanée. La modélisation analogique de tels phénomènes apparaît donc impossible avec des fluides classiques comme l'air ou l'eau et un matériau comme le sable.

Nos modèles analogiques ne seront donc dimensionnés que du point de vue des contraintes et des pressions mais pas du temps. Les très faibles temps de diffusion calculés pour les modèles (de l'ordre de 10^{-3} s pour l'eau) nous montrent que pour des vitesses de déformation raisonnables (10 cm/h), le fluide peut être considéré à l'équilibre. La distribution des pressions dans le modèle résultera donc uniquement des conditions aux limites et aucune surpression ne sera créée par la déformation du modèle. L'écoulement du fluide sera toujours à l'état stationnaire. Le contrôle des pressions aux limites du système apparaît donc fondamental.

Bien qu'ayant des viscosités différentes l'emploi de l'air ou de l'eau revient au même. Il est cependant beaucoup plus pratique d'utiliser l'air car une fuite dans un dispositif n'a aucune conséquence fâcheuse...

3.3.2 Matériaux utilisés

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.2.2, le sable est le matériau le plus couramment utilisé pour représenter les roches fragiles de la croûte supérieure dans des modèles sous gravité normale. Son utilisation est justifiée par sa limite de rupture qui est une loi de Mohr-Coulomb analogue à celle des matériaux de la croûte (Byerlee, 1978):

$$\tau = c + \mu \cdot \sigma_n' \quad (3.11)$$

Pour des roches sédimentaires, des valeurs de $\mu = 0,6$ et $c = 10$ MPa sont typiques (Cobbold et al., 2001). Pour un modèle où $\gamma_\sigma = 10^{-5}$, le matériau analogue doit posséder une cohésion d'une centaine de Pascal, ce qui correspond aux valeurs propres au sable (voir ci-dessous).

Les propriétés physiques du sable dépendent étroitement de son état de compaction. La réponse d'un échantillon lors d'un test triaxial n'est pas la même lorsque le sable est lâche ou plus dense (fig.3.4). Lorsqu'il est dense, son cisaillement provoque une dilatation de la matrice granulaire (fig.2.6). Au contraire, lorsqu'il est initialement plus lâche, il a tendance à se tasser. L'angle de friction augmente également avec la compacité (Krantz, 1991; Schellart, 2000).

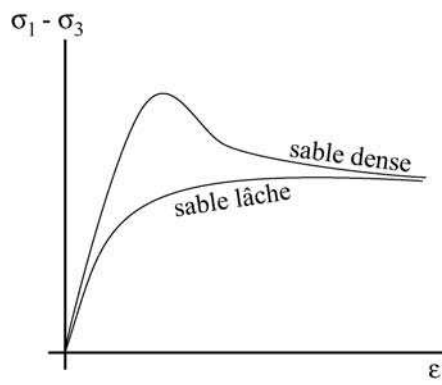


FIG.3.4 : Comportement du sable dans deux états de compaction différents

Lorsque l'on construit un modèle, il faut donc toujours employer la même technique de préparation pour que l'état de compaction soit toujours similaire. Un sable très compact est obtenu par saupoudrage à partir d'un tamis. En le versant brutalement à partir d'un récipient, il est beaucoup plus aéré.

Quelques chercheurs ont tenté de mesurer précisément les coefficients de friction et la cohésion des sables utilisés en modélisation analogiques (Cobbold, 1999; Krantz, 1991; Schellart, 2000). De ses tests de cisaillement, Krantz (1991) extrapolait des cohésions de 300 Pa pour un sable de Fontainebleau versé et 520 Pa pour le même sable saupoudré avec un tamis. Les coefficients de friction étaient respectivement de 0.58 et 1. Les valeurs de cohésion qu'il obtenait apparaissaient beaucoup trop élevées pour un sable qui ne peut pas supporter de relief vertical (Richard and Krantz, 1991). En 2000, Schellart attribua ces fortes valeurs à un manque de données pour les plus faibles contraintes (< 600 Pa). Il fit à son tour des tests de cisaillement beaucoup plus précis pour des gammes de contraintes de 50 à 900 Pa à l'aide d'un cylindre de cisaillement plus petit. Il obtint des enveloppes de rupture en deux parties: une enveloppe courbe pour des contraintes inférieures à 300 - 400 Pa et une partie linéaire pour les contraintes plus élevées. A partir de mesures de

pendages de failles normales, il montra que le coefficient de friction μ ne dépendait pas de la contrainte normale σ_n . Pour accorder cette observation avec la courbure de l'enveloppe, il conclut, de manière erronée, que la cohésion était fonction de σ_n . Cobbold et Castro (1999) ont également fait des tests de cisaillement sur un sable de Fontainebleau pour des contraintes allant de 300 à 1600 Pa. Ils ont déterminé une cohésion de 85 Pa et une friction interne μ de 0.58. Les auteurs ont souligné que cette dernière était anormalement basse pour un sable qui avait, au préalable, été tassé.

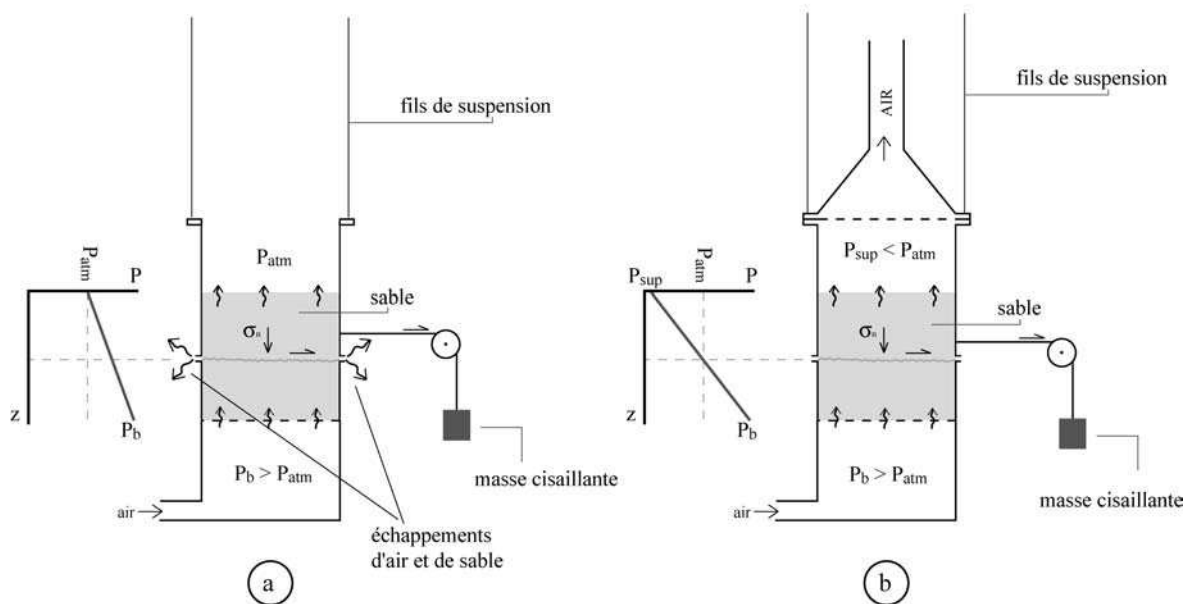


FIG.3.5 : Cylindres de cisaillement permettant de soumettre un échantillon de sable à un gradient de pression d'air. Le dispositif (a) était celui de Cobbold et Castro (1999). Il souffrait d'une fuite d'air importante dans la zone de cisaillement. En ajoutant un système d'aspiration au sommet, il devient possible de maintenir la pression atmosphérique dans cette zone et d'éviter ainsi toute perte d'air.

En résumé, tous ces tests de cisaillement ont donné des résultats très variables. Les valeurs de cohésion de Krantz sont sûrement trop élevées, l'enveloppe courbe de Schellart n'est pas compatible avec ses mesures de pendage de failles et la friction déterminée par Cobbold et Castro (1999) apparaît trop faible. Face à cette variabilité peu satisfaisante, nous avons entrepris de nouvelles mesures sur du sable de Fontainebleau pour déterminer le comportement du sable aux très faibles contraintes effectives mises en jeu dans des modèles avec pression de fluide (< 200 Pa). Nous avons effectué:

- des tests de cisaillement sur des échantillons de sable soumis à un gradient de pression d'air,
- des mesures d'écartement de failles normales pour déterminer l'angle de friction interne.

A. Tests de cisaillement

Dispositif

Pour mesurer la résistance au cisaillement d'un échantillon de sable soumis à un gradient de pression de fluide, nous avons repris l'appareil mis au point par Cobbold et Castro (1999) avec quelques modifications majeures. Le dispositif est constitué d'un réservoir d'air basal, au sommet duquel est fixé un tamis. Par dessus, viennent deux cylindres creux. Le premier est fixé au réservoir et le second, suspendu et mobile, permet de cisailier l'échantillon de sable placé au milieu des cylindres.

Dans l'appareil de Cobbold et Castro (1999), la pression d'air dans le réservoir était maintenue à une pression supérieure à celle de l'atmosphère et le sommet de l'échantillon était à l'air libre (fig. 3.5a). Par conséquent, la pression d'air dans la zone de cisaillement était supérieure à la pression atmosphérique et l'air s'échappait entre les deux cylindres, entraînant une partie du sable. Pour éviter ce problème qui perturbe à la fois la distribution des pressions dans l'échantillon et le cisaillement lui-même, nous avons installé un dispositif permettant de régler la pression de l'air au sommet de l'échantillon (fig.3.5b). En aspirant l'air, la pression descend sous la pression atmosphérique. Par un choix judicieux des pressions sommitale et basale, nous pouvons ainsi soumettre le sable à un gradient de pression, tout en conservant une pression atmosphérique dans la zone de cisaillement. On évite ainsi toute fuite d'air et de sable entre les cylindres.

Contrainte verticale en l'absence de frottements latéraux

En considérant un gradient de pression constant dans l'échantillon, la contrainte effective dans la zone de cisaillement est, d'après l'équation d'équilibre en 1D:

$$\sigma_{zz}' = (1 - \phi) \cdot \rho_s \cdot g \cdot z - \frac{\partial P}{\partial z} \cdot z = \rho_{sab} \cdot g \cdot z - (P_{cis} - P_{sup}) = \rho_{sab} \cdot g \cdot z - \Delta P_{cis} \quad (3.34)$$

avec ΔP_{cis} la différence de pression entre la zone de cisaillement et le sommet de l'échantillon et z la profondeur de la zone cisailée.

Remarque :

Le lecteur qui préfère calculer la contrainte totale avant d'introduire le principe de Terzaghi doit remarquer que la contrainte totale n'est pas $\rho_{sab} \cdot g \cdot z$ mais qu'elle dépend de la pression du fluide :

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} &= \rho_{sab} \cdot g \cdot z + P_{sup} \\ \sigma_{zz}' &= \sigma_{zz} - P_{cis} = \rho_{sab} \cdot g \cdot z + P_{sup} - P_{cis} = \rho_{sab} \cdot g \cdot z - \Delta P_{cis} \end{aligned}$$

Par commodité, nous introduisons le paramètre λ^* :

$$\lambda^* = \frac{P(z) - P_{sup}}{\rho_{sab} \cdot g \cdot z} \quad (3.35)$$

Comme $\frac{\partial P}{\partial z}$ est constant suivant z , λ^* peut se réécrire :

$$\lambda^* = \frac{\partial P / \partial z}{\rho_{sab} \cdot g} \quad (3.36)$$

Lorsque $\lambda^* = 1$, le sable devient bouillant, il est fluidisé.

La contrainte normale effective dans la zone de cisaillement est réécrite :

$$\sigma_{zz}' = \sigma_n' = (1 - \lambda^*) \cdot \rho_{sab} \cdot g \cdot z \quad (3.37)$$

Effets des frottements – modèle de Janssen

Dans le calcul que nous venons de faire, nous avons implicitement fait l'hypothèse qu'il n'y avait aucun frottement entre le sable et les parois internes du cylindre. En réalité, ils sont présents et ils peuvent supporter une partie du poids du sable. Plaçons une balance en dessous d'un cylindre suspendu. Si l'on remplit ce dernier de 1 kg de sable, la masse mesurée sur la balance sera inférieure au kilogramme. Une partie du poids est ainsi retenu par les frottements latéraux et n'est pas transmis au fond du cylindre. C'est l'effet de silo très connu des céréaliers (Duran, 1997).

Nous voyons que la contrainte σ_{zz}' de l'équation 3.37 est sûrement mal estimée. Krantz (1991), Cobbold et Castro (1999) et Schellart (2000) ne semblent pas avoir pris en compte ces effets, ce qui peut sûrement expliquer la variabilité de leurs résultats.

Le modèle de Janssen (1895) permet de décrire la variation de la contrainte verticale en fonction de la profondeur dans un cylindre avec des frottements. Ce modèle fait l'hypothèse qu'une contrainte verticale σ_v génère automatiquement une contrainte horizontale σ_h telle que :

$$\sigma_v = K \cdot \sigma_h \quad (3.38)$$

où K est un coefficient qui dépend de l'empilement du milieu granulaire. Il vaut 0.58 pour un empilement hexagonal de sphères (Duran, 1997) et 0.5 pour du sable (Lambe and Whitman, 1969). Ce coefficient est analogue à celui déterminé au chapitre 2 pour un modèle élastique confiné.

L'équilibre des forces subies par une section d'épaisseur dz de sable dans un cylindre s'écrit :

$$A \cdot d\sigma_v + K \cdot \mu_s \cdot \sigma_v \cdot P \cdot dz = \rho_{sab} \cdot g \cdot A \cdot dz \quad (3.39)$$

où A est l'aire de la section interne du cylindre et P son périmètre.

μ_s est le coefficient de friction sable/paroi du récipient. Le deuxième terme de l'équation représente ainsi la force de frottement entre le sable et les bords.

En intégrant l'équation 3.39, on obtient :

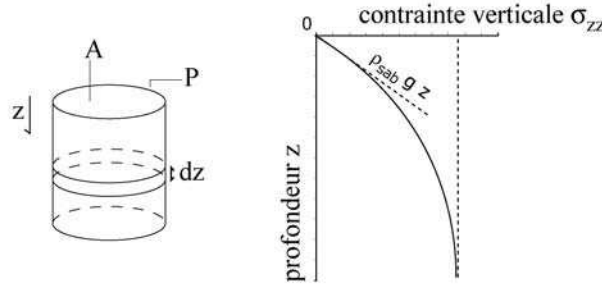
$$\sigma_v \cdot \exp(K \cdot \mu_s \cdot P \cdot z / A) = \frac{\rho_{sab} \cdot g \cdot A}{P \cdot K \cdot \mu_s} \exp(K \cdot \mu_s \cdot P \cdot z / A) + C \quad (3.40)$$

où C est une constante.

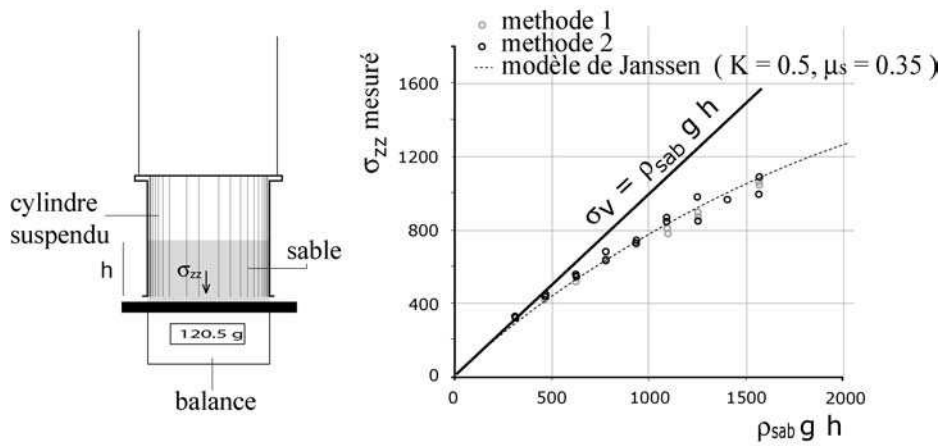
En introduisant la condition limite $\sigma_v = 0$ à $z = 0$, l'équation devient :

$$\sigma_v = \frac{\rho_{sab} \cdot g \cdot D}{4K \cdot \mu_s} (1 - \exp(-\frac{4K \cdot \mu_s \cdot z}{D})) \quad (3.41)$$

où D est le diamètre interne du cylindre.



a - Modèle de Janssen



b - Vérification expérimentale

FIG.3.6 : Evolution théorique de la contrainte verticale dans un cylindre et vérification expérimentale.

La figure 3.6a montre le profil de σ_v ($= \sigma_{zz}$) en fonction de z . Pour de faibles profondeurs, la variation de contrainte verticale est linéaire et suit le gradient $\rho_{sab} \cdot g$. Les frottements ne sont pas ressentis. Lorsque z augmente, la contrainte verticale tend asymptotiquement vers une valeur limite. Le poids du sable est alors entièrement retenu par la friction sur les parois internes du récipient.

Pour un cylindre donné, la contrainte verticale dépend de μ_s , en d'autres termes du matériau du cylindre. Krantz (1991) a utilisé un cylindre de verre tandis que ceux de Cobbold et Castro (1999) ou de Schellart (2000) étaient en plastique transparent. Nous avons déterminé le coefficient de friction matériau / sable au moyen de tests de cisaillement. Un cylindre sans fond et rempli de sable est placé au dessus d'un morceau de plastique (matériau testé) reposant sur une balance. La balance permet de connaître directement le poids du sable appliqué sur le matériau testé (on s'affranchit

ainsi de l'effet de silo). On applique ensuite une contrainte cisailante jusqu'à ce que le cylindre et le sable glissent. Nous avons testé trois sables de Fontainebleau de granulométries différentes (fig. 3.7a): < 0.5 mm; $0.4 < \dots < 0.315$ mm; et $0.315 < \dots < 0.200$ mm. Les coefficients de friction μ_s obtenus varient de 0.3 à 0.4.

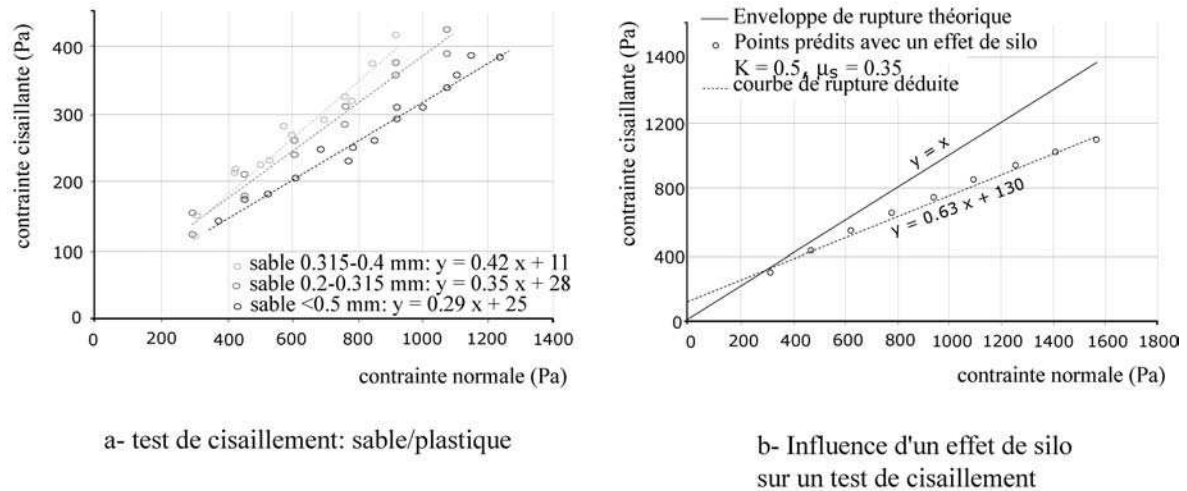


FIG.3.7

Afin de quantifier les effets de friction dans nos tests de cisaillement, nous avons suspendu le cylindre supérieur de notre appareil au dessus d'une balance et l'avons rempli de différentes masses connues de sable. Le cylindre est fait de plastique transparent et a un diamètre de 9 cm. Nous avons utilisé du sable de Fontainebleau dont la granulométrie est comprise entre 0.2 et 0.315 mm. Deux méthodes de préparation de l'échantillon ont été testées:

- méthode 1: le cylindre est suspendu à 0.2 mm au dessus de la balance. Une masse connue de sable est alors versée d'une hauteur de 10 à 20 cm. Le poids du sable reposant sur la balance est alors noté.
- méthode 2: Le cylindre repose sur la balance. On saupoudre le sable à la petite cuillère, puis on soulève légèrement le cylindre. On mesure le poids du sable.

Les résultats révèlent effectivement un effet de silo qui semble indépendant du mode préparatoire (fig. 3.6b). Le modèle de Janssen décrit très bien les données expérimentales pour $\mu_s = 0.35$ et $K = 0.5$. La valeur de μ_s correspond à celle mesurée par les tests de cisaillement et $K = 0.5$ est une valeur caractéristique des sables au repos (Duran, 1997; Lambe and Whitman, 1969). La même expérience a été réalisée avec un cylindre de verre. Dans ce cas $\mu_s = 0.1$ et $K = 0.5$ ont donné le meilleur accord entre modèle et mesures expérimentales. Ceci révèle la plus faible friction du sable sur le verre que sur le plastique.

Influence de l'effet de silo sur la détermination de la friction interne et de la cohésion dans un test de cisaillement

En négligeant l'effet des frottements dans son appareil, l'expérimentateur surestime la contrainte normale dans la zone de cisaillement. Prenons un exemple simple pour illustrer les erreurs induites sur les mesures de la friction et de la cohésion. Soit un sable de cohésion nulle et de

coefficient de friction égal à 1. Supposons que l'on fasse des tests de cisaillements sur ce sable avec un cylindre en plastique de 9 cm de diamètre, identique à celui de Cobbold et Castro (1999). Nous pouvons déterminer par le modèle de Janssen les effets des frottements et calculer la contrainte normale dans la zone de cisaillement. Admettons maintenant que les mesures de contraintes cisailantes soient effectuées pour des hauteurs d'échantillons de sable de 2 à 10 cm. En négligeant l'effet de silo, les contraintes normales sont surestimées et l'enveloppe de Mohr obtenue est erronée (fig. 3.7b). L'enveloppe apparaît courbe. En essayant de tracer une droite de type Mohr-Coulomb sur les données obtenues, on trouve $\mu = 0.63$ et $c = 130$. La cohésion est donc surestimée et le coefficient de friction interne est trop faible.

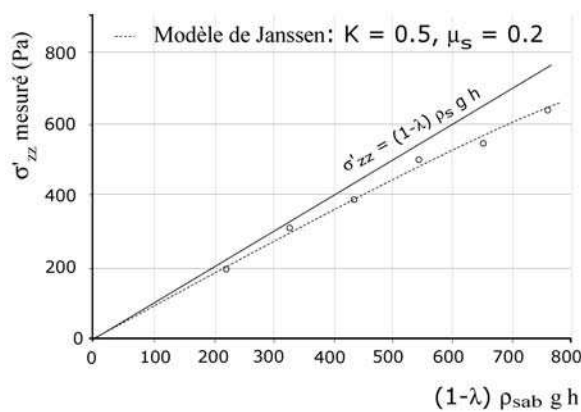
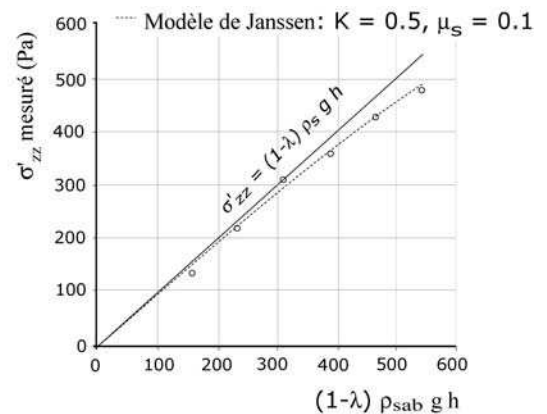
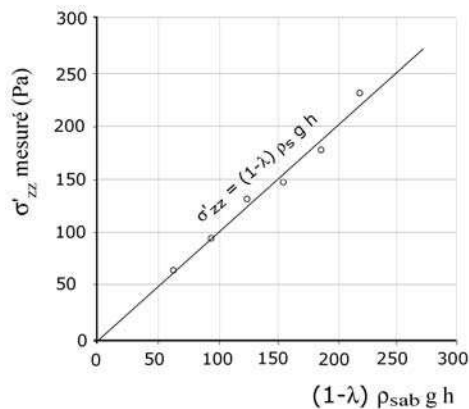
a- Effet de silo: $\lambda=0.3$ b- Effet de silo: $\lambda=0.5$ c- Effet de silo: $\lambda=0.8$

FIG.3.8 : Effet de silo dans un cylindre en présence d'un gradient de pression d'air.

Une grande partie des incohérences relevées entre les tests de Schellart, Krantz et Cobbold et Castro est sûrement liée à des effets de silo qui n'ont pas été pris en compte. Dans l'article Mourgues et Cobbold (2003), nous appliquons une correction de silo aux tests de Krantz et de Schellart.

Effet de silo pour des échantillons de sable soumis à un gradient de pression

En utilisant le dispositif décrit au paragraphe 2.3.2, nous avons mesuré les effets des frottements dans notre cylindre de cisaillement contenant des échantillons de 2 à 7 cm de sable et soumis à des gradients de pression variables: $\lambda^* = 0.3$, $\lambda^* = 0.5$, $\lambda^* = 0.8$. Les données sont reportées dans les graphiques de la figure 3.8. Pour chaque gradient, nous avons tracé la meilleur courbe du modèle de Janssen pour $K = 0.5$. Nous avons choisi de garder K constant car aucune variation de volume de l'échantillon n'était visible lorsque l'on appliquait le gradient de pression. Ceci laisse supposer que l'empilement des grains de sable n'est quasiment pas modifié. Lorsque λ^* augmente, la valeur déterminée de μ_s diminue. Il n'y a ainsi plus aucun effet de silo pour $\lambda^* = 0.8$. La diminution de μ_s ne traduit pas une diminution réelle du coefficient de friction sable/paroi. Nous pensons plutôt que l'effet des frottements, qui retient une partie du poids du sable, joue également en sens opposé, en retenant une partie de la force liée au gradient de pression. Ces deux effets se compensent sûrement pour $\lambda^* = 0.8$.

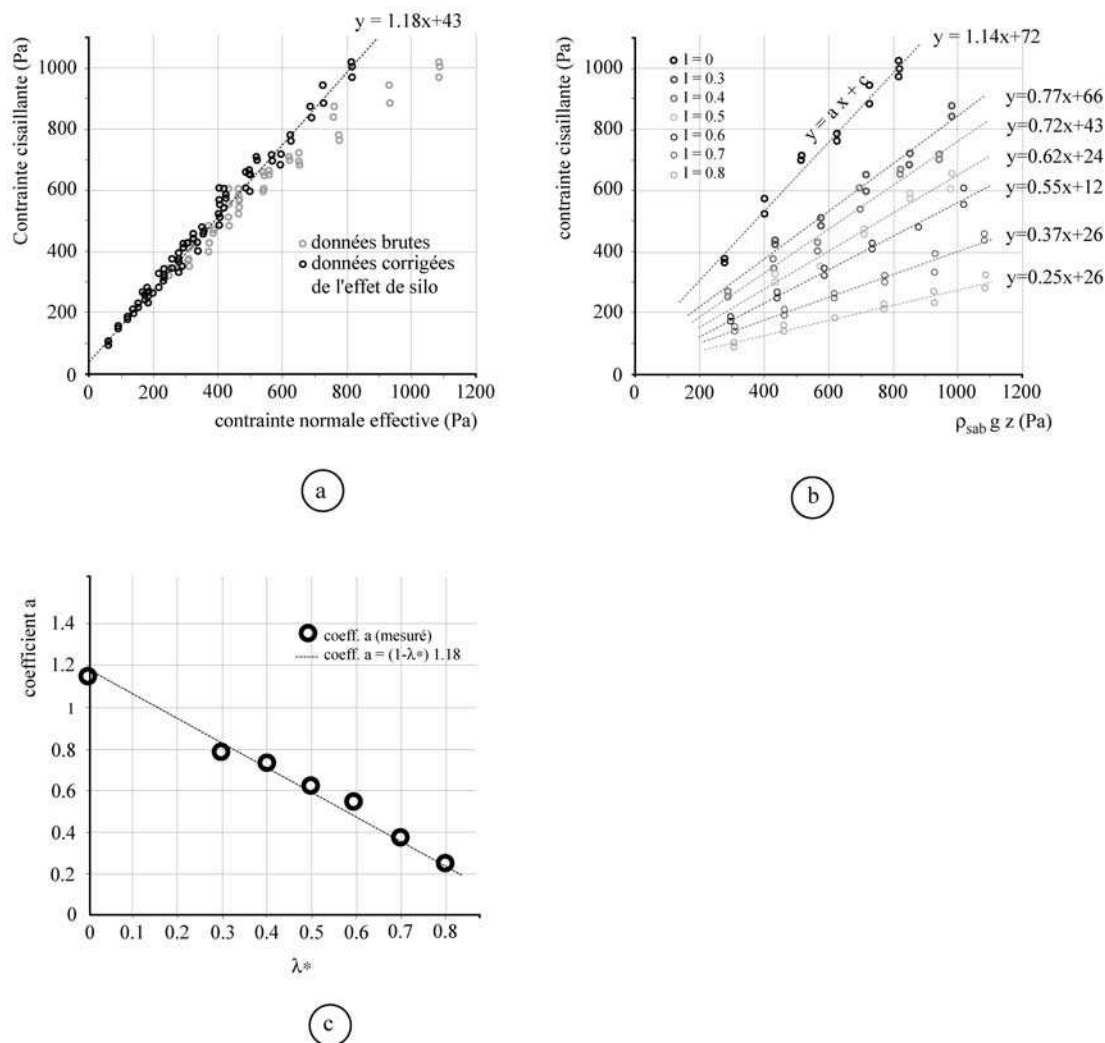


FIG.3.9 : Résultats des tests de cisaillement sur un échantillon de sable soumis à un gradient vertical de pression. L'enveloppe de Mohr est tracée en (a) avec les données brutes et corrigées de l'effet de silo. En (b) sont tracées les enveloppes pour les différentes pressions en fonction de $\rho_{\text{sab}} \cdot g \cdot z$. Les données s'alignent le long de droite dont le coefficient directeur est reporté en (c) en fonction de λ .

Résultats des tests de cisaillement avec gradient de pression

Les tests de cisaillement ont été effectués sur du sable de Fontainebleau (granulométrie comprise entre 0.2 et 0.315 mm) à l'aide de l'appareil décrit précédemment. Nous avons cisailé des échantillons de 2 à 7 cm de hauteur en appliquant différents gradients de pression ($\lambda^* = 0$ à $\lambda^* = 0.8$). Les contraintes effectives normales dans la zone de cisaillements allaient de 62 Pa à 820 Pa. Les échantillons étaient toujours préparés de la même manière. Le sable était versé dans le cylindre non suspendu, puis fluidisé. Quelques secousses étaient ensuite appliquées, puis le cylindre était légèrement surélevé en tendant les fils de suspension. Ce mode préparatoire aboutit à un sable moyennement dense de masse volumique $\rho_{sab} = 1600 \text{ kg.m}^{-3}$.

Les résultats sont reportés dans les graphiques de la figure 3.9. Dans un diagramme $\tau = f(\sigma'_n)$, les données apparaissent bien alignées le long d'une droite après correction de l'effet de silo (fig. 3.9a). L'enveloppe obtenue a pour équation:

$$\tau' = 1.18. \sigma'_n + 43$$

Pour chaque valeur de λ^* , nous avons également reporté les valeurs des contraintes cisailantes en fonction de $\rho_{sab}.g.z$ (fig. 3.9b). Les données s'alignent le long d'une série de droites dont la pente "a" diminue lorsque λ^* augmente. "a" est reporté dans le graphique 3.9c en fonction de λ^* . Pour $\lambda^* = 0$, $a = 1.13$, valeur proche de 1.18. De plus, les données sont bien décrites par une droite d'équation $a = 1.18.(1-\lambda^*)$. Toutes ces observations sont en parfait accord avec une enveloppe de rupture de type Mohr-Coulomb exprimée en contraintes effectives par:

$$\tau' = c + \mu.(1-\lambda^*). \sigma'_n$$

où $\mu = 1.18$. Les cohésions déterminées dans les graphiques 3.9b varient de 12 à 72 Pa, les plus fortes valeurs correspondant aux mesures où l'effet de silo est le plus important.

B. Tests en extension

Pour une enveloppe de rupture linéaire, l'angle γ entre une faille et la contrainte principale est une fonction de l'angle de friction interne ϕ du matériau:

$$\gamma = 45 - \frac{\phi}{2} \quad (3.42)$$

où γ et ϕ sont exprimés en degrés. Le coefficient de friction interne est défini par $\mu = \tan \phi$. En mesurant l'angle d'écartement de deux failles normales conjuguées ($2.\gamma$), il est donc possible de déterminer le coefficient de friction. Cette méthode avait été utilisée par Krantz et Schellart en complément des tests de cisaillement.

Nous avons construit des modèles de sable rectangulaires de 30*20 cm et 4 cm d'épaisseur. Ces modèles ont été réalisés sur deux tamis superposés reposant sur un réservoir d'air sous pression. Ce dernier permettait d'appliquer une pression d'air constante à la base du sable (fig.3.10). Les modèles ont été construits en saupoudrant le sable à partir d'un tamis de 0.5 mm. Cette technique de préparation aboutit à un sable dense de masse volumique $\rho_{sab} = 1700 \text{ kg.m}^{-3}$ (plus dense que le sable des tests de cisaillement). En tirant doucement l'un des deux tamis, une discontinuité de vitesse est créée et deux failles normales apparaissent. L'extension appliquée est juste suffisante pour générer les failles. Contrairement à Krantz et Schellart qui déterminaient l'écartement grâce à l'escarpement de surface, nous avons coupé les modèles en fin d'extension pour mesurer plus précisément le pendage des failles. Cette expérience a été répétée pour des modèles soumis à différents gradients de pression.

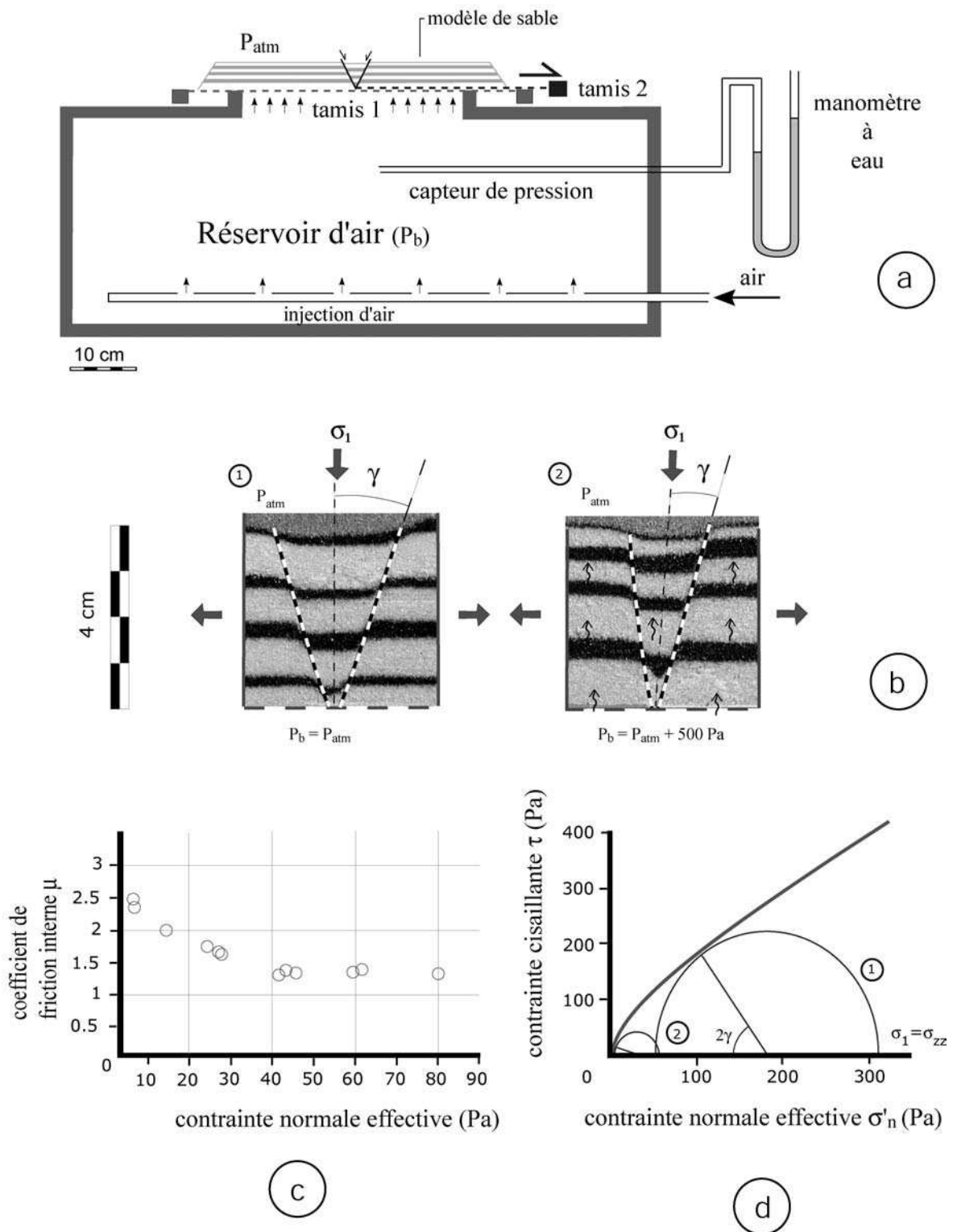


FIG.3.10 : Dispositif (a) permettant de faire des tests d'extension sur des modèles de sable soumis à un gradient de pression. Le coefficient de friction est déterminé grâce à l'angle d'ouverture entre les failles (b), puis reporté en (c). L'augmentation de μ pour les faibles contraintes effectives est interprétée comme une courbure de l'enveloppe de rupture (d)

Les résultats sont représentés dans le graphique c de la figure 3.10c. Les valeurs de μ déterminées sont reportées en fonction de la contrainte normale effective estimée sur le plan de faille. Pour calculer cette contrainte, plusieurs hypothèses sont faites:

- la contrainte principale σ_1' est verticale et vaut $(1-\lambda^*) \cdot \rho_{sab} \cdot g \cdot z$;
- l'enveloppe de rupture est une droite de Mohr-Coulomb avec une cohésion nulle: $\tau' = \mu \cdot \sigma_n'$.

D'après cette deuxième hypothèse, le rapport entre les contraintes principales σ_1' et σ_3' vaut:

$$\frac{\sigma_1'}{\sigma_3'} = \frac{1 + \sin \phi}{1 - \sin \phi} \quad (3.43)$$

La contrainte normale effective appliquée sur le plan de faille est alors:

$$\sigma_n' = \frac{\sigma_1' + \sigma_3'}{2} - \frac{\sigma_1' - \sigma_3'}{2} \sin \phi \quad (3.44)$$

Nous avons utilisé cette équation pour estimer la contrainte normale effective sur le plan de faille à mi-hauteur du modèle. Dans le cas d'une enveloppe de rupture non-linéaire, cette méthode de calcul surestime légèrement σ_n' .

La courbe $\mu = f(\sigma_n')$ du graphique 3.10c peut être considérée comme la dérivée première de la courbe de rupture. Elle montre deux parties distinctes. Pour des contraintes supérieures à 30 Pa, le coefficient de friction interne est constant: $\mu = 1.3$ à 1.4 , ce qui traduit une enveloppe de rupture linéaire. Les valeurs de μ sont légèrement supérieures à celles déterminées par les tests de cisaillement. Ceci peut être lié à la différence de compacité des sables. Ces valeurs sont également en accord avec celles déterminées par Schellart ($\mu = 1.6$ après correction de l'effet de silo (Mourgues et Cobbold, 2003)). Pour des contraintes inférieures à 30 Pa, le coefficient de friction augmente vers l'origine pour atteindre une valeur maximale mesurée de 2.5. Cette variation indique donc une courbure de l'enveloppe pour les plus faibles contraintes (fig. 3.10d). Les contraintes les plus petites estimées dans cette partie sont de 4 ou 5 Pa, c'est à dire l'équivalent du poids de 2 ou 3 grains de sable. A une telle échelle, nous supposons que les forces électrostatiques pourraient être à la cause de cette augmentation de résistance.

C. Mesures de perméabilité

La perméabilité d'un sable dépend à la fois de sa granulométrie et de sa compacité. Nous avons vu que du sable déposé au tamis avait une masse volumique de 1700 kg.m^{-3} . Si l'on considère que les grains de quartz ont une densité de 2.8, la porosité du sable est de 38 %. Lorsqu'il est versé puis légèrement recompressé par quelques secousses, sa masse volumique n'est plus que de 1600 kg.m^{-3} et sa porosité vaut 42 %. Grâce à la formule de Carman-Kozeny (Bear, 1988) pour un empilement de sphères, on peut estimer la variation de perméabilité entre ces deux états de compacité:

$$\text{formule de Carman-Kozeny: } k = \frac{d_p^2 \cdot \phi^3}{180 \cdot (1-\phi)^2} \quad (3.45)$$

où d_p est le diamètre des particules.

$$\frac{k_{1700}}{k_{1600}} = \frac{\phi_{1700}^3 \cdot (1 - \phi_{1600})^2}{\phi_{1600}^3 \cdot (1 - \phi_{1700})^2} = 0.64 \quad (3.46)$$

La perméabilité du sable dense est donc approximativement 40% plus faible que celle du sable versé. Il conviendra donc, là encore, de faire attention à la technique de dépôt du sable si l'on veut estimer la perméabilité et calculer la distribution des pressions dans les modèles.

Afin de disposer de sables de différentes perméabilités, nous avons séparé différentes fractions granulométriques d'un sable de Fontainebleau: < 0.2 mm; 0.2 < ... < 0.315; 0.315 < ... < 0.4; > 0.4.

Des tests de perméabilité ont été effectués en mesurant le flux d'air entrant dans un échantillon de sable soumis à un gradient de pression donné. Les échantillons étaient placés dans le cylindre de cisaillement et préparés de la même façon que décrit au paragraphe 3.3.2.A. Leur densité avoisinait les 1.6. Un exemple de mesure est illustré dans le graphique 3.11a. La linéarité de la courbe obtenue indique que la loi de Darcy ($q = -k/\nu \nabla P$) décrit bien l'écoulement de l'air au sein du sable. La pente de la droite est alors le rapport k/ν . On peut noter, cependant, que pour les plus forts gradients de pressions, la courbe expérimentale s'écarte légèrement de la droite. Ceci peut traduire une très légère dilatation du sable qui est alors proche d'un état fluidisé. Cet écart reste cependant négligeable.

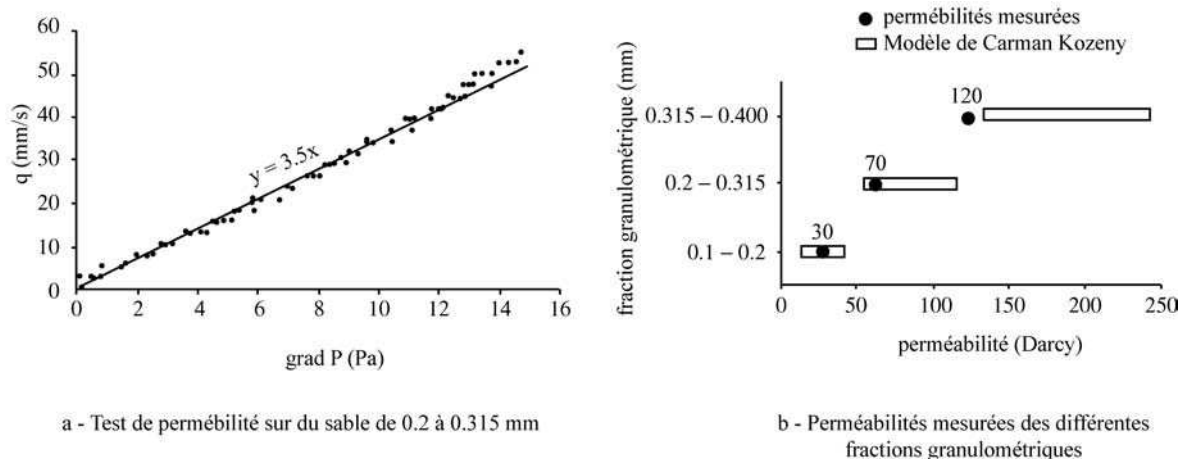


FIG.3.11 : Tests de perméabilité (a) et comparaison des mesures avec un modèle théorique (b)

Le graphique 3.11b montre les résultats des tests de perméabilité pour les différentes fractions granulométriques. Sont également indiquées les gammes de perméabilités théoriques déterminées par la loi de Carman-Kozeny pour ces fractions. On remarque que les perméabilités mesurées sont en général plus faibles que les valeurs théoriques. Cela peut sûrement s'expliquer par la présence résiduelle de fines dans le sable qui ont tendances à obstruer les pores. Un tamisage plus long serait nécessaire pour les éliminer. Il faut également garder à l'esprit que le modèle de Carman-Kozeny est valable pour un empilement de sphères de taille homogène.

Par la suite, nous emploierons les différentes granulométries de sable selon la terminologie suivante :

- **sable 1 : 0.315 à 0.4 mm,**
- **sable 2 : 0.200 à 0.315 mm,**

- sable 3 : < 0.200 mm.

Perméabilité des failles:

Les bandes de cisaillement qui apparaissent lors de la déformation d'un sable dense sont caractérisées par une dilatation. En supposant que la variation de volume dans cette zone n'excède pas les 10% (Strayer et al., 2001; Vermeer, 1990), la perméabilité n'augmente pas plus de 80%.

3.3.3 Dispositifs expérimentaux

Dans ce paragraphe, nous ne parlerons que des principes généraux de fonctionnement des dispositifs expérimentaux qui ont été construits pendant cette thèse. Nous en donnerons une description plus détaillée dans les chapitres 5 et 6 quand ils seront utilisés.

Nous avons vu, au paragraphe 3.3.1, que dans des modèles de sable, il était impossible de maintenir une surpression sans source externe de fluide. Ce sont donc uniquement les conditions limites et la géométrie du modèle qui vont déterminer la distribution des pressions internes.

Pour leurs expériences, Cobbold et al. (2001) ont utilisé un dispositif très simple, que nous avons réemployé pour les tests en extension du paragraphe précédent (fig. 3.10). Les modèles sont construits dans une boîte dont le fond est un tamis métallique de 100 μm de largeur de maille. Celui-ci repose directement sur un caisson qui sert de réservoir d'air et qui est alimenté en permanence en air comprimé. La base du modèle de sable est ainsi soumise à une pression uniforme que l'on peut faire varier en modifiant le flux d'air entrant dans le réservoir. La condition de pression uniforme a des inconvénients majeurs :

- En régime compressif, lorsque le modèle s'épaissit d'un côté, l'effet de la pression dans cette partie diminue, puisque le rapport P/σ_{zz} diminue, en d'autres termes, le paramètre λ^* décroît.
- En extension, le modèle a tendance à s'amincir dans les grabens. Dans ce cas, λ^* augmente et la pression du fluide peut alors dépasser le poids du sable sus-jacent et c'est l'explosion. Ces explosions sont très destructrices et ne s'arrêtent jamais d'elles-mêmes. En effet, la diminution de perméabilité dans les zones affectées canalise le flux d'air, ce qui réalimente de nouvelles explosions. En quelques secondes, tout une partie du modèle peut être détruite. Nous avons rencontré ces problèmes dans nos premières expériences de glissement sur des pentes de 11° (voir chapitre 6). Les pressions nécessaires à la déstabilisation du sable étaient assez fortes ($\lambda > 0.8$). En conséquent, lorsque le glissement s'initiait, la zone en extension explosait et la pression du réservoir chutait.

Pour remédier à ces deux principaux problèmes, il fallait absolument disposer d'un système qui puisse créer une distribution non-uniforme des pressions d'air à la base du modèle. Une des solutions est de disposer non plus d'un seul réservoir mais d'une série d'injecteurs quadrillant la base du modèle et délivrant chacun une pression spécifique. Pour régler la pression dans chaque injecteur, l'idéal aurait été de pouvoir modifier le flux d'air entrant dans chacun. Nous verrons, au chapitre 6, que l'un des dispositifs comporte 200 injecteurs. Il aurait donc fallu 200 contrôleurs de flux et 200 capteurs de pression. Ceci était absolument irréalisable. Nous avons donc opté pour une solution plus pratique, moins onéreuse, mais sans doute moins efficace. Au lieu de disposer de 200 arrivées d'air indépendantes, les injecteurs sont tous alimentés à partir d'un seul réservoir qui délivre une pression uniforme (fig. 3.12). Seul le flux d'air entrant dans ce réservoir peut être réglé.

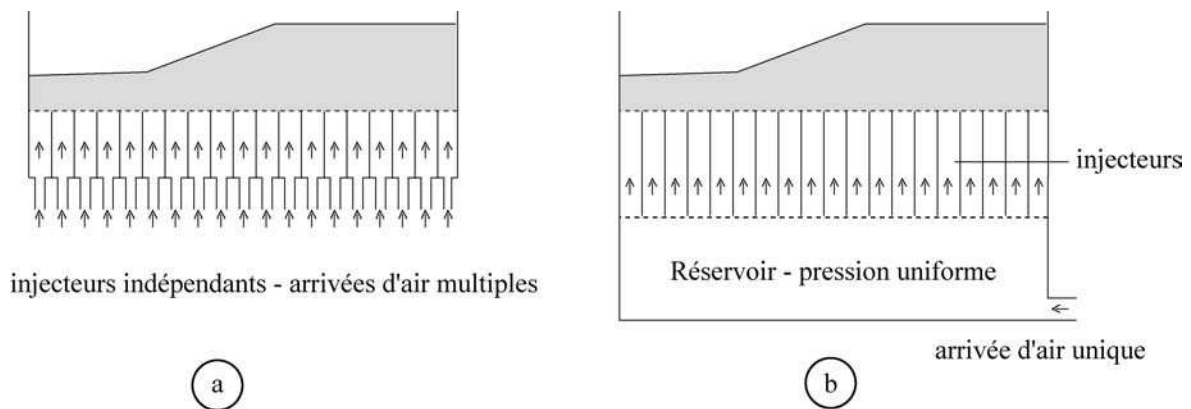


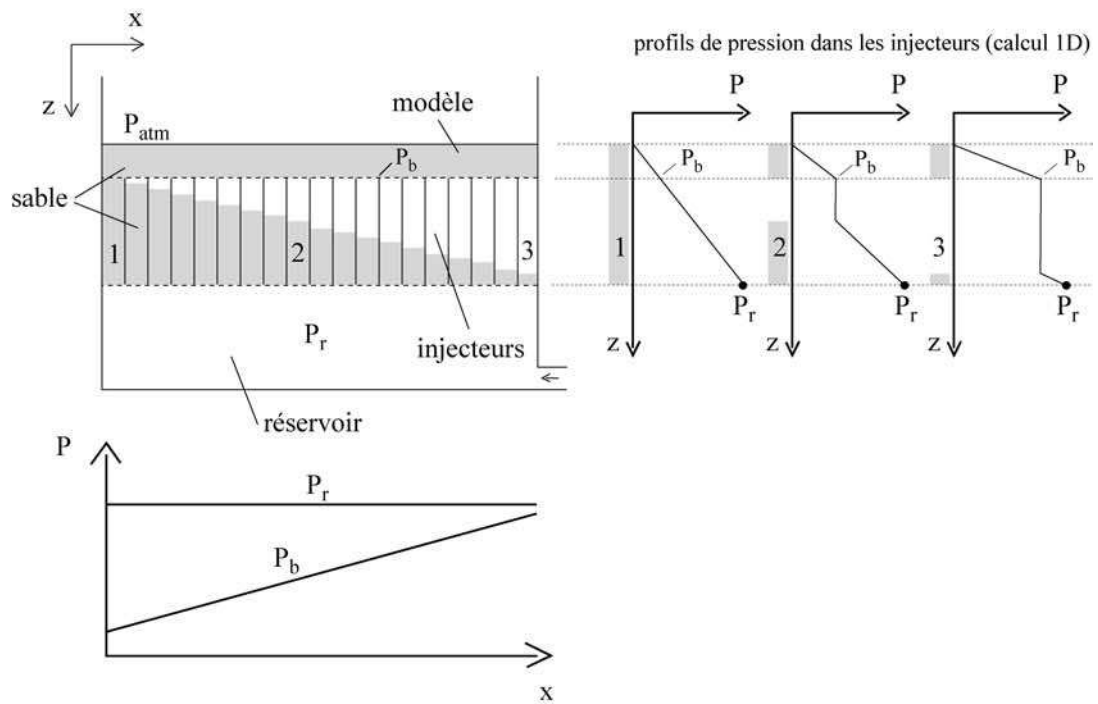
FIG.3.12 : Deux possibilité pour obtenir une pression non uniforme à la base d'un modèle de sable.
Par commodité, nous avons utilisé une arrivée d'air unique (b)

Deux modes d'utilisation des dispositifs sont possibles :

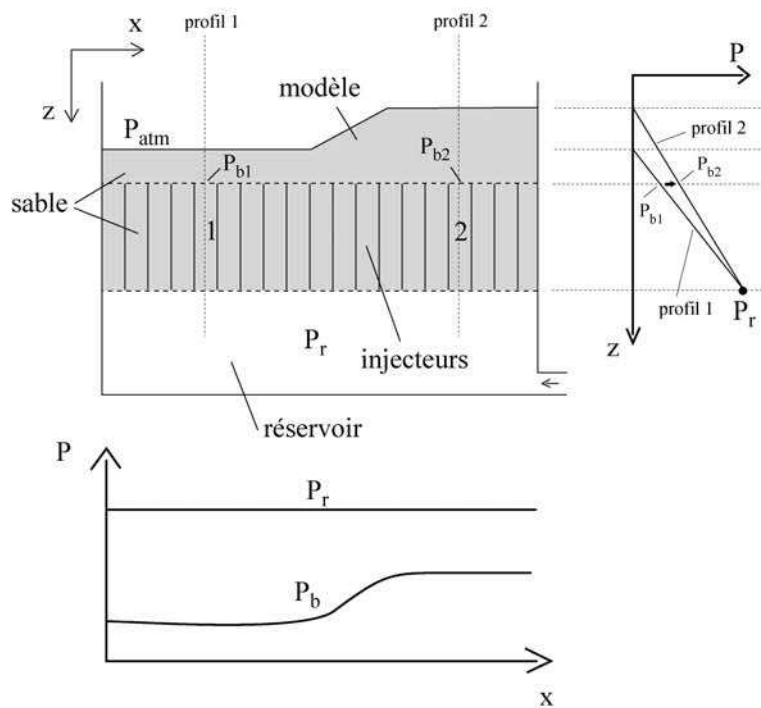
- **Mode 1** (schéma 3.13a): Chaque injecteur est rempli d'une hauteur spécifique de sable dont le rôle est de plus ou moins faire chuter la pression entre le réservoir et la base du modèle. La pression au sommet de chaque injecteur est donc directement liée à la quantité de sable introduite. Ce mode d'utilisation permet de créer des distributions de pression non-uniformes à la base des modèles. L'inconvénient : cette distribution spatiale est réglée en début d'expérience et ne peut plus être modifiée par la suite.
- **Mode 2** (schéma 3.13b) : Tous les injecteurs, d'une hauteur de 30 cm, sont remplis entièrement de sable qui sert de zone tampon entre le réservoir et le modèle. Ainsi, comme le montre le schéma 3.13b, lorsque le modèle s'épaissit, sa pression basale P_b augmente et inversement lorsqu'il s'amincit. Les injecteurs étant isolés les uns des autres, les pressions ne s'homogénéisent pas avant l'entrée du fluide dans le modèle, ce qui permet de maintenir un paramètre λ^* plus ou moins constant, quel que soit le relief du modèle. Pour obtenir un λ^* strictement constant, il faudrait des injecteurs infiniment longs.

En utilisant cette zone tampon, on élimine le problème des volcans. On peut ainsi diviser localement l'épaisseur des modèles par deux ou trois sans qu'ils n'explosent. De plus, nous avons remarqué que lorsque le sable était fluidisé, cela ne dégénérait pas en explosion catastrophique car la concentration du flux d'air n'est plus possible en raison des parois verticales des injecteurs.

Deux dispositifs munis d'injecteurs ont été construits. Le premier dispose d'une seule rangée d'injecteurs (1.7 cm de large) permettant un contrôle des pressions dans une seule direction. Cet appareil est utilisé au chapitre 5 pour des expériences de compression cylindrique. Le deuxième, beaucoup plus grand, possède 200 injecteurs (de 5 cm de côté) permettant le contrôle en 2D des pressions basales. Il est décrit et utilisé au chapitre 6 pour des expériences de glissement.



a - Mode 1 de fonctionnement du dispositif à injecteurs -



b - Mode 2 de fonctionnement du dispositif à injecteurs -

fig. 3.13

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons discuté des possibilités qu'offrait la modélisation analogique avec pression de fluide aux pores. Nous avons vu que les phénomènes transitoires de génération et dissipation ne pouvaient être simulés. Tous nos modèles seront donc considérés à l'équilibre du point de vue des pressions. Les gradients de pression sont dimensionnés comme les contraintes, nous pourrons donc mettre en évidence le jeu des forces de courant décrites au chapitre 2.

Nous avons également caractérisé le comportement du sable pour les très faibles contraintes effectives mises en jeu dans les modèles, ainsi que la perméabilité. Enfin, nous avons décrit brièvement les dispositifs que nous avons construit, ainsi que leurs modes d'utilisation.

Cette méthode analogique sera maintenant employée aux chapitres 5 et 6 pour l'étude des prismes et de quelques glissements.

Chapitre 4

Modélisation numérique : méthode des éléments distincts avec un fluide interstitiel

4.1 Introduction

Le choix d'utiliser la modélisation numérique dans ce travail de thèse a été conditionné essentiellement par les difficultés expérimentales rencontrées. Nous avons vu au paragraphe précédent qu'il était très difficile de contrôler les conditions limites en terme de pression de fluide. Nous avons eu recours à un dispositif complexe d'injecteurs pour obtenir des distributions de pressions non uniformes à la base des modèles. Au cours d'une expérience de déformation, nous ne pouvons, actuellement, que modifier la pression d'air dans le réservoir basal. Le système d'injecteur permet de maintenir un rapport pression/épaisseur du sable plus ou moins constant, mais il n'est pas possible d'augmenter ce rapport dans une zone particulière du modèle. Ajouté à cela, nous ne pouvons suivre l'évolution de l'expérience qu'en surface et au travers d'une plaque de verre sur le côté du modèle, en admettant que les effets de bords sont faibles. L'utilisation d'appareil du type scanner (Colletta et al., 1991) pour suivre la déformation n'est pas possible en raison des dimensions trop importantes des dispositifs.

Enfin, l'aspect économique n'est pas négligeable non plus. Facturée 45 euros l'unité par le laboratoire de modélisation de Rennes, l'expérience analogique revient beaucoup plus chère qu'une simulation numérique, et une étude paramétrique convenable devient totalement irréalisable en l'absence de financement.

La simulation numérique peut être envisagée de différentes manières en fonction du degré de simplification du modèle utilisé. Un modèle très compliqué pourra intégrer les rhéologies les plus sophistiquées, des transitions de phases variées ou tout autre type de couplage mécanique. La seule limitation est le temps de calcul qui peut devenir faramineux. Pour certains d'ailleurs, ce problème n'est que secondaire. On peut donner l'exemple de (Campbell et al., 1995) qui ont fait tourner une simulation pendant plus d'une année entière. En suivant cette démarche, nous aurions pu reprendre un code déjà existant, ajouter quelques effets de couplage avec un fluide et simuler la génération de

suppressions dans le delta de l'Amazonie aboutissant à une instabilité gravitaire. Mais quelle valeur donner à une telle simulation qui aurait nécessité des simplifications extrêmes et un certain nombre de suppositions hasardeuses sur les rhéologies ou les perméabilités des matériaux et des failles en présence. Quelle que soit la complexité du modèle, les résultats doivent être interprétés en conséquence de notre propre connaissance du système naturel, qui est finalement très faible.

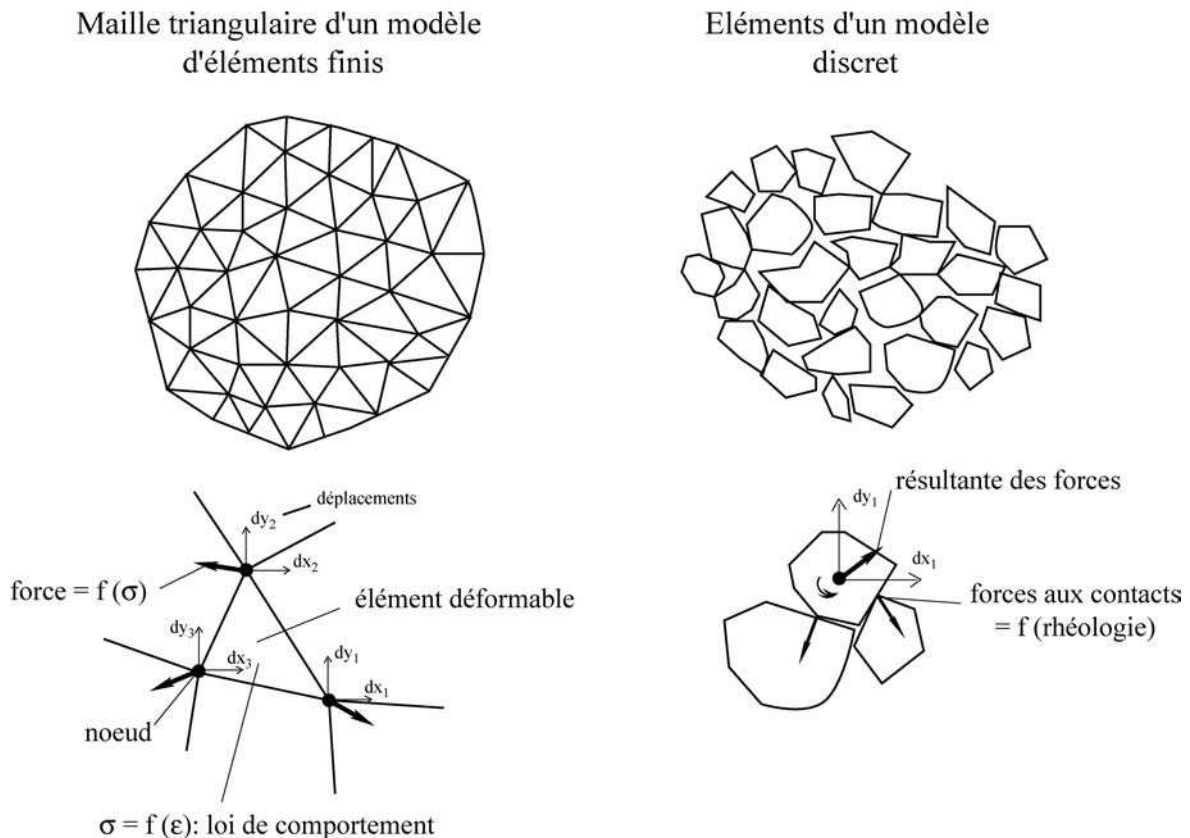


FIG.4.1 : Représentation schématisée de deux grands types de modèles de déformation. La méthode des éléments finis consiste à créer une maille dont chaque élément possède une loi de comportement. Dans l'approche discrète, le système est constitué d'éléments indépendants qui interagissent entre eux par des forces de contact.

Mon approche et ma philosophie de la modélisation numérique sont différentes. Celle-ci est envisagée comme un complément à la modélisation analogique. J'ai ainsi développé mes propres codes dans le but de comprendre et de vérifier au mieux l'action des forces de courant dans des systèmes aussi simples que nos expériences de sable. La simulation numérique a dans ce contexte plusieurs intérêts:

- On peut agir très facilement sur les paramètres et déterminer leur influence sur le comportement du système (ex: conditions aux limites, coefficients de friction etc...). La confrontation avec le cas réel, c'est à dire l'expérience est alors beaucoup plus simple qu'avec un système naturel que l'on a beaucoup de mal à appréhender.
- On connaît à tout moment l'état du système, les contraintes, les vitesses etc...

- On peut refaire plusieurs fois l'expérience avec strictement les mêmes conditions initiales, ce qui est impossible en expérimentation physique.

Deux approches permettent de simuler numériquement le comportement des matériaux granulaires: les modèles continu et discontinu. La première approche ne s'intéresse pas au comportement particulier de chaque grain mais considère le comportement du milieu dans son ensemble. Elle est la base des méthodes des éléments finis (Zienkiewicz, 1971) ou différences finies (Cundall and Board, 1988). Très brièvement, dans ces méthodes, le milieu est divisé en éléments constituant un maillage (fig.4.1) dont le déplacement des nœuds est régi par les lois Newtoniennes. Les forces appliquées sur ces nœuds sont calculées à partir de la déformation des éléments de la maille auxquels sont attribués des lois rhéologiques. Dans le cas du sable, on utilise des lois élasto-plastiques non-associées avec une limite de plasticité de type Mohr-Coulomb qui permettent la localisation de la déformation et la création de bandes de cisaillement (Rudnicki and Rice, 1975; Vermeer, 1990; Vermeer and Borst, 1984). L'un des inconvénients de la méthode réside dans la déformation de la maille, qui, si elle devient trop importante, conduit à des erreurs numériques. Il convient alors de remailler le système tout en conservant les informations de contraintes et l'historique de la déformation de l'ancienne maille (Nino, 1997). Cette méthode est de très loin la plus utilisée dans le calcul des contraintes et des déformations toutes disciplines confondues. Bien qu'ayant débuté l'écriture de codes de différences finies au cours de cette thèse, nous n'avons pas poursuivi son développement pour préférer une approche discrète. Plusieurs raisons ont motivé ce choix.

- Soumis à de très fort gradients de pression d'air, le sable se fluidise et son comportement change totalement. Il n'a plus aucune résistance et il se comporte alors comme un fluide. Ce type de phénomène nous semblait, à première vue, plus difficile à simuler en éléments finis car il fallait déterminer les lois de comportement adéquates à la transition de l'état fluidisé.
- La fluidisation est accompagnée de phénomènes explosifs pour lesquels l'aspect discontinu du matériau joue un rôle fondamental.

La méthode des éléments discrets trouve l'une de ses origines dans la mécanique des roches (Cundall and Strack, 1979; Jing, 2003). Elle part du principe que le milieu naturel est très fracturé et qu'il peut être décrit par un certain nombre de blocs individuels en contact (fig.4.1). Son fondement théorique repose sur la formulation et la résolution des équations du mouvement de ces corps supposés rigides ou déformables. Cette méthode, qui permet de simuler le comportement statistique global d'un phénomène grâce à l'interaction mutuelle d'une large population de particules, éléments ou blocs, a trouvé de nombreuses applications dans des disciplines diverses: mécanique des sols, des fluides, des milieux granulaires, procédés des matériaux etc... Elle est souvent utilisée dans des situations où les connaissances théoriques ne suffisent pas à comprendre entièrement un phénomène et à fournir les équations nécessaires à une modélisation classique du système en milieu continu. Pour exemple, Oger et al. (1998) utilisent une méthode aux éléments distincts pour tirer une loi de comportement pouvant être intégrée dans un modèle continu d'évolution à grande échelle d'une banquise de glace très fracturée.

L'étude des milieux granulaires est devenu un domaine privilégié de ces méthodes; et c'est dans cet esprit que nous l'avons adopté. Quelques personnes ont utilisé ce type de modélisation pour simuler des phénomènes géologiques (Burbidge and Braun, 2002; Cody and Morgan, 2002; Morgan, 1997; Saltzer and Pollard, 1992; Scott, 1996; Strayer and Suppe, 2002; Vietor and Oncken, 2002). Les travaux récents de Burbidge et Braun (2002) nous ont convaincu de l'intérêt que pouvait avoir cette méthode pour la simulation de phénomènes tectoniques compressifs et nous ont encouragé à explorer cette voie.

Pour introduire un fluide dans nos modèles, nous nous sommes inspirés des nombreux travaux sur les lits fluidisés en génie chimique (Tsuji et al., 1993). La circulation du fluide est calculée par

les équations de Navier Stokes, moyennées sur de petits éléments de volumes fixes contenant des particules solides. Un terme de couplage simple et empirique, est introduit pour modéliser l'interaction entre les particules solides et le fluide (voir paragraphe 4.3)

4.2 La méthode des éléments distincts

4.2.1 Ecoles des corps déformables et indéformables

Deux approches d'éléments discrets s'affrontent dans la littérature des milieux granulaires (Müller, 1996):

- l'école des corps déformables,
- l'école des corps indéformables.

La première approche modélise la dynamique des contacts entre les éléments par des systèmes de ressorts et amortisseurs. Quand deux grains s'entrechoquent, ils peuvent se chevaucher légèrement et une force de répulsion (ressort) naît de leur interpénétration. Ajouté à cela, un terme de dissipation (amortisseur) permet de modéliser le frottement. Les contacts ont des durées non nulles et les interactions évoluent de façon continue au cours du chevauchement. Ce modèle a été présenté en 1979 par Cundall et Strack sous le nom de méthode aux éléments distincts. L'intégration des équations de mouvement se fait de manière explicite.

Dans l'autre école, le choc est considéré comme instantané. Le contact a lieu en un point et non en une région comme dans la précédente. Les grains sont dotés de coefficients de frottement et de restitution qui seront utilisés lors des chocs pour calculer les nouvelles vitesses des grains (Wang and Mason, 1992), tout en conservant la quantité de mouvement.

La différence fondamentale entre les deux écoles est donc l'échelle de temps envisagée. En suivant l'évolution du contact, la première nécessite des pas de temps beaucoup plus faibles que la seconde.

Müller (1996) compare en détail les deux méthodes et montre que la deuxième est assez peu adaptée à la simulation des milieux denses car elle implique de prévoir précisément l'instant de collision entre les particules afin d'ordonner les chocs et calculer les nouvelles vitesses.

Nous avons donc adoptée la méthode très classique des éléments distincts à corps déformables.

Quatre étapes sont fondamentales dans la construction d'un logiciel utilisant une méthode discrète (fig.4.2):

- le choix de la forme des éléments utilisés: 2D ou 3D, forme circulaire, ovale ou quelconque.
- la mise au point d'un algorithme de détection efficace des contacts entre grains.
- le choix du modèle de contact et l'intégration des équations de mouvement.
- la visualisation et l'analyse des résultats.

Nous discuterons successivement des trois premières, la dernière sera partiellement abordée et sera précisée plus ponctuellement dans les chapitres suivant (chapitre 7).

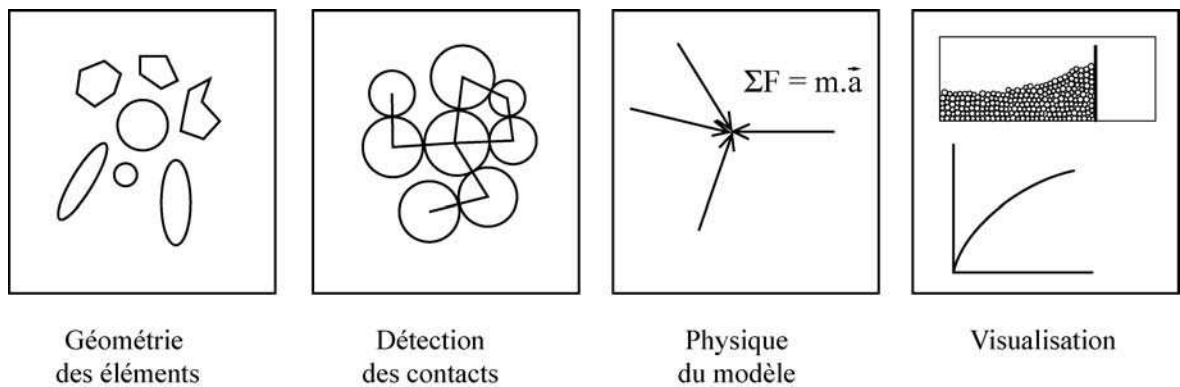


FIG.4.2 : Les 4 étapes de la construction d'un code d'éléments distincts

4.2.2 Forme des éléments

Nous nous limiterons au cas le plus simple d'éléments en deux dimensions (2D) circulaires. Ce choix n'est pas neutre car la forme des grains influe sur les propriétés mécaniques du milieu. L'enchevêtrement des grains est par exemple radicalement différent en 2D et 3D et les effets sont non-négligeables sur la réponse du système (Frye and Marone, 2002; Morgan and Boettcher, 1999a; Morgan and Boettcher, 1999b; Oger et al., 1998).

L'avantage évident des éléments circulaires est leur simplicité de description: rayon et masse. Savoir si deux grains sont en contact est extrêmement rapide puisqu'il suffit de calculer la distance séparant leurs centres. La construction d'un code en 3D ne pose pas de difficulté particulière mais n'était pas envisageable dans le temps imparti de la thèse.

4.2.3 La détection des contacts

Un intérêt tout particulier doit être porté à l'algorithme de détection des contacts entre grains car c'est une phase très gourmande en temps de calcul. Intuitivement, la recherche des grains en contact avec un élément donné implique la notion de voisinage. Il serait en effet désastreux de tester tous les grains puisqu'en multipliant par deux le nombre d'éléments, les tests à effectuer seront multipliés par 4! Il faut donc se limiter à tester un nombre limité de grains que l'on considèrera comme voisins. La manière de procéder la plus répandue est de quadriller l'espace. Après avoir déterminé dans quelle case se situe le grain considéré, il suffit de tester les éléments se situant dans les cases alentours (Cundall, 1988). En prenant des cases de longueur optimale $l = 2 \cdot R_{\max}$, où $R_{\max}$ est le rayon le plus grand, il suffit de tester la case centrale et les 8 autres adjacentes (fig.4.3a). Cette méthode est très efficace lorsque les grains sont de taille homogène, mais elle montre rapidement ses limites lorsque les rayons sont très différents. En effet, si tous les éléments sont de rayons $R_{\max}$, 4 éléments au maximum vont se trouver dans une même case; si le rayon est divisé par deux, on pourra en trouver 16, ce qui augmente d'autant le nombre de tests à effectuer.

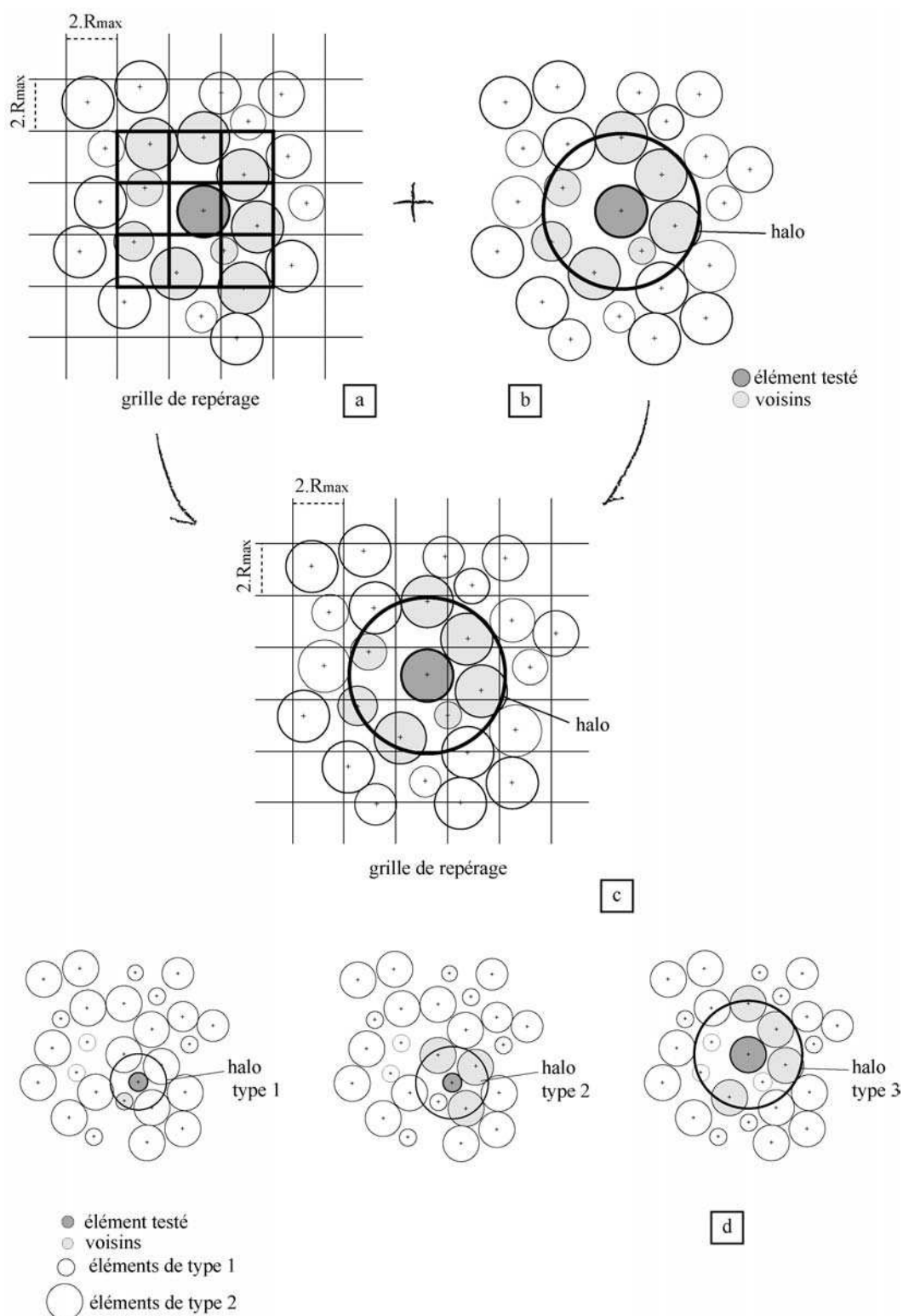


FIG.4.3 : Méthodes de détection des voisins : (a) par un repérage dans une grille fixe, (b) par la technique du halo, (c) par une combinaison de (a) et (b) (méthode utilisée dans la thèse), (d) par une technique de plusieurs halos pour des systèmes avec une grande variabilité de taille d'élément.

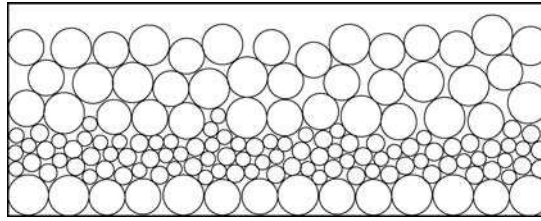


FIG.4.4 : Exemple d'empilements où l'emploi d'une technique à plusieurs halos est efficace.

Une autre méthode est celle du halo. Elle consiste à maintenir pour chaque particule la liste de ses plus proches voisins. Chaque particule est ainsi entourée d'une bulle dont elle est le centre (fig.4.3b) et seuls les grains contenus dans ce halo sont pris en compte dans le test (Burbidge, 2000; Hoomans et al., 1996; Hoomans et al., 2000). La liste des voisins doit être mise à jour régulièrement. Le problème, comme dans la méthode précédente, est de bien définir la taille du halo.

D'autres techniques comme celle du tri (les billes sont classées de droite à gauche et de bas en haut dans deux tableaux (Müller, 1996), du maillage adaptatif (Wenzel and Bicanic, 1993), ou de la triangulation (Ferrez, 2001; Müller, 1996) sont également utilisées.

Pour notre part, nous avons adoptée la technique du halo couplée à une grille de repérage (fig.4.3c). Pour chaque élément, on maintient la liste des voisins situés à une distance inférieure ou égale à $3.R_{\max}$ (Burbidge, 2000). Avant qu'un élément hors de cette bulle ne puissent rencontrer la particule centrale, il faudra que les deux se soient rapprochés d'au moins $R_{\max}$. Cette distance est évidemment plus grande si les grains sont plus petits. La liste des voisins devra être renouvelée chaque fois qu'un élément aura parcouru une distance maximale de $R_{\max}/2$. Pour renouveler la liste on repère les éléments grâce à une grille fixe à maille carrée de $2R_{\max}$ de côté. Pour éviter de faire deux fois le même test, les disques sont numérotés et seuls les éléments de numéros supérieurs sont regardés.

Lorsque le système possède des grains de rayons très différents (rapports supérieurs 2), on classe les billes en deux catégories (désignées par I pour les plus petites et II les grandes) et on utilise trois types de bulles (fig 4.3d):

- type 1: des bulles de rayon $3.R_{\max}^I$ où $R_{\max}^I$ est le rayon le plus grand des éléments de catégorie I. Cette bulle entoure les grains de catégorie I et elle ne contient que les voisins de catégorie I. Ces listes sont renouvelées lorsqu'une bille de catégorie I s'est déplacée de $R_{\max}^I/2$.
- type 2: Cette bulle, de rayon $2.R_{\max}^I + R_{\max}^{II}$ maintient la liste des éléments de catégorie II entourant chaque grain de catégorie I. Elle est renouvelée lorsqu'un grain de la 1^{ère} ou 2^{ème} famille a parcouru $R_{\max}^I/2$.
- type 3: de rayon $3.R_{\max}^{II}$, elle sert aux voisins de catégorie II des éléments également de 2^{ème} catégorie. Elle est repérée lorsqu'une bille de catégorie II s'est déplacée de $R_{\max}^{II}/2$.

Pour renouveler les listes, on se sert de deux grilles: l'une de côté $l = 2.R_{\max}^I$ et l'autre $l = 2.R_{\max}^{II}$. Cette méthode a été utilisée par (Hoomans et al., 2000). Elle évite d'avoir trop de petites billes dans de grandes bulles. Elle est très efficace lorsque l'on veut construire des modèles en couches de granulométries différentes (fig.4.5). Aucune des simulations présentées dans cette thèse n'a cependant utilisé cette hiérarchisation des halos car nous avons estimé que la construction des systèmes comportant de très faibles granulométries de grains impliquaient de trop grands nombres d'éléments et des temps de simulation trop importants pour le temps dont nous disposions.

4.2.4 Forces aux contacts et déplacement des éléments

A. Description du modèle

Le modèle des corps déformables que nous avons utilisé a été décrit pour la première fois par Cundall et Strack (1979). Les déformations de chaque grain sont supposées être petites en comparaison de leur taille. Néanmoins, dans ce modèle simple, la déformation précise du grain n'est pas considérée; au lieu de cela, les grains peuvent se chevaucher légèrement. C'est à partir de ces chevauchements que sont calculées les forces de contact agissant sur les éléments. La description qui suit est tirée de Müller (1996) avec néanmoins quelques corrections sur le calcul des forces d'amortissement.

Le tableau 4.1 et la figure 4.5 montrent les différentes notations utilisées.

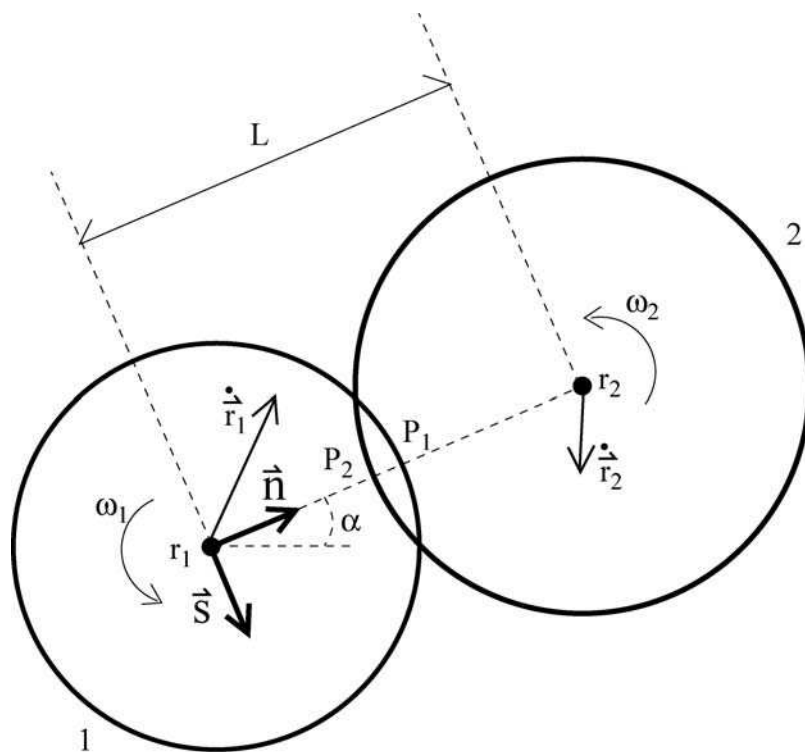


FIG.4.5 : Illustration de l'interpénétration de deux éléments dans un modèle à corps déformables et symboles utilisés.

Symbole	Description	unité
R_1, R_2	Rayons des éléments	M
m_1, m_2	Masses des éléments	kg
I	Moment d'inertie	kg.m ²
L	Distance séparant les centres des éléments	m
α	Angle entre l'axe reliant les centres des éléments et l'axe x	rad
$\vec{n}, \vec{s}$	Vecteurs normal et tangentiel au contact	
$\vec{r}_1, \vec{r}_2$	Vecteurs position des éléments	m
$\dot{\vec{r}}_1, \dot{\vec{r}}_2$	Vitesses de translation des éléments	m.s ⁻¹
$\ddot{\vec{r}}_1, \ddot{\vec{r}}_2$	Accélérations des éléments	m.s ⁻²
ω_1, ϖ_2	Vitesses de rotation des éléments	rad.s ⁻¹
$\dot{\omega}_1, \dot{\varpi}_2$	Accélérations rotationnelles des éléments	rad.s ⁻²
$\vec{v}$	Vitesses relatives entre 2 éléments	m.s ⁻¹
v_n, v_s	Composantes normale et tangentielle de la vitesse relative	m.s ⁻¹
dt	Incrément de temps	s
δ_n, δ_s	Déplacements relatifs normal et tangentiel des éléments	m
F_n, F_s	Forces normale et tangentielle au contact	N
$\Delta F_n, \Delta F_s$	Incréments de forces normale et tangentielle au contact	N
M	Moment des forces	m.N
μ	Coefficient de friction intergranulaire	

D_n, D_s	Forces d'amortissement visqueux normal et tangentiel au contact	N
k_n, k_s	Constantes d'élasticité normale et tangentielle au contact	N.m ⁻¹
c_n, c_s	Coefficients d'amortissement visqueux normal et tangentiel	N.s.m ⁻¹
C, C^*	Coefficients d'amortissements globaux de translation et de rotation	N.s.m ⁻¹ et N.s.rad ⁻¹

TABLEAU 4.1 : *Symboles utilisés, significations et unités*

Soient deux disques 1 et 2 caractérisés par les positions $\vec{r}_1$ et $\vec{r}_2$ de leurs centres de gravité et leurs vitesses de translation $\dot{\vec{r}}_1$ et $\dot{\vec{r}}_2$. Les vitesses de rotation sont notées ω_1 et ω_2 et sont comptées positives dans le sens anti-horaire. Chaque élément a aussi un rayon R et une masse m ainsi qu'un moment d'inertie I .

Les deux disques sont supposés être en contact et se chevauchent un peu. La distance L séparant les deux centres est donc inférieure à la somme des rayons:

$$L < R_1 + R_2 \Rightarrow \text{contact} \quad (4.1)$$

On définit deux vecteurs unitaires $\vec{n}$ et $\vec{s}$ perpendiculaires entre eux permettant de décomposer la force exercée au point de contact en une force normale et tangentielle:

$$\vec{n} = [\cos \alpha, \sin \alpha] \quad \text{et} \quad \vec{s} = [\sin \alpha, -\cos \alpha] \quad (4.2)$$

On définit p_1 et p_2 comme les deux points d'intersection du segment reliant les centres des éléments avec les bords des disques. Le point de contact est le milieu du segment $[p_1 \ p_2]$. La vitesse relative de p_1 par rapport à p_2 est :

$$\vec{v} = (\dot{\vec{r}}_1 - \dot{\vec{r}}_2) - (\omega_1 R_1 + \omega_2 R_2) \cdot \vec{s} \quad (4.3)$$

En décomposant $\vec{v}$ sur $\vec{n}$ et $\vec{s}$, on obtient les composantes normale (v_n) et tangentielle (v_s) de la vitesse:

$$\begin{aligned} v_n &= (\dot{\vec{r}}_1 - \dot{\vec{r}}_2) \cdot \vec{n} - (\omega_1 R_1 + \omega_2 R_2) \cdot \vec{s} \cdot \vec{n} \\ &= (\dot{\vec{r}}_1 - \dot{\vec{r}}_2) \cdot \vec{n} \\ v_s &= (\dot{\vec{r}}_1 - \dot{\vec{r}}_2) \cdot \vec{s} - (\omega_1 R_1 + \omega_2 R_2) \cdot \vec{s} \cdot \vec{s} \\ &= (\dot{\vec{r}}_1 - \dot{\vec{r}}_2) \cdot \vec{s} - (\omega_1 R_1 + \omega_2 R_2) \end{aligned} \quad (4.4 \text{ et } 4.5)$$

Pendant un temps court dt , le déplacement relatif des deux particules est donc:

$$\begin{aligned}\delta_n &= v_n \cdot dt \\ \delta_s &= v_s \cdot dt\end{aligned}\quad (4.6)$$

Ce déplacement est utilisé pour calculer les variations de forces de répulsion qui empêchent les disques de trop se chevaucher. Cette force est modélisée par un ressort de rigidés k_n et k_s . Les incréments de forces normale et tangentielle au point de contact sont:

$$\begin{aligned}\Delta F_n &= k_n \cdot \delta_n \\ \Delta F_s &= k_s \cdot \delta_s\end{aligned}\quad (4.7)$$

Les forces normales et tangentielles sont alors obtenues en additionnant ces incréments aux forces calculées au pas de temps précédent:

$$\begin{aligned}F_n|_t &= F_n|_{t-1} + \Delta F_n \\ F_s|_t &= F_s|_{t-1} + \Delta F_s\end{aligned}\quad (4.8)$$

Dans les notations adoptées, les forces normales et tangentielles sont positives dans le sens opposé aux vecteurs $\vec{n}$ et $\vec{s}$. Lorsque les grains se séparent, aucune force de rappel simulant une quelconque cohésion (Mikami et al., 1998) n'est introduite.

Le modèle intègre également une limite de plasticité de type loi de Coulomb au contact. La magnitude des forces cisailantes doit ainsi obéir à la règle:

$$|F_s| \leq \mu \cdot |F_n| \quad \text{où } \mu \text{ est le coefficient de frottement intergranulaire.}$$

Si cette relation n'est pas vérifiée, on pose $|F_s| = \mu \cdot |F_n|$ et on conserve les signes. Les disques glissent alors l'un sur l'autre.

Des forces visqueuses proportionnelles aux vitesses relatives des grains sont également introduits aux contacts. Leurs composantes normales et tangentielles sont données par:

$$\begin{aligned}D_n &= c_n \cdot v_n \\ D_s &= c_s \cdot v_s\end{aligned}\quad (4.9)$$

où c_n et c_s sont les coefficients d'amortissement normal et tangentiel.

Le moment résultant agissant sur un disque est enfin calculé en sommant les forces cisailantes aux différents points de contact de l'élément. Le moment est compté positif dans le sens anti-horaire:

$$\sum_i M_i = R \cdot \sum_i (F_s + D_s)_i \quad (4.10)$$

où i représente les points de contact.

Les forces normales et tangentielles de tous les contacts sont ensuite décomposées dans les directions x et y et sont utilisées, avec le moment résultant, pour le calcul des accélérations $\ddot{\vec{r}}$ et $\dot{\omega}$ à partir de la seconde loi de Newton:

$$\begin{aligned} m.\ddot{\vec{r}} + C.\dot{\vec{r}} &= m.\vec{g} + \sum_i (F_i + D_i) \\ I.\dot{\omega} + C^*.\omega &= \sum_i M_i \end{aligned} \quad (4.11)$$

I représente le moment d'inertie et vaut $0.5.m.R^2$ en 2 dimensions.

C et C^* sont les coefficients d'amortissement globaux pour les translations et les rotations. $\vec{g}$ est le vecteur gravité.

Ces équations sont discrétisées dans le temps par un schéma de différences centrales où les vitesses à l'instant t sont supposées être les moyennes des vitesses à l'instant $t - dt/2$ et $t + dt/2$:

$$\begin{aligned} \dot{\vec{r}}_t &= 0.5(\dot{\vec{r}}_{t-dt/2} + \dot{\vec{r}}_{t+dt/2}) \\ \omega_t &= 0.5(\omega_{t-dt/2} + \omega_{t+dt/2}) \end{aligned} \quad (4.12)$$

En supposant qu'elles sont constantes pendant l'intervalle de temps dt , les accélérations sont maintenant écrites:

$$\begin{aligned} \ddot{\vec{r}}_t &= 0.5(\ddot{\vec{r}}_{t-dt/2} + \ddot{\vec{r}}_{t+dt/2}) \\ \dot{\omega}_t &= 0.5(\dot{\omega}_{t-dt/2} + \dot{\omega}_{t+dt/2}) \end{aligned} \quad (4.13)$$

En combinant ces équations, les vitesses à l'instant $t + dt/2$ peuvent être déduites de celles à $t - dt/2$:

$$\begin{aligned} \dot{\vec{r}}_{t+dt/2} &= \frac{\dot{\vec{r}}_{t-dt/2} \left[1 - \frac{C.dt}{2m}\right] + \sum_i (F_i + D_i)_t \frac{dt}{m} + \vec{g}.dt}{1 + \frac{C.dt}{2m}} \\ \omega_{t+dt/2} &= \frac{\omega_{t-dt/2} \left[1 - \frac{C^*.dt}{2I}\right] + \sum_i (M_i)_t \frac{dt}{m}}{1 + \frac{C^*.dt}{2I}} \end{aligned} \quad (4.14)$$

Les positions des particules à l'instant $t + dt$ sont alors données par:

$$\vec{r}_{t+dt} = \vec{r}_t + \dot{\vec{r}}_{t+dt/2}.dt \quad (4.15)$$

Le schéma de la différence centrale introduit une erreur d'un demi pas de temps pour les valeurs des amortissements car elles sont calculées à partir des vitesses à $t - dt/2$. Cundall (Cundall and Strack, 1979) estime ces erreurs négligeables.

B. Choix des paramètres

Le modèle que nous venons de présenter fait intervenir 8 paramètres qui vont influencer sur les résultats des simulations: μ , k_n , k_s , c_n , c_s , C , C^* et dt . **Ce grand nombre de paramètres est une des limites de la méthode.**

Rigidités et lois de contacts

En se plaçant à une échelle de temps inférieure à celle mise en jeu lors des contacts, le modèle de Cundall suppose que l'on introduise une description plus ou moins précise de l'évolution des forces lors des chocs. Nous avons vu que les incréments de force de répulsion étaient calculés grâce aux coefficients de rigidité. Les valeurs de k_n et k_s seront l'expression du modèle de contact utilisé. De nombreuses simulations utilisent des rigidités déduites des théories de Hertz et Mindlin qui décrivent la déformation de deux corps élastiques en contact et soumis à un effort normal (Hertz) ou tangentiel (Mindlin) (Jonhson, 1985). L'écriture des coefficients de rigidité dépend alors de la forme sphérique ou cylindrique des éléments. On peut ainsi trouver dans Asakura et al. (1997) pour des sphères:

$$k_n = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{\left(\frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \right)}}{\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)} \sqrt{\delta}$$

$$k_t = 8 \frac{\sqrt{\left(\frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \right)}}{\left(\frac{2-\nu_1}{G_1} + \frac{2-\nu_2}{G_2} \right)} \sqrt{\delta}$$
(4.16)

avec $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$

Pour des cylindres, on trouve dans Saltzer et Pollard (1992):

$$k_n = \frac{\pi E}{2(1-\nu^2)(2\ln(R/a) - 1)}$$

$$k_s = \frac{\pi a^2 E}{4.R^2.(1-\nu^2)}$$
(4.17)

$$\sqrt{a} = \frac{4.P.R.(1-\nu^2)}{\pi.E}$$
(4.18)

P est l'effort exercé sur les cylindres par unité de longueur de cylindre.

Dans les deux cas, on voit que la mécanique mise en jeu est non linéaire puisqu'elle fait intervenir des k_n qui varient au cours de l'interpénétration des éléments. L'utilisation de telles lois nécessite d'être très vigilant lors du calcul des forces de répulsion par incréments, surtout en début

et fin de contact afin de ne pas créer d'énergie supplémentaire. Lorsque deux boules se retrouvent en contact à l'instant t et qu'elles ne l'étaient pas à $t-dt$, le calcul de la force de répulsion ne peut pas être fait avec le déplacement δ_n des particules, car seul une partie de ce déplacement a eu lieu après le contact. Xu and Yu (1997) calcule ainsi l'instant précis de début de collision en ramenant les boules en arrière lorsqu'un nouveau contact a eu lieu pendant l'intervalle dt . Evidemment, ce type de procédure peut être assez coûteux en temps de calcul si les contacts évoluent rapidement.

Une alternative plus simple, mais sûrement moins réaliste, est d'utiliser une mécanique de contact purement linéaire en supposant des coefficients de rigidité k_n et k_s constants. Cette pratique est très courante en milieux granulaires (Mikami et al., 1998; Müller, 1996; Tsuji et al., 1993) et donne des résultats tout à fait convenables. On peut souligner dès à présent la démarche de Saltzer et Pollard (1992), qui, à partir de la théorie de Hertz pour des cylindres, calculent un coefficient de rigidité normal moyen qu'ils appliquent ensuite à tous les éléments (voir paragraphe « pas de temps »).

Pour notre étude, nous nous sommes limité pour l'instant à une simple mécanique linéaire avec $k_s = k_n/(2(1+\nu))$ (Bardet and Scott, 1985).

Cundall et Spark ont montré que les résultats ne dépendaient pas du rapport k_s/k_n . La valeur de k_s agit néanmoins sur la mobilisation du frottement intergrains. Le seuil de Coulomb ne sera en effet pas atteint de la même manière pour des k_s différents (Staron, 2002).

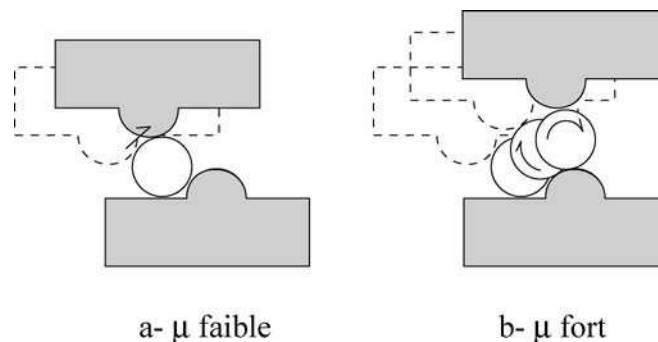


FIG.4.6 : Illustration de la réponse d'un système en cisaillement en fonction du coefficient de frottement intergranulaire μ . Pour un frottement faible, le glissement entre particules est facilité (a). Lorsque μ est plus fort, le roulement prend le relais (b) et la dilatace de la zone de cisaillement est plus importante (d'après Morgan et Boettcher, 1999).

Coefficient de frottement intergranulaire

C'est le coefficient de frottement intergranulaire qui détermine le seuil de glissement des particules entre elles. Les simulations classiques utilisent $\mu = 0.3$ ou $\mu = 0.5$. Plus le coefficient de frottement est élevé, plus les particules ont tendance à rouler les unes sur les autres. Plus il sera faible, plus les particules glisseront les unes sur les autres (Morgan and Boettcher, 1999a; Morgan and Boettcher, 1999b). Ces différents comportements sont illustrés sur la figure 4.6. En effectuant des cisaillements numériques, Frye and Marone (2002), Morgan and Karig (1995) et Oger et al. (1998) ont montré qu'augmenter le coefficient de frottement intergranulaire n'augmentait pas énormément le coefficient de friction macroscopique du système (≈ 0.3) en raison du roulement des particules entre elles. Ce roulement est en grande partie favorisée par la structure en 2D des

modèles. En interdisant la rotation des disques, la réponse du système est différente et la résistance mécanique globale devient une fonction linéaire du frottement microscopique fig. 4.7.

En inclinant doucement des modèles, il est facile d'estimer le coefficient de friction global du matériau. Pour des empilements d'éléments construits comme au chapitre 7, nous avons estimé un angle maximum de stabilité variant de 18 à 20° ($\mu = 0.32$ à 0.36).

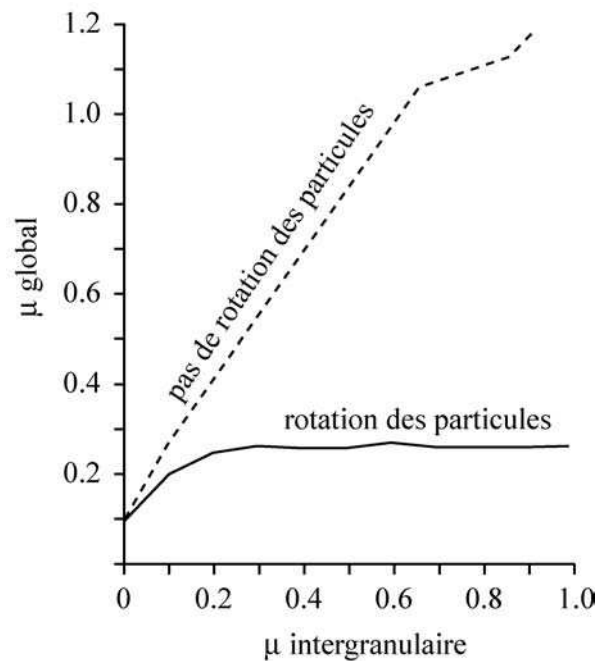


FIG.4.7 : Effet de la rotation des particules sur le coefficient de friction global du milieu granulaire. Lorsque la rotation est autorisée, μ global atteint un seuil de 0.3 (modèle 2D, d'après Morgan et Boettcher, 1999).

Coefficients d'amortissement

En analysant les différentes formules du modèle de Cundall, on voit que l'Energie du système est dissipée au travers des amortissements aux contacts c_n et c_s et des amortissements globaux C et C^* .

L'amortissement global peut être assimilé à l'effet de la viscosité d'un fluide dans lequel seraient plongées les particules. Pour nos simulations impliquant des phénomènes gravitaires, l'introduction d'un tel amortissement provoque des changements de premier ordre sur les résultats puisqu'il ralentit la chute des grains, les avalanches, et modifie ainsi la géométrie des surfaces de nos expériences. Nous nous sommes donc résolus à éliminer ces coefficients qui peuvent paraître assez artificiels.

L'expression des coefficients d'amortissement aux contacts c_n et c_s est tirée des équations de mouvement d'un oscillateur amorti de masse m :

$$m.\ddot{x} + c.\dot{x} + k.x = 0 \quad (4.19)$$

où x est la position de la masse, $\dot{x}$ sa vitesse et $\ddot{x}$ son accélération.

La solution de ce système est donnée par (Burbidge, 2000; Tsuji et al., 1993):

- pour $c > 2\sqrt{km}$, $x = A.\exp(r_1.t) + B.\exp(r_2.t)$
- pour $c = 2\sqrt{km}$, $x = (A+B).\exp(-ct/2m)$
- pour $c < 2\sqrt{km}$, $x = \exp(-c.t/2m).(A.\cos(\psi.t) + B.\sin(\psi.t))$
- avec $\psi = \frac{\sqrt{4m - c^2}}{2m}$ et $r_1, r_2 = \frac{-c \pm \sqrt{c^2 - 4m}}{2m}$

La valeur $c = c_{crit} = 2\sqrt{km}$ est l'amortissement critique. La valeur de c_n est généralement pris comme une fraction de c_{crit} . Yuu et al. (2000) utilisent l'amortissement critique, tandis que Tsuji (1993) exprime son amortissement en fonction d'un coefficient de restitution e :

$$c = 2\gamma\sqrt{km} \quad \text{avec } \gamma = \alpha\sqrt{1 + \alpha^2} \quad \text{et } \alpha = -\frac{1}{\pi} \ln e$$

En prenant $e = 0.9$, ils utilisent $c_n = 0.03 c_{crit}$.

Burbidge (2000) montre qu'un empilement triangulaire compact de 48 cylindres atteint son équilibre statique le plus rapidement avec $c_n = 0.01c_{crit}$. Pour notre part, nous avons utilisé arbitrairement un coefficient d'amortissement de $0.1c_{crit}$.

Pas de temps

Le pas de temps utilisé pour intégrer les équations de mouvement doit être suffisamment petit pour que les perturbations ne puissent pas se propager, à partir d'un disque, plus loin que son voisinage proche. Les forces s'exerçant sur un disque peuvent alors être déterminées simplement par son interaction avec les éléments qui le touchent, ce que nous avons fait au paragraphe 4.2.4.A. Le pas de temps doit donc être judicieusement choisi: trop grand, les suppositions faites ne sont plus vérifiées; trop petit, le temps de simulation sera inutilement long.

La stabilité du système est déterminée par la période d'oscillation d'un oscillateur non amorti:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \quad (4.20)$$

Cundall et Strack (1979) préconisent d'utiliser $dt = T/(20.\pi)$ pour éviter toute instabilité, en utilisant la masse de la particule la plus légère et la rigidité la plus forte. dt dépend également de la taille des particules et de la vitesse de celles-ci. Plus les grains seront petits et plus le système sera dynamique, plus la durée du cycle sera courte puisque le risque de chevauchement inacceptable est plus grand (fig.4.8).

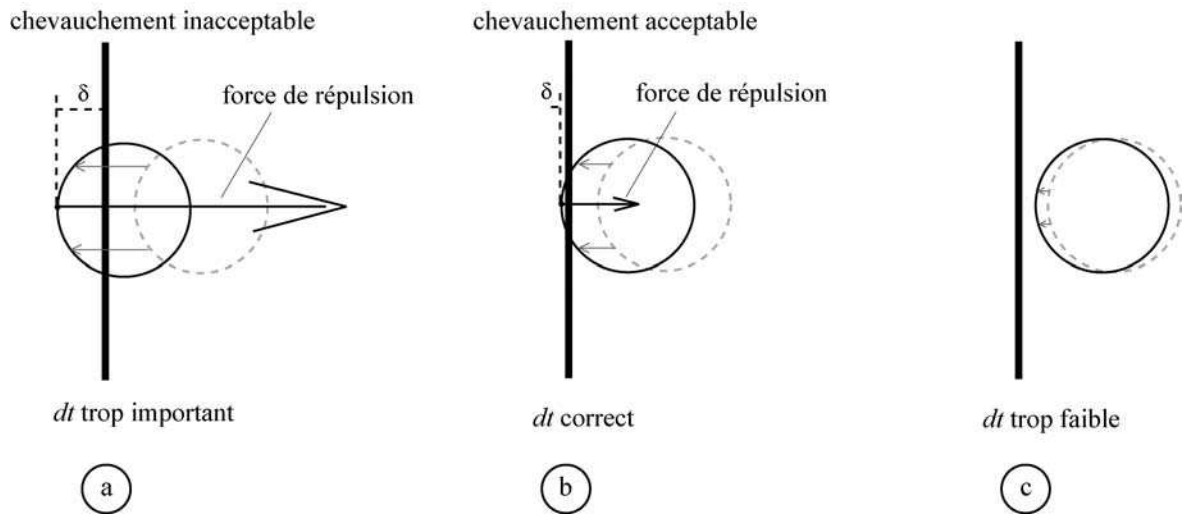


FIG.4.8 : Influence du pas de temps sur le calcul de la force de répulsion au contact. Lorsque le pas de temps est trop important, le chevauchement est trop grand et la force de répulsion également (a). Au contraire, un pas de temps trop faible nécessite trop d'itérations pour le déplacement de l'élément et une perte d'efficacité du code (c).

Burdbridge (2000) montre également qu'un système peut être stable pour les déplacements mais totalement instable pour les rotations. La période d'un oscillateur en rotation (2D) est:

$$T_{rot} = \frac{T}{\sqrt{2}} \quad (4.21)$$

donc légèrement plus petite qu'un oscillateur en translation. Dans nos modèles nous utilisons:

$$dt = \frac{1}{25} \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (4.22)$$

Nous voyons que le pas de temps dépend à la fois de la masse des particules et des coefficients de rigidité, ce qui peut poser de graves problèmes. D'après les théories de Hertz et Mindlin, k_n et k_s sont étroitement liés aux propriétés élastiques du matériau. Lorsque l'on simule un matériau granulaire, on regarde le comportement de grains de quartz dont le coefficient de Young E est de plusieurs dizaines de GPa. Les grains ne faisant que quelques millimètres ou dixièmes de millimètres, les pas de temps à employer sont de l'ordre de 10^{-7} s. 10 millions de cycles sont donc nécessaires pour simuler 1 seconde, ce qui paraît faramineux pour simuler des phénomènes plus longs.

En général, ce problème est contourné par une diminution drastique des rigidités. On simule alors des empilements de grains "mous". Ainsi une très grande partie de la littérature sur les milieux fluidisés emploie des valeurs de k_n et k_s aux alentours de 1000 N (Kawaguchi et al., 1998; Mikami et al., 1998; Tsuji et al., 1993). Dans le cas précis de nos expériences, nous pouvons avoir recours au dimensionnement pour justifier de l'emploi de rigidités aussi faibles. Nous avons vu, au chapitre 3, que la mise à l'échelle des modèles de déformation impliquait une proportionnalité des caractéristiques élastiques des matériaux, ce qui n'était absolument pas vérifié pour le sable de nos expériences analogiques. La condition à remplir était:

$$\frac{E_m}{E_r} = \gamma_\sigma = \gamma_\rho \cdot \gamma_L$$

Les modèles de croûte en éléments distincts de Saltzer et Pollard (1992) ou Burbidge et Braun (2002) étaient constitués de cylindres dont la rigidité était supposée constante pour tous les éléments quelle que soit leur profondeur. Nous suivons, ici, le même raisonnement que Saltzer et Pollard. Considérons des éléments cylindriques de 50 m de diamètre et de masse volumique $\rho = 2800 \text{ kgm}^{-3}$. A une profondeur moyenne de 1500 m les cylindres subissent une force, par unité de longueur, égale au poids de 30 rouleaux situés au dessus, soit $1.6 \cdot 10^9 \text{ N/m}$. En appliquant la théorie de Hertz, la surface de contact entre rouleaux à cette profondeur est de 6.9 m^2 . En prenant des valeurs typiques de E de $1 \cdot 10^9$ pour des argiles par exemple et $\nu = 0.25$, on déduit la rigidité $k_n = 1.07 \cdot 10^9 \text{ N/m}^2$ de l'équation 4.17. Un modèle analogue a typiquement un rapport dimensionnel de $1 \cdot 10^{-5}$. En prenant $\gamma_\rho = 1$:

$$E_m / E_r = k_m / k_r = 1 \cdot 10^{-5}$$

donc $k_m = 10000 \text{ N/m}^2$.

Les valeurs de k_n obtenues sont donc du même ordre de grandeur que celles employées couramment dans les simulations d'éléments distincts de milieux granulaires.

Si les modèles granulaires numériques sont donc grossièrement dimensionnés pour les paramètres élastiques par rapport à des systèmes réels pluri-kilométriques, nous n'aborderons pas cette modélisation uniquement dans ce contexte. Dans le chapitre 7, nous aborderons bien nos simulations du point de vue microscopique en regardant la transmission des forces dans un système soumis à un gradient de pressions de fluide. Ce faisant, nous garderons à l'esprit que les éléments sont bien anormalement "mous" pour un milieu granulaire.

4.3 Couplage du modèle avec une phase fluide

Nous avons vu au paragraphe précédent que le mouvement de translation des particules d'un modèle d'éléments distincts était régi par l'équation 4.11:

$$m \cdot \ddot{\vec{r}} + C \cdot \dot{\vec{r}} = m \cdot \vec{g} + \sum_i (\vec{F}_i + \vec{D}_i) \quad (4.11)$$

L'introduction d'un fluide dans ce type de modèle ajoute une force supplémentaire au système précédent:

$$m \cdot \ddot{\vec{r}} + C \cdot \dot{\vec{r}} = m \cdot \vec{g} + \sum_i (\vec{F}_i + \vec{D}_i) + \vec{f}_{pi} \quad (4.23)$$

où f_{pi} est la résultante des forces exercées par le fluide sur la particule. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le calcul de cette force nécessite de décrire correctement l'écoulement du fluide au travers du milieu poreux. La résolution des équations de la dynamique du fluide à l'échelle du pore (Zhu et al., 1999) peut apporter de précieuses informations sur f_{pi} mais cette démarche est totalement inenvisageable lorsque l'on regarde des systèmes à plusieurs milliers de grains. L'approche alternative consiste alors à décrire l'écoulement du fluide de manière macroscopique en résolvant les équations de Navier-Stokes moyennées et en introduisant un terme de couplage avec

la phase solide (Tsuji et al., 1993). Cette méthode est l'une de celle utilisée dans l'étude de la fluidisation des milieux granulaires dont nous nous sommes inspirés.

4.3.1 Interaction fluide-particule

Dans leur dérivation des équations de conservation de la masse et du moment pour un système fluidisé continu à deux phases (solide et fluide), Anderson et Jackson (Anderson and Jackson, 1967) font intervenir des variables locales moyennées, comme celles décrites au chapitre 2. Le terme de couplage entre la phase particulaire et la phase fluide est le terme $\vec{f}_{pi}$. Ils montrent que cette force peut être écrite comme la somme des variations du tenseur macroscopique des contraintes dans le fluide (σ_f) et une composante $\vec{f}_{pi}'$ liée aux variations locales du tenseur microscopique au sein de l'écoulement autour de la particule (Kafui et al., 2002):

$$\vec{f}_{pi} = V_{pi} \cdot \vec{\nabla} \cdot \sigma_f + \vec{f}_{pi}' \quad (4.24)$$

avec V_{pi} le volume de la particule.

$\vec{f}_{pi}'$ décrit en fait les effets de la friction visqueuse liée à l'écoulement autour de la particule. Nous qualifierons cette force de force d'entraînement et nous discuterons de son expression dans le paragraphe 4.3.1B.

Le tenseur macroscopique des contraintes du fluide σ_f s'écrit:

$$\sigma_f = -P \cdot \text{Id} + \tau_f \quad (4.25)$$

où τ_f est la contrainte visqueuse ou tenseur des contraintes déviatoriques. En introduisant 4.25 dans 4.24, on obtient:

$$\vec{f}_{pi} = -V_{pi} \cdot \vec{\nabla} p + V_{pi} \cdot \vec{\nabla} \cdot \tau_f + \vec{f}_{pi}' \quad (4.26)$$

A. Equation de mouvement du fluide

Les équations de conservation de masse et du moment pour la phase fluide contenue dans un élément de volume unitaire fixe sont écrites en variables locales moyennées:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi \cdot \rho_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi \cdot \rho_f \cdot \vec{u}) &= 0 \\ \frac{\partial \phi \cdot \rho_f \cdot \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi \cdot \rho_f \cdot \vec{u} \cdot \vec{u}) &= \vec{\nabla} \cdot \sigma_f - \vec{F}_{pi} + \phi \cdot \rho_f \cdot \vec{g} \end{aligned} \quad (4.27)$$

où $\vec{F}_{pi}$ est l'interaction fluide/particule par unité de volume. Elle est la somme des forces $\vec{f}_{pi}$ agissant sur toutes les particules par unité de volume. Pour un élément de volume ΔV_c , contenant n_c particules, on a:

$$\vec{F}_{pi} = \frac{\sum_{i=1}^{n_c} \vec{f}_{pi}}{\Delta V_c} = -(1-\phi) \cdot \vec{\nabla} P + (1-\phi) \cdot \vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{\tau}_f + \vec{F}_{pi}' \quad (4.28)$$

avec $\vec{F}_{pi}' = \frac{\sum_{i=1}^{n_c} \vec{f}_{pi}'}{V_c}$ la force d'entraînement par unité de volume de milieu poreux.

En introduisant les équations 4.25 et 4.28 dans 4.27, la conservation du moment s'écrit (Kafui et al., 2002):

$$\frac{\partial \phi \cdot \rho_f \cdot \vec{u}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\phi \cdot \rho_f \cdot \mathbf{u} \cdot \vec{u}) = -\phi \cdot \vec{\nabla} P + \phi \cdot \vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{\tau}_f - \vec{F}_{pi}' + \phi \cdot \rho_f \cdot \vec{g} \quad (4.29)$$

En regardant les différents termes, on constate que le moteur de l'écoulement est $\phi \cdot \vec{\nabla} P$. Les freins sont les frottements visqueux macroscopiques $\phi \cdot \vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{\tau}_f$ et les frottements microscopiques contenus dans le terme F_{pi}' .

Hypothèse de la contrainte visqueuse macroscopique négligeable

La matrice des contraintes déviatoriques $\boldsymbol{\tau}_f$ s'écrit (Bercovici et al., 2001):

$$\boldsymbol{\tau}_f = \nu_{f'} [\vec{\nabla} u + \vec{\nabla} u^t - \frac{2}{3} (\vec{\nabla} \cdot u) \cdot \mathbf{Id}] \quad (4.30)$$

Dans le cas de la circulation d'un fluide peu visqueux au travers d'une matrice solide dense, la forme de l'écoulement va être essentiellement contrôlée, en supposant les termes inertiels négligeables, par la friction solide/fluide à la surface de chaque grain (terme F_{pi}'). Ainsi le profil macroscopique des vitesses d'un fluide circulant dans un tube rempli de milieu poreux sera du type de la figure 4.9a (linéaire). Le fluide ne voit pas de différence entre les parois du tube et les grains.

Par contre si le fluide est beaucoup plus visqueux ou la phase solide beaucoup plus disparate (ex: quelques particules plongées dans un fluide visqueux), l'écoulement est déterminé par la viscosité du fluide ($\phi \cdot \vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{\tau}_f > F_{pi}'$). Le profil de vitesse sera alors du type parabolique (fig.4.9b).

Dans notre étude, et comme nous l'avons déjà fait au chapitre 2, nous négligerons le tenseur $\boldsymbol{\tau}_f$ et considérerons que l'écoulement est dominé par les forces F_{pi}' . Les équations à considérer se simplifieront donc en:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi \cdot \rho_f}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\phi \cdot \rho_f \cdot \vec{u}) &= 0 \\ \frac{\partial \phi \cdot \rho_f \cdot \vec{u}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\phi \cdot \rho_f \cdot \mathbf{u} \cdot \vec{u}) &= -\phi \cdot \vec{\nabla} P - \vec{F}_{pi}' + \phi \cdot \rho_f \cdot \vec{g} \end{aligned} \quad (4.31)$$

Ces équations sont équivalentes à celles d'un fluide macroscopiquement non-visqueux. La viscosité du fluide interviendra uniquement dans le terme F_{pi}' .

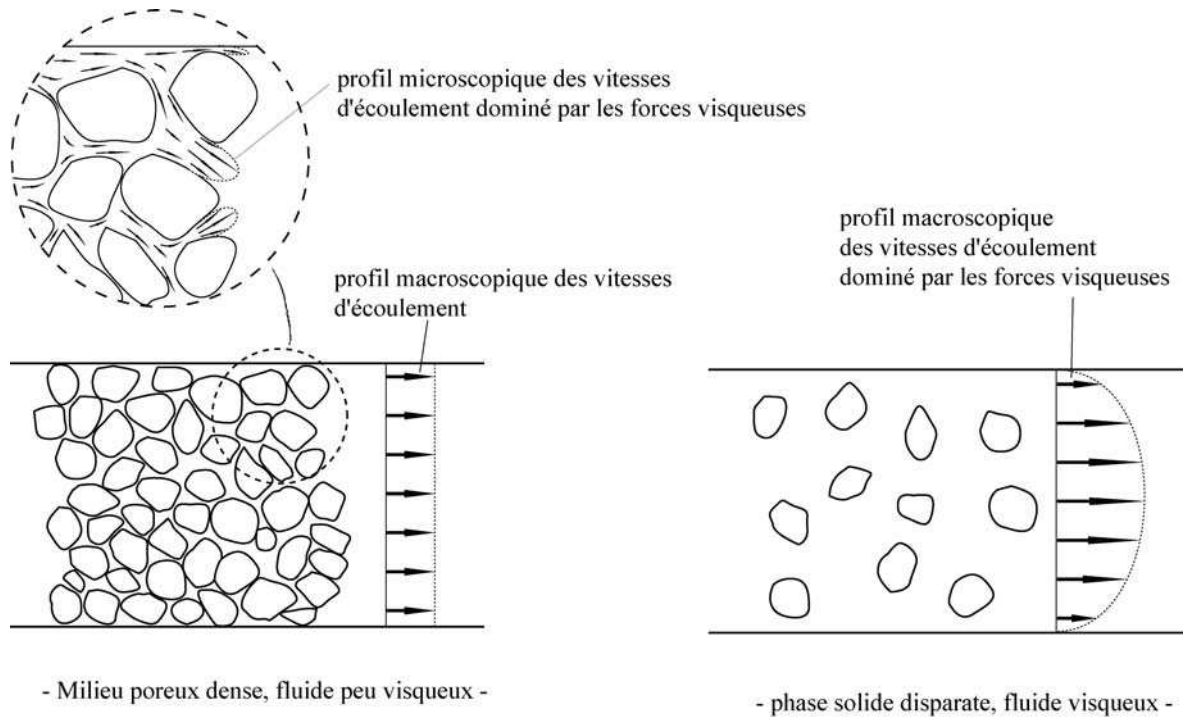


FIG.4.9 : Illustration de profils de vitesses dominés par les forces visqueuses microscopiques ou macroscopiques.

B. Forces d'entraînement F_{pi}' et relations constitutives semi-empiriques

La force F_{pi}' dépend directement de l'écoulement autour de chaque grain. Pour évaluer cette force, différentes relations semi-empiriques basées sur des mesures expérimentales d'écoulement sont utilisées dans la littérature:

- relation d'Ergun (Ergun, 1952):

$$\vec{F}_{pi}' = \frac{150 \nu_f (1-\phi)^2}{d_p^2 \cdot \phi} (\vec{u} - \vec{v}_p) + 1,75 (\vec{u} - \vec{v}_p) Re \quad (4.32)$$

où v_p est la vitesse moyenne des particules.

- relation de Wen et Yu (Wen and Yu, 1966) :

$$\vec{F}_{pi}' = \frac{3}{4} C_D \frac{\nu_f \cdot (1-\phi)}{d_p^2} e^{-2.7 Re} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} C_D = 24(1 + 0.15 Re^{0.687}) / Re & \text{pour } Re \leq 1000 \\ C_D = 0.43 & \text{pour } Re > 1000 \end{cases} \quad (4.32)$$

Dans ces deux expressions le nombre de Reynolds vaut:

$$\text{Re} = \frac{\rho_f \cdot \phi \cdot d_p \cdot \|\vec{u} - \vec{v}_p\|}{\nu_f} \quad (4.33)$$

Beaucoup de modèles utilisent une combinaison des corrélations d'Ergun et de Wen et Yu (Hoomans et al., 1996; Hoomans et al., 2000; Kawaguchi et al., 1998; Limtrakul et al., 2003; Mikami et al., 1998; Shamy et al., 2002). La relation d'Ergun est utilisée pour $\phi < 0.8$ et celle de Wen et Yu pour les systèmes plus dilués.

- Di Felice (DiFelice, 1994) propose également une relation empirique pour la force d'entraînement exercée par un fluide en mouvement sur une particule insérée dans un système multi-particules:

$$\vec{f}_{pi}' = \frac{1}{2} C_D \cdot \rho_f \cdot \frac{\pi \cdot d_p^2}{4} \phi^2 \|\vec{u} - \vec{v}_p\| \cdot (\vec{u} - \vec{v}_p) \cdot \phi^{-(X+1)} \quad (4.34)$$

avec $C_D = \left[0.63 + \frac{4.8}{\text{Re}^{0.5}} \right]^2$

Cette relation a l'avantage de pouvoir être utilisée quelle que soit la porosité (fig. 4.10).

Pour une revue plus complète des diverses relations utilisées dans la littérature, on pourra consulter Kafui et al. (2002) qui comparent différents modèles, et Li and Kuipers (2003).

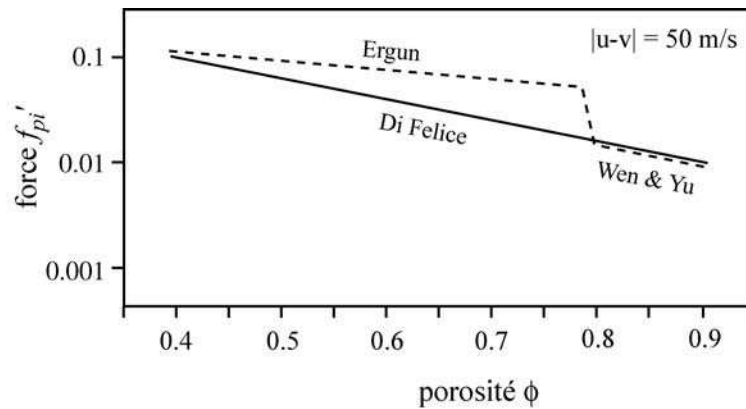


FIG.4.10 : Modèles d'Ergun / Wen et Yu et de Di Felice pour le calcul de f_{pi}' en fonction de ϕ . Le modèle de Di Felice est valable quelle que soit la porosité (d'après Kafui et al. 2002).

C. Simplification du problème

Afin de simplifier les équations précédentes et la résolution du problème, nous nous sommes placés, dans un premier temps, dans les conditions suivantes:

- régime d'écoulement de Darcy,

- état stationnaire,
- fluide incompressible et de masse volumique négligeable.

En nous plaçant dans les conditions d'application de la loi de Darcy, nous supposons que les forces visqueuses dominent l'écoulement et que les forces inertielles sont négligeables. Ce type d'écoulement se produit pour un nombre de Reynolds inférieur à 1.

En supposant le régime stationnaire, on découple le mouvement du fluide de la déformation du solide. Ce type d'hypothèse ne peut être valable que si la vitesse de déformation du solide est suffisamment lente pour que les pressions de fluide se rééquilibrent instantanément.

La 3^{ème} hypothèse élimine la force de soulèvement hydrostatique que subissent les particules (voir chapitre 2). Cette hypothèse ne pose pas de problème. L'effet de soulèvement hydrostatique peut être simplement ajouté en diminuant la masse volumique des particules utilisées (chapitre 2).

Par ces trois hypothèses, nous nous plaçons dans les conditions proches de nos expériences analogiques. Cependant en admettant les deux premières, nous ne pouvons pas simuler correctement la formation de bulles et le phénomène de fluidisation. De plus, lors d'un glissement catastrophique, la deuxième hypothèse n'est plus valable en raison de la vitesse de déformation trop importante. La résolution du problème complet avec couplage effectif entre fluide et déformation a été entreprise (sans les forces inertielles) mais les vérifications du code n'ont pas pu être effectuées durant cette thèse.

Les équations utilisées dans nos modèles sont ainsi simplifiées en:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot (\phi \vec{u}) &= 0 \\ \vec{\nabla} P &= -\frac{1}{\phi} \vec{F}_{pi}'\end{aligned}\quad (4.35 \text{ et } 4.36)$$

La relation d'Ergun est utilisée pour l'expression de F_{pi}' :

$$\vec{F}_{pi}' = \frac{150 \nu_f (1-\phi)^2}{d_p^2 \cdot \phi} \vec{u} \quad (4.31)$$

En introduisant cette équation dans l'équation des moments et en introduisant la vitesse de Darcy $\vec{q} = \phi \vec{u}$, on obtient un problème classique de diffusion :

$$\nabla \cdot \vec{q} = 0 \quad \text{et} \quad \vec{q} = -\frac{k}{\nu_f} \vec{\nabla} P \quad (4.37 \text{ et } 4.38)$$

avec k la perméabilité intrinsèque macroscopique du milieu:

$$k = \frac{d_p^2 \phi^3}{150(1-\phi)^2} \quad (4.39)$$

Remarque: l'expression de k selon la relation d'Ergun est quasi-identique à la très classique relation de Carman-Kozeny (Bear, 1988) pour un milieu granulaire:

$$k = \frac{d_p^2 \phi^3}{180(1-\phi)^2} \quad (4.40)$$

Le choix de l'une ou l'autre expression n'a qu'une importance secondaire dans nos modèles à l'état stationnaire.

4.3.2 Résolution numérique

En combinant les équations 4.32 et 4.33, l'équation à résoudre devient:

$$\nabla \cdot \left(\frac{k}{\nu_f} \nabla P \right) = 0 \quad (4.41)$$

C'est une équation de diffusion classique qui ne pose aucune difficulté à intégrer en 2D. Nous avons choisi d'utiliser une méthode aux volumes finis pour sa discrétisation (Patankar, 1980). Elle assure une très bonne stabilité lorsque les termes inertiels sont rajoutés.

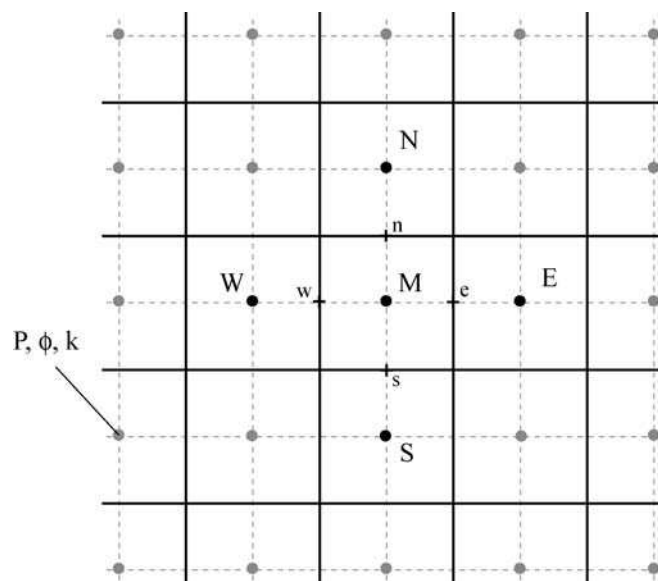


FIG.4.11 : Grille de calcul des pressions de fluide par la méthode des volumes finis (Patankar, 1980).

A. Discrétisation

L'équation 4.39 est discrétisée sur une grille rectangulaire fixe (fig. 4.11). Chaque cellule est caractérisée par une porosité, une perméabilité et une pression définie en son centre. L'intégration de l'équation 4.39 donne sur un élément de la grille:

$$\begin{aligned}
& \iint_{s,e}^w \frac{\partial}{\partial x} (k \cdot \frac{\partial P}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (k \cdot \frac{\partial P}{\partial y}) \cdot dx \cdot dy = 0 \\
& \Delta y \cdot \int_e^w \frac{\partial}{\partial x} (k \cdot \frac{\partial P}{\partial x}) \cdot dx + \Delta x \cdot \int_s^n \frac{\partial}{\partial y} (k \cdot \frac{\partial P}{\partial y}) \cdot dy = 0 \\
& \Delta y \cdot \left[(k \cdot \frac{\partial P}{\partial x})_w - (k \cdot \frac{\partial P}{\partial x})_e \right] + \Delta x \cdot \left[(k \cdot \frac{\partial P}{\partial y})_n - (k \cdot \frac{\partial P}{\partial y})_s \right] = 0 \\
& \Delta y \cdot \left[k_w \cdot \frac{(P_w - P_M)}{\delta x_w} - k_e \cdot \frac{(P_M - P_E)}{\delta x_e} \right] + \Delta x \cdot \left[k_n \cdot \frac{(P_n - P_M)}{\delta y_n} - k_s \cdot \frac{(P_M - P_S)}{\delta y_s} \right] = 0
\end{aligned}$$

Réécrite sous forme plus compacte:

$$a_M P_M = a_E P_E + a_W P_W + a_S P_S + a_N P_N \quad (4.42)$$

$$\text{avec } a_E = \frac{k_e \Delta y}{\delta x_e} \quad a_W = \frac{k_w \Delta y}{\delta x_w} \quad a_N = \frac{k_n \Delta x}{\delta y_n} \quad a_S = \frac{k_s \Delta x}{\delta y_s}$$

$$\text{et } a_M = a_E + a_W + a_S + a_N$$

Les perméabilités k_e, k_w, k_s, k_n sont calculées à partir des perméabilités des cellules:

$$k_e = \frac{2k_M \cdot k_E}{k_M + k_E} \quad k_w = \frac{2k_M \cdot k_W}{k_M + k_W} \quad k_s = \frac{2k_M \cdot k_S}{k_M + k_S} \quad k_n = \frac{2k_M \cdot k_N}{k_M + k_N} \quad (4.43)$$

En écrivant l'équation 4.40 pour chaque élément de la grille, on obtient un système d'équations linéaires. Pour le résoudre, nous utilisons une méthode de Gauss-Seidel combinée à une méthode d'élimination directe (tridiagonal matrix algorithm) appliquée à chaque colonne de cellules. L'efficacité de cette méthode a été jugée suffisante pour nos problèmes (Patankar, 1980).

Nos expériences comportent en général un mur mobile qui applique la déformation du modèle. Ce mur se déplace dans la grille Eulérienne fixe. Le calcul des pressions de fluide n'est alors effectué que du côté où se situe le modèle (fig 4.12).

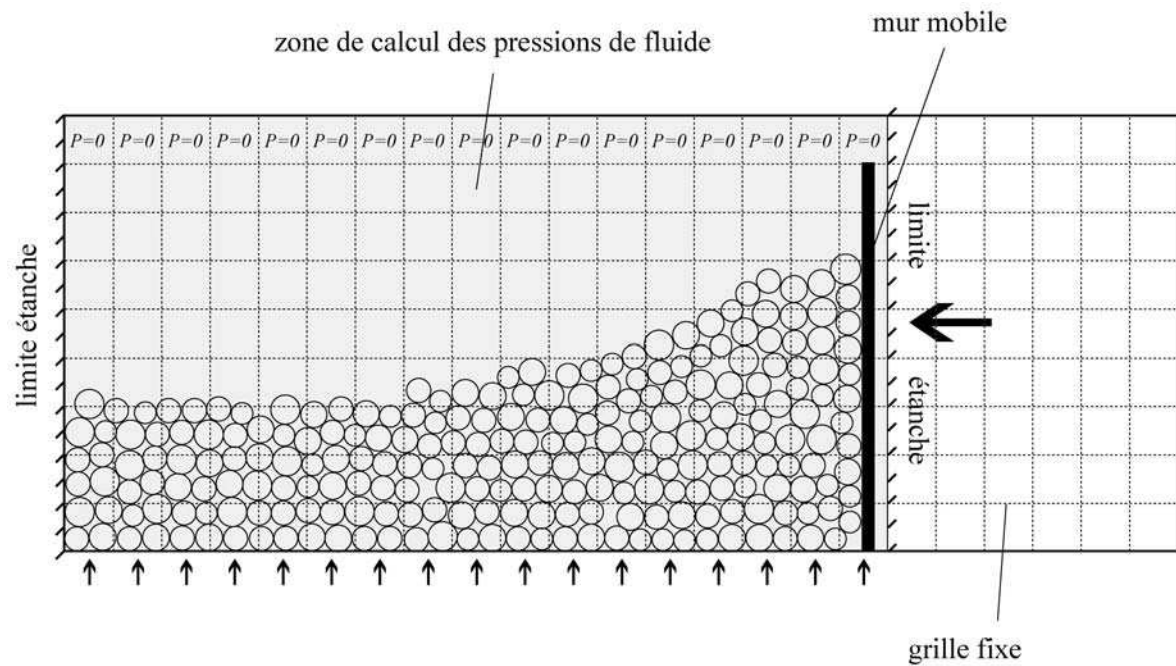


FIG.4.12 : Grille de calcul et conditions limites dans les expériences de déformation. Le calcul des pressions n'est effectué que dans la partie où se trouvent les disques.

B. Porosité et perméabilités des cellules fixes

Les porosités et les perméabilités des cellules de la grille fixe sont calculées à partir de leur remplissage par les particules solides. Le calcul ne tient compte que des portions de surface des particules présentes dans la cellule (fig.4.13).

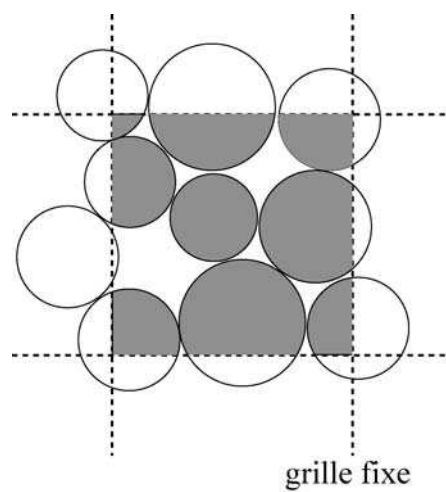


FIG.4.13 : Surfaces des disques prises en compte pour le calcul de la porosité de chaque élément de la grille fixe

La porosité est donnée par:

$$\phi = 1 - \frac{\sum_{i=1}^{n_c} S_i}{\Delta S_c} \quad (4.44)$$

avec n_c = le nombre de particules qui chevauchent la case c.

ΔS_c = la surface de la cellule c;

S_i = la surface de la particule i contenue dans la case c.

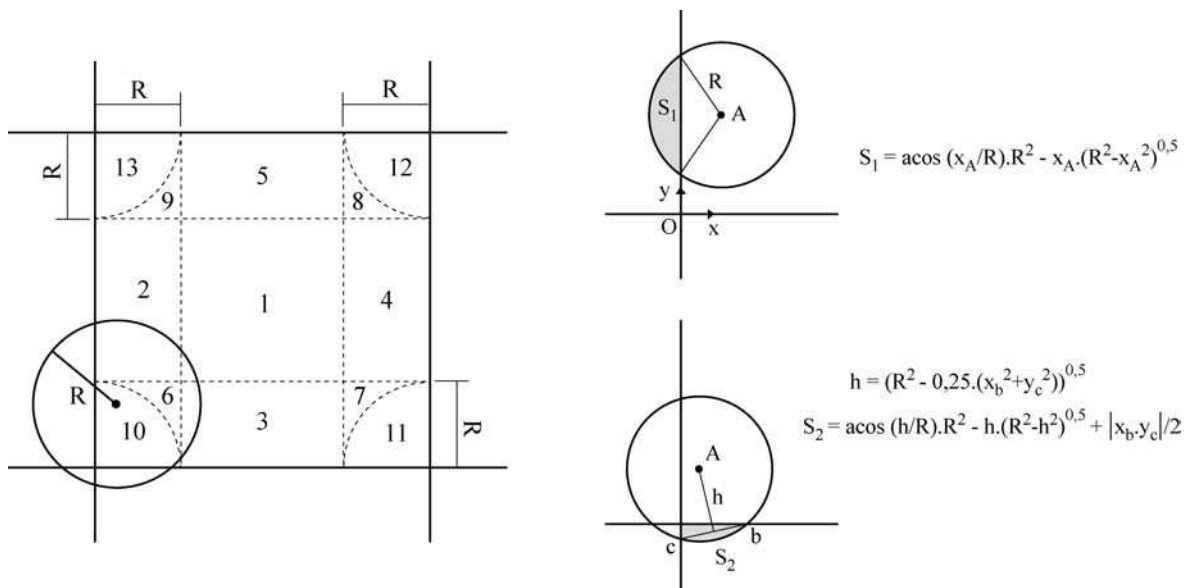


FIG.4.14 : Zones de repérage d'un disque dans un élément de grille fixe pour le calcul des surfaces à prendre en compte dans la porosité.

Après avoir déterminé dans quelle case se trouve le $i^{\text{ème}}$ disque, on divise celle-ci en 13 zones dont les limites sont déterminées par le rayon R de la particule (fig. 4.14). Si le centre du disque se situe:

- dans la zone 1, il n'appartient qu'à la cellule considérée;
- dans les zones 2, 3, 4, 5, il chevauche deux cases;
- dans les zones 6, 7, 8, 9, il chevauche trois cellules;
- dans les zones 10, 11, 12, 13, il en chevauche quatre.

Les surfaces contenues dans chaque cellule sont ensuite calculées à partir des équations données sur la figure 4.14.

La perméabilité est enfin calculée à partir de l'équation 4.39:

$$k = \frac{d_p^2 \phi^3}{150(1-\phi)^2} \quad (4.39)$$

avec d_p le diamètre moyen des particules présentes dans la cellule.

Remarque: Notre porosité est calculée à partir de surfaces. L'équation 4.37 utilise pourtant une porosité volumique. Certains auteurs appliquent donc une correction à ϕ (Hoomans et al., 2000; Zhou et al., 2002):

$$\phi = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}\sqrt{3}}(1-\phi)^{1.5}$$

Dans notre cas, nous considérons en fait des éléments cylindriques (2D). La perméabilité verticale d'un empilement de cylindres est en réalité nulle. Dans notre modèle, elle dépend de la porosité horizontale de l'empilement qui est supposée être la porosité macroscopique moyenne valable quel que soit le plan, et définie au chapitre 2 (eq.2.6).

C. Interaction fluide-particules

D'après l'équation 4.36, la force d'entraînement F_{pi}' dans une cellule j et de volume ΔV_c est:

$$F_{pi}' = -\phi \nabla P)_j \Delta V_c \quad (4.45)$$

Cette force est la somme des forces d'entraînement f_{pi}' (eq. 4.24) subies par chaque particule présente dans la case:

$$F_{pi}' = \sum_{i=0}^{n_c} f_{pi}' \quad (4.46)$$

où f_{pi}' est la force d'entraînement subie par la particule i dans la case j .

Cette force est appliquée à chaque particule proportionnellement à son volume. On peut donc définir la force d'entraînement F_{pi}'' par unité de volume de particule dans la cellule j :

$$F_{pi}'' = \frac{F_{pi}'}{(1-\phi) \Delta V_c} \quad (4.47)$$

La force d'entraînement subie par chaque particule i dans la case j est alors:

$$f_{pi}' = F_{pi}'' \cdot v_{pi} \quad (4.48)$$

où v_{pi} est le volume de la particule i contenue dans la cellule j .

En combinant les équations 4.26, 4.45, 4.47, et 4.48, on déduit la force exercée par le fluide sur une particule i dans la cellule j :

$$f_{pi})_j = -\nabla P)_j \cdot v_{pi})_j - \frac{\phi}{1-\phi} \nabla P)_j \cdot v_{pi})_j \quad (4.49)$$

$$f_{pi})_j = -\frac{1}{1-\phi} \nabla P)_j \cdot v_{pi})_j$$

Les particules chevauchant plusieurs cellules j subiront donc une force:

$$f_{pi} = \sum_{j=1}^{n_j} f_{pi})_j \quad (4.50)$$

où n_j est le nombre total de cellules chevauchées.

On peut vérifier l'expression 4.49 en écrivant l'équation d'équilibre d'un milieu poreux de porosité ϕ en contraintes effectives:

$$\frac{\partial \sigma'_{ij}}{\partial x_j} = \rho_b \cdot g_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} \quad (4.51)$$

$$\frac{\partial \sigma'_{ij}}{\partial x_j} = (1-\phi) \cdot \rho_s \cdot g_i + \phi \cdot \rho_f \cdot g_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} \Big|_h - \frac{\partial P}{\partial x_i} \Big|_{nh}$$

Dans le cas où $\frac{\partial P}{\partial x_i} = \frac{\partial P}{\partial x_i} \Big|_{nh}$, c'est à dire dans le cas de l'utilisation de l'air comme fluide au pores, l'équation 4.51 est réécrite:

$$\frac{\partial \sigma'_{ij}}{\partial x_j} = (1-\phi) \cdot \left[\rho_s - \left(\frac{1}{1-\phi} \right) \frac{\partial P}{\partial x_i} \right] \quad (4.52)$$

On retrouve bien le terme $-\left(\frac{1}{1-\phi} \right) \frac{\partial P}{\partial x_i}$ de l'équation 4.49 qui joue le rôle de force de volume appliquée au solide.

Remarque: si nous avons utilisé l'eau comme fluide, la force $f_{pi})_j$ aurait été écrite ainsi:

$$f_{pi})_j = - \left[\left(\frac{1}{1-\phi} \right) \cdot \nabla P \Big|_{nh} \right)_j + \nabla P \Big|_h \right] \cdot v_{pi})_j$$

$$f_{pi})_j = - \left[\left(\frac{1}{1-\phi} \right) \cdot \nabla P \Big|_{nh} \right)_j + \rho_w \cdot g \right] \cdot v_{pi})_j \quad (4.53)$$

La différence provient du terme $-\rho_w \cdot g \cdot v_{pi})_j$ qui est la force d'Archimède.

Nous pouvons donc bien remplacer l'air par de l'eau en conservant simplement l'expression 4.49 avec $\nabla P = \nabla P \Big|_{nh}$ mais en diminuant la densité de chaque élément de celle de l'eau.

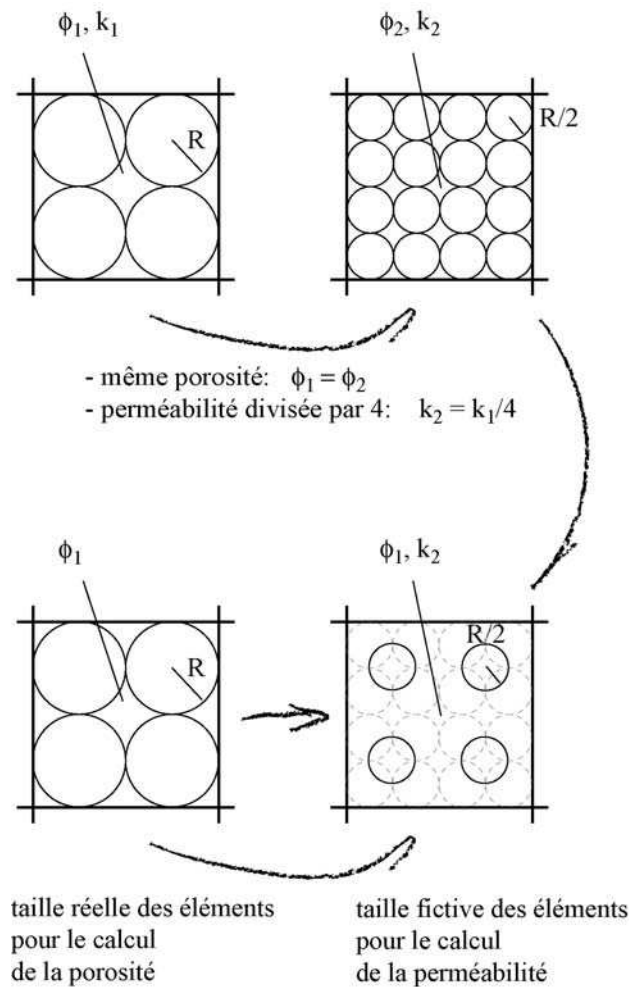


FIG.4.15 : Taille fictive des éléments pour le calcul de la perméabilité. Pour obtenir des couches de faible perméabilité sans diminuer la taille des disques, on utilise la taille réelle de l'élément pour le calcul de la porosité et une taille fictive pour la perméabilité.

D. Taille des cellules de la grille fixe

Lorsque l'on calcule les pressions de fluide dans les cellules, on assume que ces dernières sont caractérisées par une porosité moyenne ϕ . On considère donc une phase solide continue et uniformément distribuée à l'échelle de la case. Pour respecter cette hypothèse, la taille des cellules doit être supérieure à celle des particules.

Nous avons utilisé des cases carrées de $4 R_{max}$ de côté. Pour des modèles d'une hauteur moyenne de 40 éléments, la distribution verticale des pressions est ainsi décrite par une vingtaine de cellules. Nous avons estimé que l'utilisation d'un maillage plus large aboutissait à un lissage trop important des pressions. Cette taille de cellule est celle utilisée dans une grande partie de la littérature sur la fluidisation.

E. Taille fictive des particules

La formation des niveaux de décollements (voir chap. 5 et 6) implique des niveaux de plus faible perméabilité. D'après l'équation 4.39, la perméabilité du milieu dépend à la fois de la porosité ϕ et de la taille moyenne des particules (d_p). Comme dans les modèles analogiques où nous utilisons du sable plus fin comme niveau de confinement, nous pourrions construire des couches d'éléments plus petits dans nos modèles numériques. Or, diminuer par 2 le rayon des particules (= diminuer par 4 la perméabilité) multiplie par 4 leur nombre pour remplir une zone donnée. Cela diminue également les pas de temps à utiliser. Les calculs sont donc beaucoup plus longs. Cela devient critique lorsque l'on envisage des contrastes de perméabilités plus importants entre les couches.

Pour éviter ce problème, nous utilisons des tailles fictives de particules dans l'équation de la perméabilité 4.39. En faisant cela, on peut construire des couches de plus faible perméabilité sans augmenter le nombre d'éléments (fig. 4.15). Le calcul de la porosité se fait ainsi avec la taille réelle des particules, mais celui de la perméabilité avec les tailles fictives.

F. Résumé de l'algorithme

L'algorithme écrit est résumé sur la figure 4.16.

4.4 Visualisation des résultats

Le grand intérêt de la modélisation numérique est d'avoir facilement accès à de nombreuses informations concernant les déplacements, les vitesses, les déformations etc... Pour pouvoir les analyser, on enregistre un certain nombre de paramètres au cours de l'expérience, à intervalles de temps réguliers. Typiquement, pour nos expériences de déformation compressive du chapitre 5 qui utilisent environ 5.5 millions de pas de temps, nous avons enregistré la position et la vitesse des particules, l'ensemble des forces aux contacts, les porosités des éléments fixes et les pressions de fluide, tous les 10 000 pas de temps.

Dans nos modélisations de la déformation compressive du chapitre 5 et du glissement du chapitre 6, nous avons analysé nos expériences comme des modèles analogiques en visualisant les billes elles-mêmes (nous les avons colorés en différentes couches pour observer les déformations) et en calculant les déformations cisailantes pour faire ressortir les failles actives. Au chapitre 7 nous regarderons plus en détail la structure granulaire et l'état de contraintes dans les modèles. Nous renvoyons le lecteur à ce chapitre pour la description de ces calculs et pour la vérification de l'effet du fluide sur les contraintes effective dans notre modèle.

Calcul de la matrice des déformations

Le calcul des déformations se fait en créant un maillage triangulaire entre tous les éléments (triangulation de Delaunay) grâce aux fonctions de Matlab® (fig 4.18). On calcule ensuite la déformation finie de ces triangles entre deux configurations enregistrées.

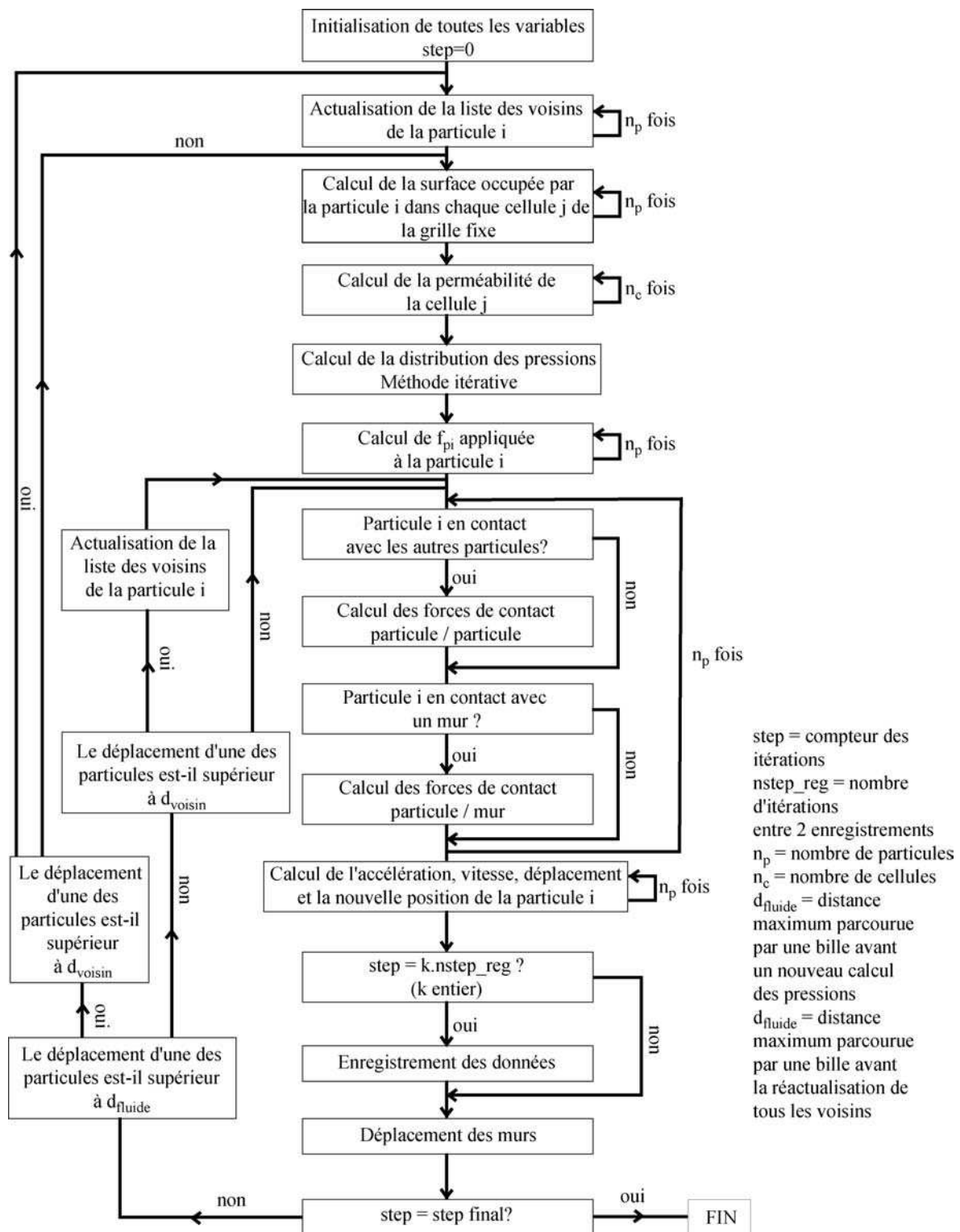


FIG.4.16 : Résumé de l'algorithme

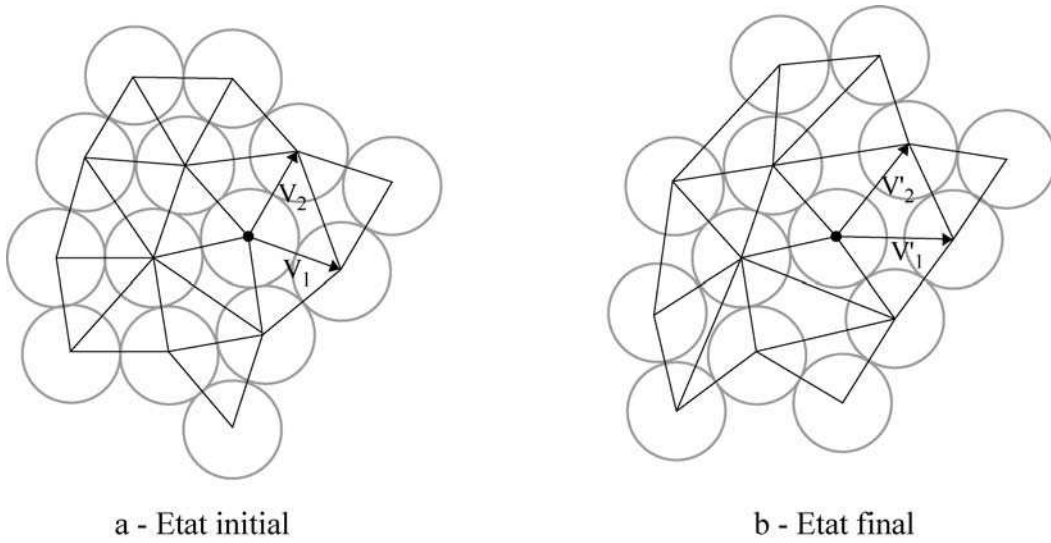


FIG.4.17 : Construction d'une maille par triangulation de Delaunay pour le calcul des déformations de l'empilement granulaire.

Chaque triangle est défini par 2 vecteurs V_1 et V_2 dans l'état non déformé et par 2 autres V'_1 et V'_2 dans l'état déformé. La transformation géométrique entre les deux configurations s'écrit:

$$\begin{pmatrix} V'_{1x} & V'_{2x} \\ V'_{1y} & V'_{2y} \end{pmatrix} = M \cdot \begin{pmatrix} V_{1x} & V_{2x} \\ V_{1y} & V_{2y} \end{pmatrix}$$

où M est la matrice de déformation.

$$\begin{pmatrix} V'_{1x} & V'_{2x} \\ V'_{1y} & V'_{2y} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} V_{1x} & V_{2x} \\ V_{1y} & V_{2y} \end{pmatrix}^{-1} = M$$

M peut être décomposée en une matrice de rotation R et de déformation D :

$$M = R \cdot D$$

avec $R = \begin{pmatrix} \cos \omega & \sin \omega \\ -\sin \omega & \cos \omega \end{pmatrix}$, ω = angle de rotation rigide

D est donc donnée par:

$$D = R^{-1} \cdot M$$

Dans les expériences du chapitre 5, la déformation est calculée entre deux enregistrements, c'est à dire entre 10 000 pas de temps.

4.5 Conclusion

Nous avons écrit un code d'éléments distincts impliquant des éléments déformables avec une phase fluide aux pores. L'écoulement du fluide est décrit de manière macroscopique en résolvant l'équation de Darcy et en introduisant un terme de couplage avec la phase solide. Pour l'instant le couplage n'est pas complet entre les deux phases, puisque le mouvement des éléments solides n'agit pas sur l'écoulement du fluide qui est toujours supposé à l'état stationnaire. Ce type d'hypothèse est valable pour des déformations lentes du solide par rapport à la vitesse de rééquilibrage des pressions du fluide. Ces hypothèses sont celles utilisées en modélisation analogique (voir chapitre 3). Le couplage complet qui a été entrepris devra être vérifié afin de pouvoir simuler des phénomènes plus dynamiques. La phase ultime sera d'introduire les forces inertielles de l'écoulement que nous avons négligées en utilisant une loi de Darcy.

Chapitre 5

Modélisations de la déformation compressive en présence de surpressions de fluide

Dès leur découverte, au cours du XIX^{ème} siècle, les nappes et chevauchements ont suscité beaucoup d'interrogations sur leur mode de mise en place et ont fait naître un paradoxe (Smoluchowski, 1909) : comment des nappes de quelques kilomètres d'épaisseur, de plusieurs dizaines de kilomètres de longueur, peuvent se déplacer d'une centaine de kilomètres sans déformation interne (fig.5.1) ?

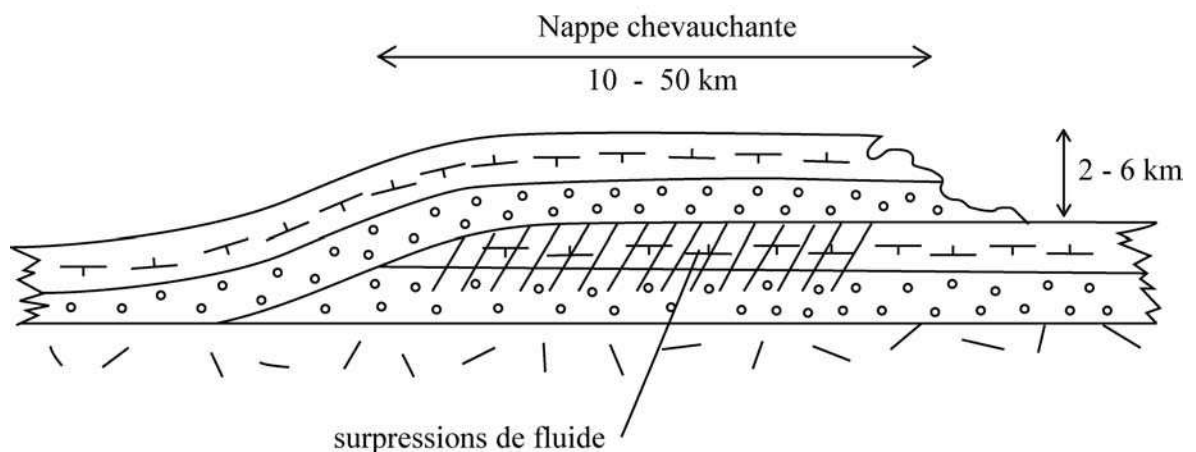


FIG.5.1 : Schéma d'une grande nappe selon Gretener, 1981

Smoluchowski (1909), montra que la longueur maximale d'une nappe, calculée en considérant l'équilibre statique d'un bloc rectangulaire à base frottante poussé latéralement, était bien inférieure à celle des nappes couramment observées. Il proposa deux solutions à son problème :

- un effet de la gravité : En supposant la base légèrement inclinée, la gravité devient un moteur de la poussée qui s'applique en tout point de la nappe. Ce concept de glissement gravitaire des nappes a été très populaire avant la seconde guerre mondiale (Elliot, 1976), mais il a peu à peu été abandonné car il nécessitait une pente basale significative, ce qui n'était pas toujours vérifié sur le terrain. On peut noter que le rôle de la gravité comme principal moteur de la mise en place des nappes et chevauchements est restée une idée forte jusqu'à la fin des années 70. Elliott (1976) considère ainsi que la mise en place des chevauchements est une conséquence directe de l'étalement gravitaire du prisme engendré par sa topographie de surface.
- Un niveau visqueux présent à la base du chevauchement qui limite la friction. Ce modèle reste tout à fait accepté et les exemples naturels avec un niveau ductile d'évaporite ne manquent pas (Davis and Engelder, 1985; Mandl, 1988).

Cette seconde solution n'est cependant pas applicable partout car le niveau de faible résistance qu'elle suppose n'est pas systématiquement présent. Le problème des grands chevauchements est ainsi resté jusqu'aux travaux d'Hubbert et Rubey (1959) qui, en introduisant le concept de la contrainte effective de Terzaghi (1923), montrèrent qu'une forte pression de fluide pouvait suffisamment réduire la friction basale pour lever le paradoxe. Malgré un certain nombre de discussions qui firent suite à leur article (Birch, 1961; Laubscher, 1960; Moore, 1961), leur travail reste reconnu et encore largement cité 45 ans après. Sans remettre en cause ces travaux, quelques auteurs (Davis et al., 1983; Price, 1988) ont depuis montré que le paradoxe des grandes nappes avait survécu aussi longtemps en grande partie à cause d'un problème mal formulé au départ (géométrie rectangulaire du bloc inadaptée, glissement simultané sur toute la surface basale irréaliste...).

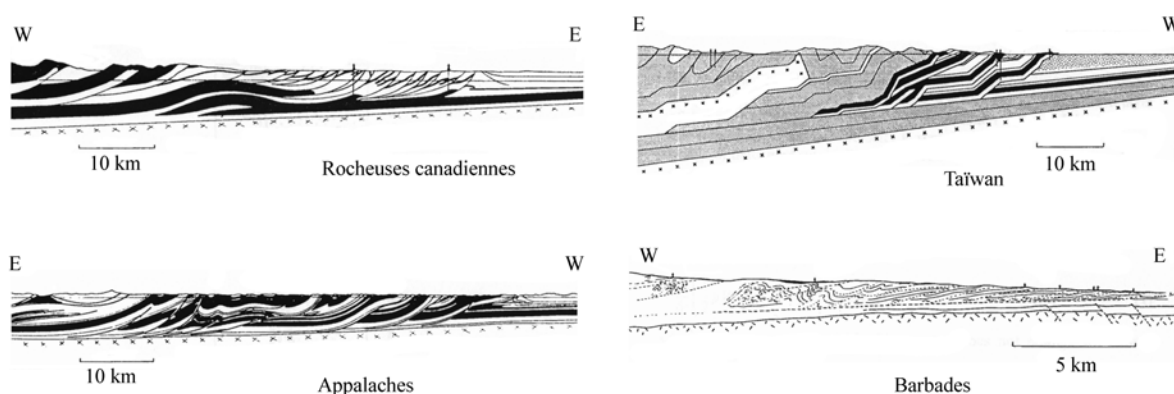


FIG.5.2 : Exemples de morphologie de ceintures chevauchantes et de prismes d'accrétion (tiré de Dahlen, 1990).

5.1 Les deux principaux modes d'accrétion des sédiments dans un prisme

Replacées dans leur contexte tectonique, les nappes et chevauchements structurent les ceintures plissées des zones de convergence continentales ou les prismes d'accrétion. En dépit d'une variabilité naturelle certaine, ces deux complexes de déformation de la croûte supérieure sont mécaniquement très proches (Dahlen, 1990) et de nombreux traits morphologiques les rapprochent. En coupe (fig.5.2), ces zones déformées prennent toutes la forme caractéristique d'un biseau surmontant un niveau de décollement basal en dessous duquel les roches restent très peu déformées. Il est ainsi courant de distinguer 2 modes d'incorporation des sédiments dans un prisme (Platt, 1986):

- par accrétion frontale,
- par sous-charriage.

L'accrétion frontale fait référence à l'accumulation de nouveau matériel au front du prisme, au dessus d'un niveau de décollement. La déformation est accommodée par une imbrication de chevauchements dirigés vers l'extérieur, facilement identifiables sur les profils sismiques. Très souvent, ils sont accompagnés de rétro-chevauchements qui absorbent une partie moins importante de la déformation (schéma 5.3b). Ces structures se développent bien lorsque le décollement basal est efficace.

Lors d'un sous charriage, les sédiments sont entraînés sous le prisme et peuvent parcourir plusieurs dizaines de kilomètres avant d'être incorporés à l'arrière. Ceci se produit pour les sédiments situés sous le niveau de décollement (fig. 5.3a).

Les deux modes d'accrétion peuvent agir simultanément ou en alternance (Gutscher et al., 1996; Gutscher et al., 1998a; Gutscher et al., 1998b), selon l'emplacement et l'efficacité du niveau de décollement.

La figure 5.4a illustre schématiquement une situation rencontrée dans la zone de subduction du Costa Rica, dans la partie Sud de la marge d'Amérique centrale, où la plaque des Cocos plonge sous la plaque des Caraïbes (Saito and Goldberg, 2001). La quasi-totalité des sédiments d'âge Miocène à Holocène portés par la plaque des Cocos sont charriés sous le prisme d'accrétion. La figure 5.4b quant à elle, est une coupe du prisme des Barbades situé de l'autre côté de la plaque des Caraïbes, près de la zone de subduction de la plaque Atlantique. La séquence sédimentaire est cette fois divisée en deux unités par un niveau de décollement: une épaisse série Oligocène de 300 m située sous le décollement, est charriée en dessous du prisme en ne subissant que peu de déformation (compaction verticale), tandis que les sédiments plus récents du Miocène, épais de 200 m, sont accrétés au prisme au dessus du décollement par la formation de chevauchements (Maltman et al., 1997).

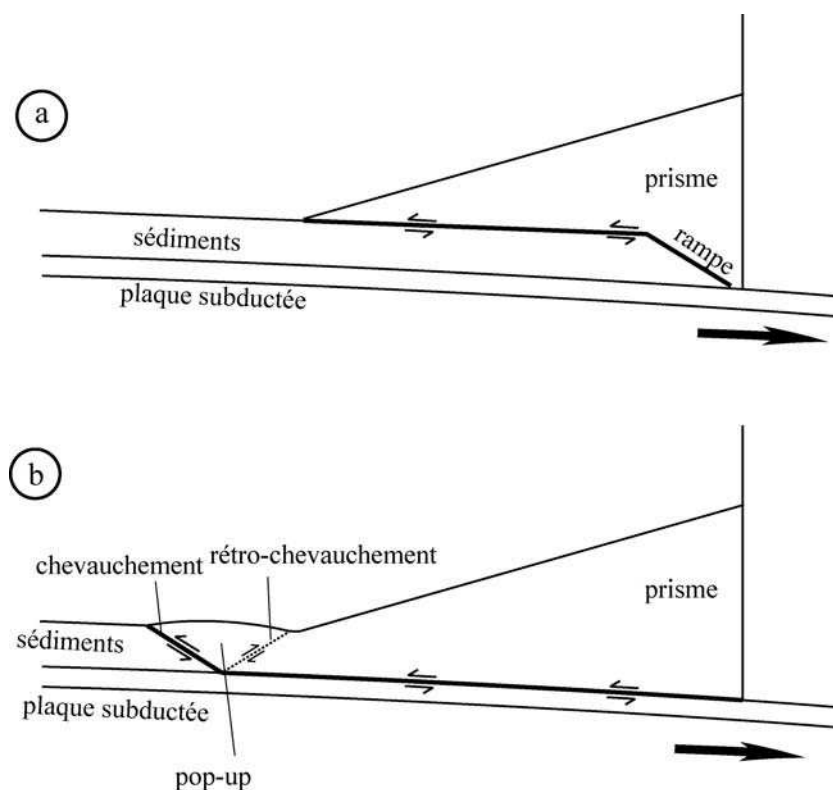


FIG.5.3 : Les deux principaux modes d'incorporation des sédiments dans un prisme : (a) par sous-charriage et accrétion à l'arrière, (b) par accrétion frontale. La différence majeure se situe dans la position du niveau de décollement.

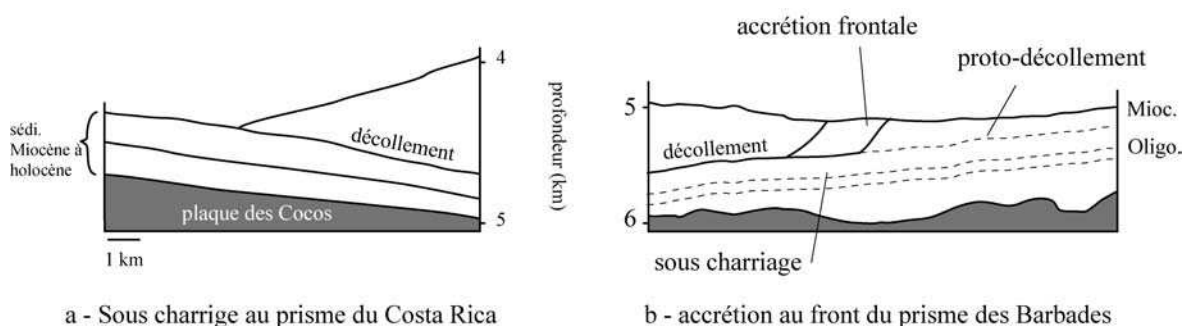


FIG.5.4 : Différence d'accrétion entre les prismes du Costa Rica et des Barbades. Dans le premier la quasi-totalité de la série sédimentaire est charriée sous le prisme. Dans le second, un niveau de décollement intermédiaire provoque l'accrétion frontale des sédiments supérieurs.

Nous verrons, au paragraphe 5.4.1, quels sont les effets de ces deux modes d'accrétion sur la génération de surpressions.

De nombreux modèles tentent de décrire la forme biseautée et l'évolution des prismes. Nous les passerons en revue succinctement dans le paragraphe suivant.

5.2 Les modèles analytiques de prismes

5.2.1 Les premiers modèles

Au début du siècle, le mouvement des nappes et la création des chevauchements, en bordure des prismes d'accrétion et des zones d'avant pays des chaînes de montagnes, étaient attribués à un effet de la gravité. Le concept du glissement des nappes sur une surface inclinée a été très vite remplacé par celui de l'étalement gravitaire engendré par une pente topographique (Elliot, 1976). Elliott (1976) utilisa les équations d'équilibre mécanique et une distribution de contraintes plus ou moins arbitraire pour décrire la forme biseautée des prismes. Il n'incorpora pas de rhéologie ni de niveau peu résistant à la base et conclut qu'une pente de surface était la seule force motrice nécessaire à la structuration des prismes et l'imbrication des chevauchements par étalement gravitaire. La compression horizontale n'était nullement nécessaire. Chapple (Chapple, 1978) utilisa un modèle arbitrairement plastique pour décrire son prisme. Il fut l'un des premiers à supposer que la limite de plasticité était atteinte en tout point du modèle et pas uniquement le long des failles. Ces conclusions s'opposaient radicalement aux modèles d'étalement couramment admis puisqu'il montrait que la compression horizontale devait jouer un rôle majeur dans la construction du prisme et que la pente de surface était plus une conséquence qu'un moteur des chevauchements.

5.2.2 Les modèles visqueux

Cowan et Silling (1978) et Cloos (1982,1984) utilisèrent des modèles visqueux pour décrire les mouvements de matière au sein des prismes. En utilisant une même rhéologie, Emmerman et Turcotte (1983) résolurent les équations de Navier Stokes à nombre de Reynolds négligeable pour un fluide Newtonien et décrivirent une forme parabolique de prismes qu'ils adaptèrent aux profils naturels grâce à des viscosités de 10^{18} à 10^{19} Pa.s. Beaucoup plus récemment, on peut citer Chattopadhyay and Mandal, (2002) qui utilisent encore un matériau visqueux dans des expériences analogiques.

5.2.3 Modèles plastiques

A. Modèles à plasticité de Coulomb

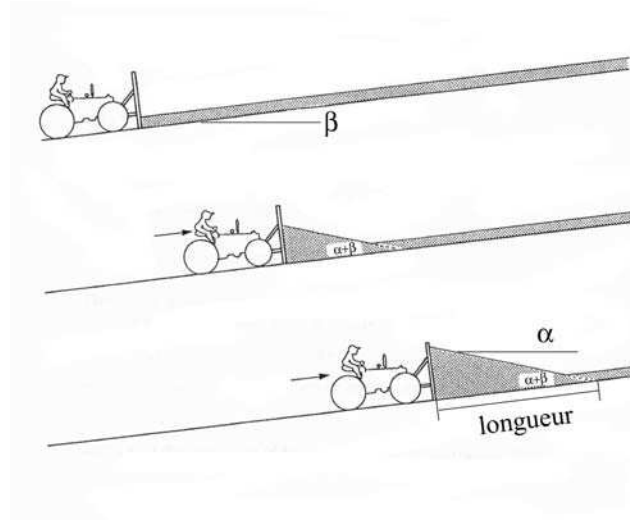


FIG.5.5 : Modèle du bulldozer pour la formation d'un prisme (Dahlen, 1990)

Une avancée majeure dans la description des prismes d'accrétion est due aux modèles de biseau critique de Dahlen et de ses collègues décrits dans une série d'articles : (Dahlen, 1984; Dahlen, 1990; Dahlen and Barr, 1989; Dahlen et al., 1984; Davis et al., 1983)

Dans tous ces travaux, l'état des contraintes est défini à la rupture en tout point de l'espace, état décrit par une loi de Mohr-Coulomb. Le modèle est celui du tas de sable créé et poussé par un bulldozer et qui atteint son état d'équilibre (fig. 5.5). Présenté pour la première fois dans Davis et al. (1983), le problème du prisme non-cohésif trouva sa solution exacte dans Dahlen (1984). Dans ce modèle, la pente de surface (α) d'un prisme est reliée au pendage (β) du décollement basal par la relation (fig.5.6):

$$\alpha + \beta = \Psi_o + \Psi_b \quad (5.1)$$

avec

$$\Psi_o = 0.5 \arcsin (\sin \alpha' / \sin \phi) - 0.5 \alpha'$$

$$\Psi_b = 0.5 \arcsin (\sin \phi' / \sin \phi) - 0.5 \phi'$$

$$\alpha' = \arctan [(1-\rho_f/\rho)/(1-\lambda)] \cdot \tan \alpha$$

$$\phi' = \arctan [\mu_b \cdot (1-\lambda_b)/(1-\lambda)]$$

ϕ étant l'angle de friction interne du prisme, μ_b le coefficient de friction du décollement basal, ρ la densité du matériaux saturé en fluide de densité ρ_f . λ et λ_b sont les paramètres définis par Hubbert et Rubey (1959) pour tenir compte de la pression du fluide interstitiel dans le système (voir chapitre 3):

$$\lambda = \frac{P - \rho_f \cdot g \cdot D}{\sigma_{zz} - \rho_f \cdot g \cdot D} \quad (5.2)$$

avec σ_{zz} la contrainte totale suivant z (fig. 5.6), P la pression du fluide et D la hauteur d'eau.

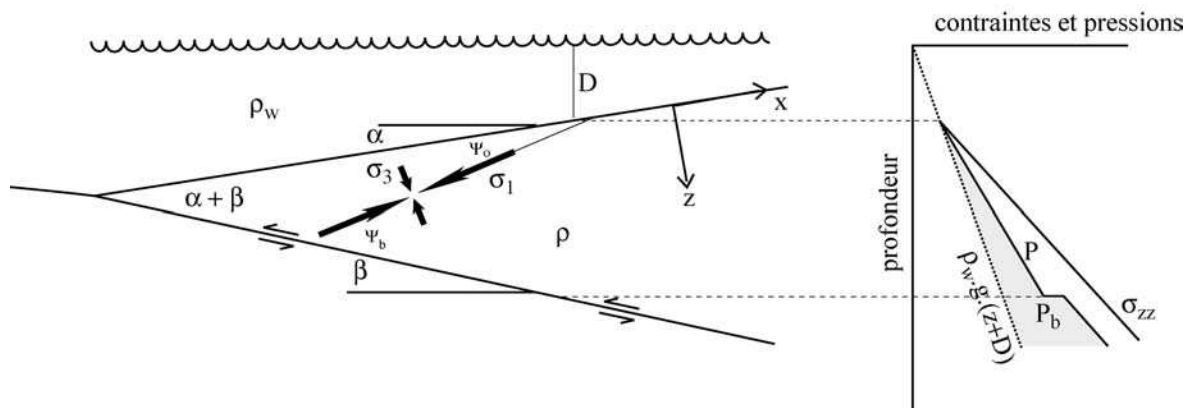


FIG.5.6 : Schéma du biseau critique de Dahlen et de ses collègues (Dahlen, 1990).

Des solutions graphiques à ce problème ont été proposées par Lehner (Lehner, 1986) et Barcilon (Barcilon, 1987) présente une dérivation plus générale du problème. En 1990, Dahlen remarque qu'une solution analogue avait été trouvée par Coulomb lui même pour un prisme sec en 1773.

La cohésion a été introduite dans Dahlen et al. (1984), mais la solution ne peut être dérivée de manière analytique. Cependant, Dahlen (1984) souligne que la cohésion peut être négligée dans la grande majorité du prisme. Seule la partie frontale, peu épaisse, peut être affectée. Sa surface devient alors concave.

Pour un prisme non-cohésif, de pente faible ($\alpha \ll 1$ et $\beta \ll 1$) situé sur un décollement peu résistant ($\mu_b \cdot (1 - \lambda_b) \ll \mu \cdot (1 - \lambda)$), la solution (eq. 5.1) peut être approchée par une relation plus simple :

$$\alpha + \beta = \frac{(1 - \rho_f / \rho) \cdot \beta + \mu_b \cdot (1 - \lambda_b)}{(1 - \rho_f / \rho) + 2(1 - \lambda) \cdot \left(\frac{\sin \phi}{1 - \sin \phi} \right)} \quad (5.3)$$

Nous reviendrons sur le rôle des pressions de fluide dans ces modèles au paragraphe 5.3.1.

B. Modèles à plasticité parfaite

Hormis celui de Chapple (1978), d'autres modèles ont également été développés en supposant une plasticité parfaite. On peut citer Stockmal (Stockmal, 1983) ou bien Fletcher (Fletcher, 1989) qui restreint le modèle de Dahlen à une plasticité parfaite ($\phi = 0$) pour incorporer des variations latérales des propriétés rhéologiques.

5.2.4 Conclusion

De tous ces modèles, nous ne retiendrons que celui de Dahlen et de ses collègues qui semble le plus accepté. Il est particulièrement bien adapté à la modélisation analogique avec sable et a été testé à plusieurs reprises (Davis et al., 1983; Mulugeta, 1988). Il fait également intervenir la pression de fluide comme paramètre fondamental de la stabilité et a été utilisé pour tenter de contraindre les conditions de glissement à la base de prismes réels (Dahlen, 1990; Davis et al., 1983).

Au paragraphe suivant, nous discuterons de la distribution des pressions de fluide dans ce modèle et de ses effets en terme de force de courant. Nous comparerons cette distribution à quelques exemples naturels afin de déterminer les conditions limites en pression de fluide dans nos expériences analogiques.

5.3 Action mécanique des fluides dans le modèle de biseau critique

Dans le modèle de biseau critique de Dahlen, les pressions anormales de fluide jouent un rôle fondamental dans la stabilité de l'édifice. Ces pressions sont introduites via le paramètre λ d'Hubbert et Rubey (eq. 5.2) qui est considéré constant dans tout le prisme.

5.3.1 Paramètre λ et forces de courant

Pour les prismes immergés, Davis et al. (1983) définissent:

$$\lambda = \frac{P - \rho_w \cdot g \cdot D}{\sigma_{zz} - \rho_w \cdot g \cdot D} \quad (5.2)$$

où D est la hauteur d'eau au dessus du prisme (fig. 5.6).

λ est supposé constant dans tout le prisme et Dahlen (1984) montre que $\sigma'_{zz} = (1 - \lambda) \cdot \rho_b \cdot g \cdot z \cdot \cos \alpha$ est vérifié.

Dans le cas de pressions hydrostatiques, $P = \rho_w \cdot g \cdot z \cdot \cos \alpha + \rho_w \cdot g \cdot D$. On en déduit donc:

$$\lambda = \frac{P - \rho_w \cdot g \cdot D}{(\sigma'_{zz} + P) - \rho_w \cdot g \cdot D} = \frac{\rho_w}{\rho_b} \quad (5.4)$$

En prenant $\rho_w = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$ et $\rho_b = 2500 \text{ kg.m}^{-3}$, $\lambda = 0.4$ caractérise l'état hydrostatique. Dans ce cas, les isobares du fluide sont horizontales et la matrice solide est soumise à la force de soulèvement d'Archimède. Les équations d'équilibre en contraintes effectives sont:

$$\frac{\partial \sigma'_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma'_{xz}}{\partial z} = \rho_b \cdot g \cdot \sin \alpha - \frac{\partial P}{\partial x} = (1-\phi) \cdot (\rho_s - \rho_w) \cdot g \cdot \sin \alpha = \rho_{eff} \cdot g \cdot \sin \alpha \quad (5.5 \text{ et } 5.6)$$

$$\frac{\partial \sigma'_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma'_{zz}}{\partial z} = \rho_b \cdot g \cdot \cos \alpha - \frac{\partial P}{\partial z} = (1-\phi) \cdot (\rho_s - \rho_w) \cdot g \cdot \cos \alpha = \rho_{eff} \cdot g \cdot \cos \alpha$$

avec $\rho_{eff} = (1-\phi) \cdot (\rho_s - \rho_w)$

Ce système, comme nous l'avons déjà vu au chapitre 2, est donc bien équivalent à un prisme sec (sans surpression d'air) constitué d'un matériau ρ_{eff} . L'immersion d'un prisme n'a donc aucun effet sur sa stabilité.

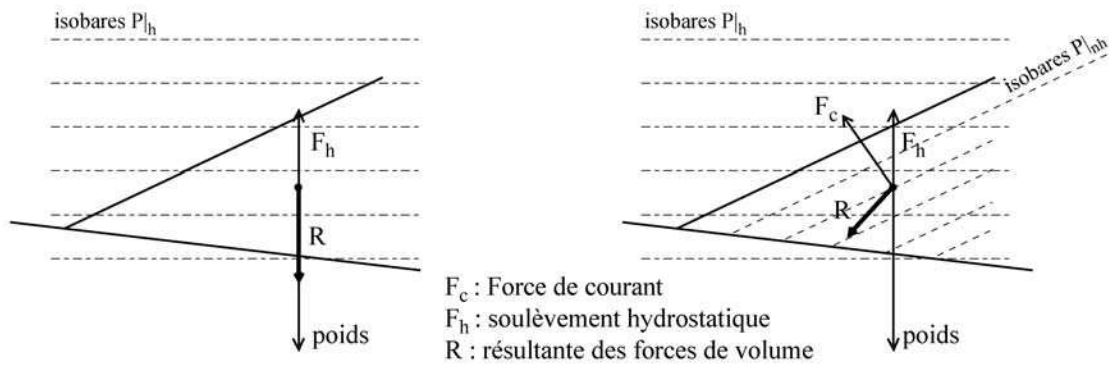


FIG.5.7 : Illustration de l'effet des pressions de fluide sur la résultante des forces de volume dans un modèle de biseau critique.

Dans le cas d'un paramètre $\lambda \neq 0.4$, il apparaît une force de courant dans le modèle. La pression de fluide en un point $M(x,z)$ du prisme peut s'écrire comme la somme d'une partie hydrostatique et d'une partie anormale:

$$P = \rho_w \cdot g \cdot z \cdot \cos \alpha + \rho_w \cdot g \cdot D + P(x,z)|_{nh} \quad (5.7)$$

où $P(x,z)|_{nh}$ est la partie non hydrostatique de la pression.

On écrit ainsi:

$$\lambda = \frac{\rho_w \cdot g \cdot z \cdot \cos \alpha + \rho_w \cdot g \cdot D + P(x,z)|_{nh} - \rho_w \cdot g \cdot D}{(1-\lambda) \cdot \rho_b \cdot g \cdot z \cdot \cos \alpha + \rho_w \cdot g \cdot z \cdot \cos \alpha + \rho_w \cdot g \cdot D + P(x,z)|_{nh} - \rho_w \cdot g \cdot D} \quad (5.8)$$

$$\lambda = \frac{\rho_w \cdot g \cdot z \cdot \cos \alpha + P(x,z)|_{nh}}{\rho_b \cdot g \cdot z \cdot \cos \alpha}$$

La condition $\lambda = \text{constante}$ dans tout le prisme permet d'écrire l'invariance de $P|_{nh}$ suivant x :

$$P(x,z)|_{nh} = \frac{\partial P}{\partial z}|_{nh} . z \quad \text{avec} \quad \frac{\partial P}{\partial z}|_{nh} = \text{constante}$$

Les isobares de surpression sont donc parallèles à la surface. La force de courant est ainsi perpendiculaire à la pente. Si $\lambda > 0.4$ (surpression), cette force est dirigée vers l'extérieur. Si $\lambda < 0.4$ (sous-pression), elle va vers l'intérieur. Dans un tel modèle, l'intensité et la direction de la résultante des forces de volume agissant sur le prisme dépend de la force de courant. Cet effet est illustré sur le schéma 5.7.

Remarque: Pour appréhender l'intensité des surpressions, il peut être préférable d'utiliser un paramètre λ^* (Saffer and Bekins, 1998; Shi and Wang, 1988):

$$\lambda^* = \frac{P - P|_h}{\sigma_{zz} - P|_h} \quad (5.9)$$

avec $P|_h = \rho_w . g . (z . \cos \alpha + D)$

Dans ce cas, λ^* caractérise l'état hydrostatique, $\lambda^* > 0$ indique un état de surpression et $\lambda^* < 0$ une sous-pression. Dans le cas d'un modèle analogique où le fluide interstitiel est l'air, ρ_{air} est négligeable et on a:

$$\lambda^* = \lambda \quad (5.10)$$

Par la suite, nous préférons utiliser λ^* qui nous semble plus parlant.

5.3.2 Surpressions et coefficients de friction effectifs

La notion de coefficient de friction effectif est largement utilisée par les sismologues pour déterminer l'activation de plans de faille suite à une variation de l'état des contraintes (Cocco and Rice, 2002; Harris, 1998):

$$\Delta CFF = \Delta \tau - \mu . (\Delta \sigma_n - \Delta P) \quad (5.11)$$

où $\Delta \tau$ est la variation des contraintes cisailantes, sur la faille, $\Delta \sigma_n$ la variation de contraintes normales, ΔP la variation de pression de fluide et ΔCFF la variation du coefficient de sécurité sur le plan de faille ($CFF = 0$ quand $\tau = \mu . (\sigma_n - P)$). Dans le cas d'un milieu non drainé (valable à court terme):

$$\Delta P = B . \frac{\Delta \sigma_{kk}}{3} \quad (5.12)$$

où B est le coefficient de Skempton (Rice and Cleary, 1976; Skempton, 1954).

Dans une analyse de Coulomb, il est supposé que la variation de pression est liée à la variation de contrainte normale:

$$\Delta P = \hat{B} . \Delta \sigma_n \quad (5.13)$$

L'équation 5.11 est alors réécrite:

$$\Delta CFF = \Delta \tau + \mu' \cdot \Delta \sigma_n \quad (5.14)$$

avec $\mu' = \mu \cdot (1 - \hat{B})$ le coefficient de friction effectif.

Cette idée de friction effective a été réutilisée par Burbidge et Braun (2002) dans leur modèle d'éléments distincts. Ils utilisent un coefficient de friction $\mu_{eff} = (1 - \lambda) \cdot \mu$ pour simuler l'effet des surpressions. En interprétant l'effet des surpressions par des forces de volume, une telle utilisation d'un coefficient de friction effectif ne semble pas correcte.

Dans les modèles de biseau critique, les pressions de fluide interviennent dans l'équilibre interne du prisme (λ) et sur le décollement (λ_b). En examinant la solution approchée d'un prisme non-cohésif à faible pente et décollement peu résistant (eq. 5.3):

$$\alpha + \beta = \frac{(1 - \rho_f / \rho) \cdot \beta + \mu_b \cdot (1 - \lambda_b)}{(1 - \rho_f / \rho) + 2(1 - \lambda) \cdot \left(\frac{\sin \phi}{1 - \sin \phi} \right)} \quad (5.3)$$

on constate qu'une diminution de μ_b (coefficient de friction sur le décollement) a le même effet qu'une augmentation de λ_b . Les deux termes n'interviennent que dans la combinaison $\mu_b \cdot (1 - \lambda_b)$. Ce terme peut donc tout à fait être remplacé par une friction effective $\mu'_b = \mu_b \cdot (1 - \lambda_b)$.

En revanche, la relation entre λ et μ dans le prisme n'est pas aussi simple. L'utilisation d'une friction effective $\mu' = \mu \cdot (1 - \lambda)$ n'aboutit pas à la même solution qu'avec μ et λ . Le graphique 5.8 montre les solutions exactes et approchées calculées à partir de λ et μ et celles déduites d'une friction effective μ' pour un prisme sec soumis à une surpression d'air.

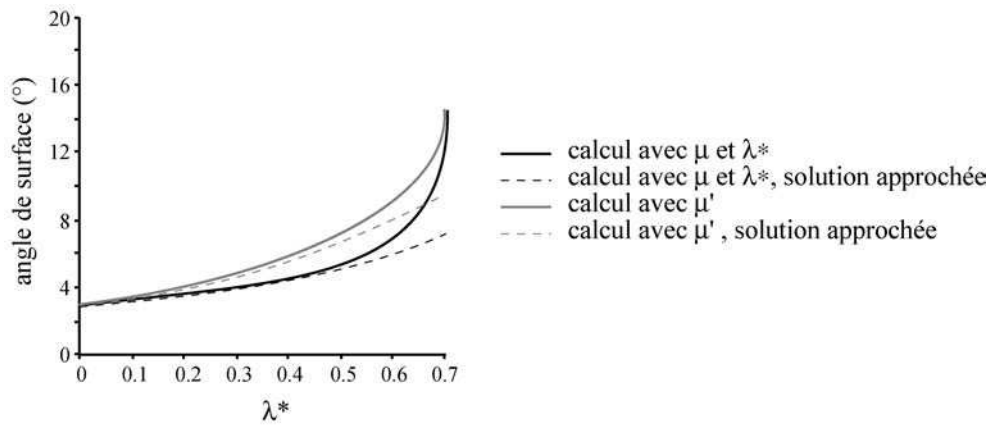


FIG.5.8 : Solutions exactes et approchées (α) déterminées en utilisant μ et λ^* ou bien un coefficient de friction effectif μ' . On note un écart significatif entre les deux méthodes de calcul.

En utilisant une friction effective, c'est le comportement intrinsèque du matériau qui est modifié, ce qui est fondamentalement différent d'un changement des forces de volume. Cette pratique est cependant courante en modélisation numérique (D.R.T, 2003; Gerbault, 1999) et aboutit parfois à des erreurs (Gerbault, 1999, page 43).

5.4 Distribution des pressions de fluide dans les prismes d'accrétion naturels

Bien que les prismes d'accrétion soient mécaniquement très proches des ceintures plissées subaériennes, les deux se distinguent par l'âge et l'histoire des sédiments déformés (Langseth and Moore, 1990). Les sédiments incorporés aux fronts des prismes d'accrétion sont en général très récents et n'ont pour la plupart aucune histoire de compaction. Ils sont gorgés d'eau (Maltman et al., 1997). En revanche, dans les chaînes subaériennes, les sédiments sont beaucoup plus anciens, compacts et lithifiés. Les effets hydrogéologiques sont donc beaucoup moins prononcés.

Depuis les années 80, les prismes d'accrétion ont fait l'objet d'intenses investigations afin de mieux appréhender le rôle des fluides dans leur structuration. Parmi les plus étudiés, les prismes des Barbades (Fitts and Brown, 1999; Henry, 2000; Maltman et al., 1997; Moore et al., 1988; Saito and Goldberg, 2001; Sumner and Westbrook, 2001), du Costa-Rica (Saito and Goldberg, 2001; Shipley and Moore, 1986; Vannucchi and Tobin, 2000), du Nankai (Japon) (Bourlange et al., 2003; Cochonat et al., 2002; Maltman et al., 1993; Moore et al., 1990a; Morgan and Karig, 1995; Taira et al., 1992) ont été les objectifs de plusieurs campagnes de recherche internationales (Ocean Drilling Project). Plusieurs indices ont permis très tôt de soupçonner la présence de surpressions dans ces prismes:

- Leur faible angle topographique qui implique une très faible résistance au cisaillement sur le décollement basal. Plusieurs explications peuvent être avancées:
 - un comportement visqueux du décollement qui n'exerce que très peu de résistance aux faibles vitesses de déformation mises en jeu (quelques centimètres par an),
 - un comportement frottant: la faible friction peut être liée à un effet minéralogique (faible μ) ou à la présence de fortes surpressions de fluide (Bourlange et al., 2003).
- La faible sismicité enregistrée aux fronts de déformation (Byrne, Davis, Sykes dans Bourlange 2003).
- La présence de volcans de boue à proximité des fronts de déformation et sur les prismes eux-mêmes (Brown and Westbrook, 1988; Westbrook and Smith, 1983). Récemment, les volcans situés en avant du front de déformation du prisme des Barbades que l'on pensait liés à une augmentation de la pression de fluide due à l'avancée des chevauchements (Westbrook and Smith, 1983) ont été réinterprétés. Ils se seraient développés bien avant l'arrivée du front à proximité et seraient liés à des remontées hydrothermales chaudes de la croûte océanique qui provoqueraient la formation de surpressions par activation des réactions Smectite-Illite (Sumner and Westbrook, 2001).
- Des difficultés de forages rencontrées à proximité des fronts et que l'on a attribuées à la présence de surpressions (Dahlen, 1990; Shi and Wang, 1985).

5.4.1 Origine des surpressions dans les prismes

Nous avons vu au chapitre 1 quels étaient, en général, les phénomènes responsables des surpressions de fluide dans des environnements géologiques variés. Dans les prismes d'accrétion, 3 phénomènes sont invoqués dans la littérature:

- la compaction (horizontale et verticale);
- les réactions smectite-illite;
- La génération d'hydrocarbures et de gaz en particulier;

Nous avons vu que chacun de ces mécanismes nécessitait des conditions particulières de lithologie, pression, température et que ces phénomènes s'étagaient verticalement dans les bassins. En raison de la forme biseautée des prismes, ils se retrouvent distribués latéralement (Moore and Vrolijk, 1992). La compaction va ainsi produire des surpressions au front d'accrétion tandis que la génération de gaz s'initiera beaucoup plus en arrière où les températures deviennent favorables. Cette distribution est représentée schématiquement sur la figure 5.9.

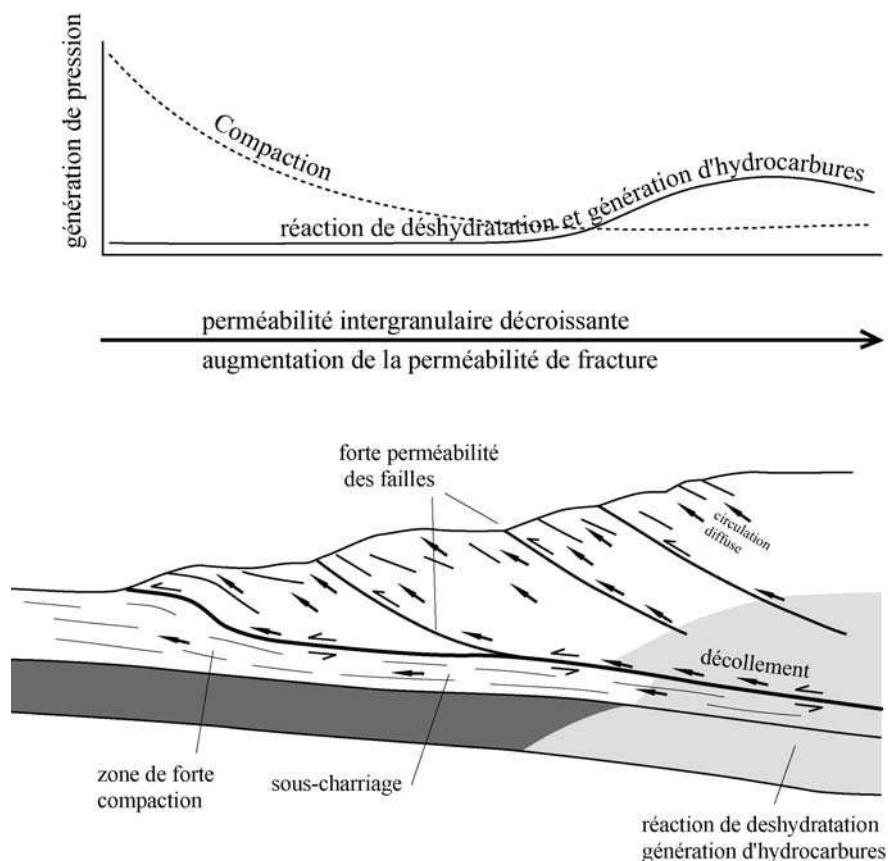


FIG.5.9 : Distribution latérale des mécanismes de génération de pression dans un prisme d'accrétion (d'après Moore et Vrolijk, 1992).

A. Phénomènes de compaction

Les prismes d'accrétion sous-marins (Barbades, Nankai, Costa Rica) ont la particularité d'incorporer des sédiments récents, peu compacts et non lithifiés. Maltman et al. (1997) décrivent les sédiments du prisme des Barbades comme pouvant être coupés au couteau. A leur entrée dans le prisme, ces sédiments subissent un fort phénomène de compaction qui, si l'échappement du fluide est limité aboutit à des surpressions proches du lithostatique (Moore and al., 1995; Moore and Tobin, 1997). Le tassement est à la fois vertical et horizontal. La compaction horizontale affecte surtout des sédiments situés au dessus du décollement. Elle commence en avant du front de déformation dans la zone du proto-décollement (Nankai: fig. 5.11) où l'échappement des fluides est diffus (Moore et al., 1990a; Taira and al., 1992). Elle s'accroît ensuite lors de l'imbrication des chevauchements. Saito and Goldberg (2001) montrent que les sédiments accrétés sont épaissis

verticalement en raison de cette compression horizontale. L'expulsion des fluides est assez facile en raison de la fracturation intense de ces zones.

Les sédiments situés sous le niveau de décollement subissent quant à eux un accroissement considérable de charge lorsqu'ils sont charriés sous le prisme. La réponse en terme de pression de fluide est alors directement liée à l'épaisseur et la lithologie des séries incorporées. Pour des sédiments de faible perméabilité, l'expulsion des fluides se fera essentiellement par les fractures, tandis que pour des sédiments plus perméables, les fluides suivront la stratification (Moore et al., 1990b) et les couches plus sableuses serviront de drains (Zhao et al., 1998).

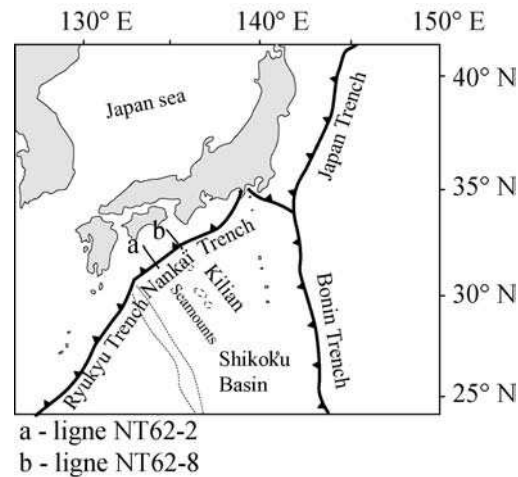


FIG.5.10 : Localisation du prisme du Nankai et des profils de la figure 5.11.

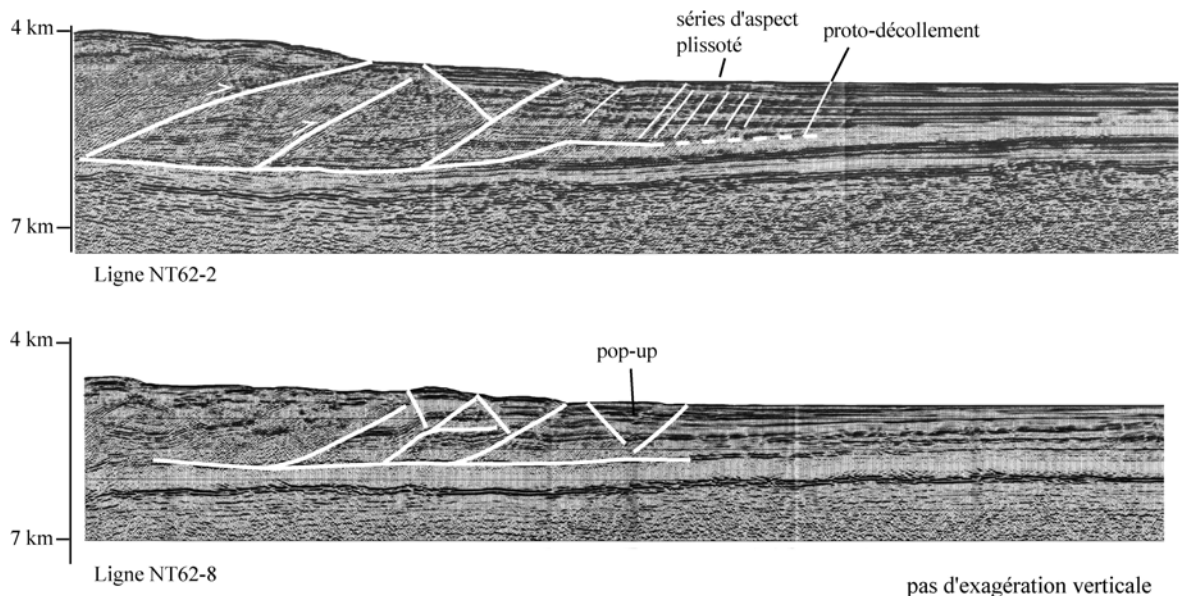


FIG.5.11 : Profils sismiques dans le prisme du Nankai et interprétation simplifiée, d'après Moore et al. 1990. La différence morphologique est attribuée à un effet des pressions de fluide (voir texte).

L'exemple du Nankai permet probablement d'illustrer l'effet que peut avoir la lithologie sur le maintien ou la dissipation des surpressions. Le bassin de Shikoku au Nord de la plaque Philippine subducte sous le Japon en développant le prisme du Nankai (voir carte 5.10). Les lignes NT-62-2 et NT62-8 de la figure 5.11 montrent le front de déformation en deux endroits distincts. Les deux zones se distinguent morphologiquement par l'angle d'ouverture du prisme. Dans la partie Ouest (ligne NT62-2) la pente de surface varie de 4 à 6°, tandis qu'elle est plus ou moins constante et plus faible à l'Est (2°)(ligne NT62-8). Le décollement quant à lui pend de 4 à 5 ° à l'Ouest (NT62-2) contre 3-4° à l'Est (NT62-8). La déformation prend également un style légèrement différent. La ligne NT62-8 montre plus de rétro-chevauchements dans les premiers stades de la déformation au front. A l'Ouest (NT62-2), au contraire, une série de plissements des réflecteurs traduit sûrement la présence d'une série de petites failles au front de déformation. Ces différences morphologiques traduisent probablement une différence d'efficacité du niveau de décollement. Moore et al. (1990a) l'attribuent à une variation de la lithologie qui conditionne l'intensité des surpressions de fluide sous le décollement. Dans la partie Est, le décollement se développe dans la série de sédiments hémipélagiques à pélagiques du bassin de Shikoku, caractérisée par une très forte transparence acoustique et attribuée au Miocène-Pliocène (400m). Viennent par dessus 500 m de sédiments Pleistocène turbiditiques (Taira et al., 1992). Dans la partie Ouest en revanche, une série à forts réflecteurs est insérée dans la série plus transparente du Miocène-Pliocène. Cette couche est une formation turbidique dont la perméabilité serait plus faible. Selon Moore et al. (1990), elle servirait de drain et faciliterait la dissipation des pressions lors de la compaction.

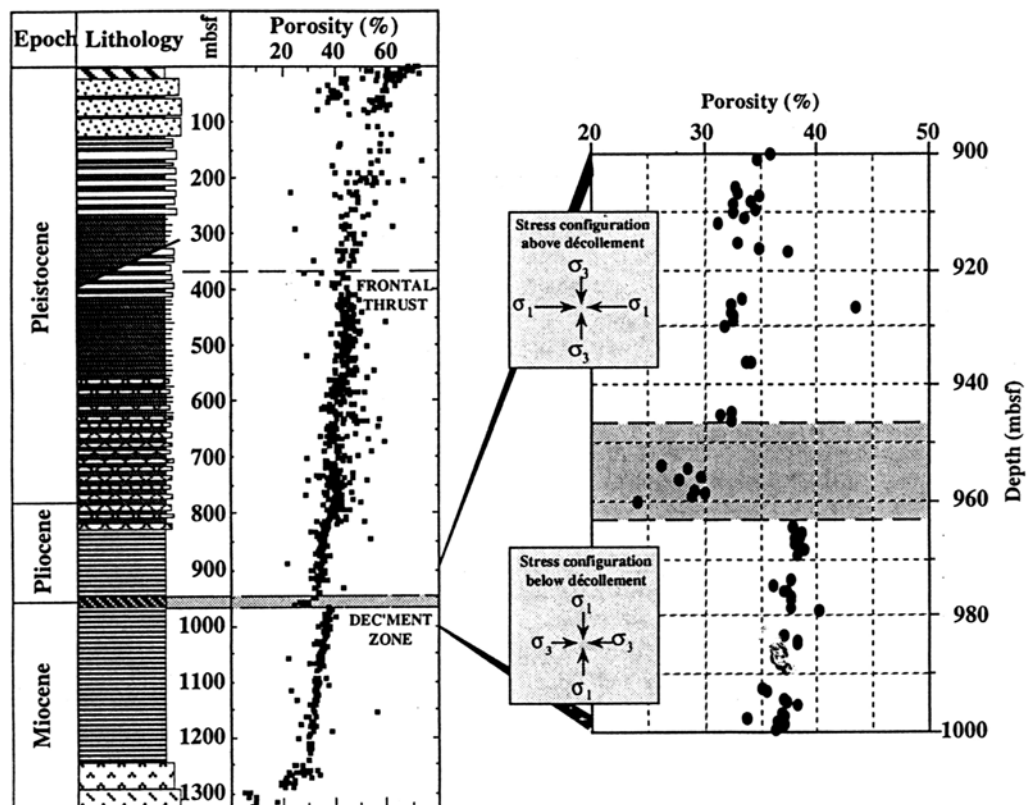


FIG.5.12 : Stratigraphie et profil de porosité au travers du décollement dans le prisme du Nankai, ligne NT62-8 (tirée de Morgan et Karig, 1995)

Le tassement des sédiments et la quantité de fluide expulsé peuvent être déduits des variations d'épaisseur des couches observées sur profils sismiques (Shipley et al., 1990; Zhao et al., 1998) ou à partir de forages (Saito and Goldberg, 2001; Scream et al., 2002). Les pertes de porosité estimées varient de 10 à 50 % dans les premiers kilomètres du prisme. Les plus forts tassements sont enregistrés dans les sédiments accrétés au dessus du décollement (50% de perte de porosité dans les Barbades: Saito and Goldberg (2001), tandis que ceux affectant les sédiments charriés sous le décollement ne dépassent pas 10 à 30%. La figure 5.12 illustre l'évolution de la porosité en fonction de la profondeur dans un puit à proximité de la ligne NT62-8 (fig. 5.11) (Morgan and Karig, 1995) du prisme du Nankai. On observe globalement une porosité qui diminue avec la profondeur. Le décollement est caractérisé par une porosité anormalement faible dont nous reparlerons. Dessous, elle est 50% trop élevée par rapport au profil dans les sédiments Pliocène et Pléistocène. Les sédiments Miocène apparaissent ainsi mal drainés et sans doute en surpression.

Des modèles numériques permettent également d'estimer les phénomènes de compaction (Bekins and Dreiss, 1992; Shi and Wang, 1985; Shi and Wang, 1988; Shi and Wang, 1986). Bekins et Dreiss (1992) montrent que l'angle d'ouverture du prisme joue un rôle de premier ordre sur la vitesse de chargement des sédiments incorporés. Pour un prisme très ouvert, l'expulsion de la majeure partie des fluides sera réalisée au cours des vingt premiers kilomètres, tandis que pour les prismes plus plats au moins 50 km seront nécessaires.

B. Transformations minéralogiques

La déshydratation de la smectite et la réaction smectite-illite sont souvent évoquées dans la production de fluide dans les prismes, la smectite étant l'argile la plus courante des sédiments incorporés. Ces réactions sont mises en relation avec les très faibles concentrations en ions chlorure mesurées dans les eaux autour des niveaux de décollement et des chevauchements. Dans les Barbades, la zone de réaction est située à 50 ou 70 km à l'intérieur du prisme (Bekins et al., 1994). Les anomalies de Cl^- enregistrées au front de déformation à proximité du décollement seraient ainsi le témoin d'une circulation de fluide venant des profondeurs du prisme et canalisées par le décollement. Des anomalies plus faibles dans des sédiments loin du décollement étaient également interprétées comme le témoin d'une circulation diffuse des fluides. Fitts et Brown (1999) ont montré que ces faibles anomalies pouvaient être liées à de simples problèmes d'échantillonnage. Les réactions smectite-illite sont intégrées dans divers modèles numériques: Bekins et al. (1995), Saffer and Bekins (1998).

C. Génération d'huile et de gaz

Outre une anomalie en Cl^- , les fluides proches du décollement révèlent également la présence de méthane thermogénique dont la formation ne peut se situer que plus en arrière dans le prisme (Brown and Westbrook, 1988; Moore et al., 1988). Les réactions de craquage sont favorisées par les forts gradients géothermiques rencontrés (70 à 80°C/km (Henry, 2000) dans les Barbades et Nankai (Taira et al., 1992)). Henry (2000) indique que la présence de gaz thermogénique ne peut être que le témoin d'une circulation active des fluides en raison de l'oxydation rapide du Méthane dans des eaux riches en sulfates.

5.4.2 Fluides et décollements

De nombreux forages ont permis de caractériser les décollements dans les zones frontales de divers prismes d'accrétion. Les décollements des prismes du Nankaï et des Barbades présentent d'importantes différences.

Maltman et al. (1997) décrivent le décollement des Barbades comme une zone épaisse de 30 à 40 m située dans des sédiments très peu lithifiés, à la transition entre deux unités: celle du dessus est argileuse et contient beaucoup de radiolaires, et l'autre, en dessous, également argileuse, présente des faciès plus turbiditiques. Bangs et al. (1999) montrent que le niveau riche en radiolaires, caractérisé par une faible perméabilité, contrôle le développement du proto-décollement au front du prisme. Cette couche est en surpression même en avant. A 5 km derrière le front de déformation, Moore and Tobin (1997) indiquent que les surpressions dans ces niveaux avoisinent $\lambda = 0.9$ et jusqu'à $\lambda = 0.95$ dans le décollement (figure 5.13). Plus récemment, Henry (2000) donne des valeurs beaucoup plus faibles $\lambda^* = 0.53$ pratiquement au même endroit.

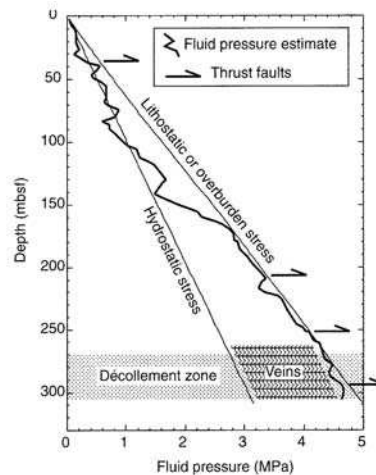


FIG.5.13 : Profil de pression estimée sur le décollement du prisme des Barbades (tiré de Moore et Tobin, 1997)

Dans le prisme du Nankaï, le décollement apparaît différent. Sa propagation ne semble plus contrôlée par la lithologie en raison d'une apparente homogénéité des formations alentours (boues hémipélagiques, Maltman et al., 1993). Il est caractérisé par une porosité anormalement basse (fig. 5.12). Bourlange et al. (2003) montrent que l'essentiel de la perméabilité est une porosité de fractures sub-horizontales. Les sédiments dessous, en revanche, ont une porosité plus forte qui témoigne d'un mauvais drainage et d'une faible perméabilité verticale du décollement.

Les estimations de surpressions (Screaton et al., 2002) donnent des valeurs de λ^* de 0.47, ce qui est insuffisant pour un décollement efficace et pour former des fractures hydrauliques. Il est ainsi fréquemment envisagé des augmentations cycliques de la pression du fluide (Bourlange et al., 2003; Morgan and Karig, 1995) qui atteindrait des pressions suffisantes pour ouvrir des fractures. La connexion de ces fractures aboutirait à des perméabilités horizontales très fortes du décollement et favoriserait des remontées rapides de fluides (traces de méthane).

Si la fracturation intense des décollements et leur rôle dans la circulation des fluides sont assez bien établis, leur propagation reste encore sujette à discussion. Pour certains comme Moore (1989) ou Bourlange et al. (2003), l'augmentation momentanée des pressions provoquerait le cisaillement

du décollement. Pour Moore (1989), cette déformation provoque l'ouverture de fractures dont la dilatation crée un phénomène de succion qui concentre les fluides (fluid pumping (Sibson, 1996; Sibson, 2000)). Une fois connecté, le réseau de fractures sert de drains efficace (fig. 5.14).

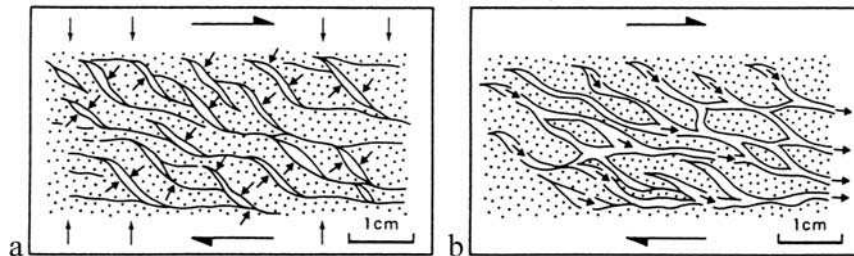


FIG.5.14 : *Fonctionnement et propriétés hydrauliques d'un niveau de décollement selon Moore (1989). Le niveau de décollement serait dans un premier temps cisailé (a). Le réseau de fractures ouvertes jouerait ensuite le rôle de drains efficaces (b).*

Pour d'autres comme Morgan and Karig (1995), ou Teixell et al. (2000), les décollements se propagent à la manière de fentes de tension horizontales dont l'ouverture est conditionnée par la pression de fluide (fig.5.15).

Dans les deux scénarios, la déformation est liée à l'augmentation de la pression des fluides plus en profondeur. De nombreux modèles tentent ainsi d'estimer la production de fluide et de pression: Bekins et al. (1995); Saffer and Bekins (1998); Shi and Wang (1988) (fig. 5.16). De tous ces modèles, nous ne retiendrons qu'une seule chose: λ^* a tendance à augmenter vers le cœur du prisme. Nous nous en servirons pour discuter des conditions limites de nos modèles analogiques.

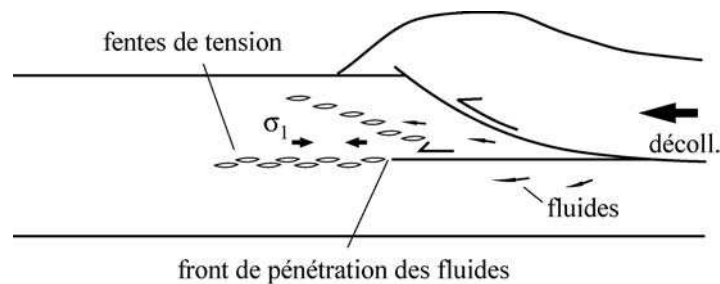


FIG.5.15 : *propagation d'un décollement sous la forme de fentes de tension (Teixell et al. 2000).*

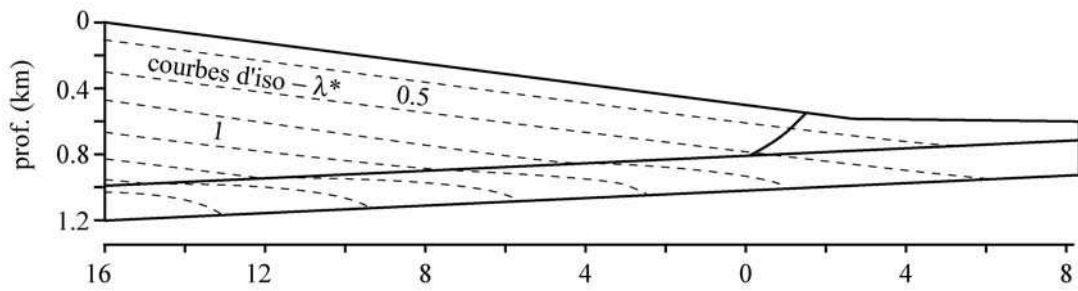


FIG.5.16 : Distribution des pressions de fluide (λ^*) générées par compaction mécanique au front d'un prisme (Shi et Wang, 1988). Comme dans la plupart des modèles, la pression de fluide augmente avec l'épaississement du prisme.

5.4.3 Conclusion

Cette étude, assez brève, des prismes d'accrétion du Nankai et des Barbades nous permet de retenir quelques aspects concernant les fluides dans ces zones:

- Les mécanismes de génération des surpressions sont étalés latéralement.
- Les pressions de fluide dans la partie frontale des prismes résultent en grande partie de problèmes de compactions des sédiments incorporés.
- Les valeurs de pression mesurées sont très variables (ex Barbades), et sont parfois très insuffisantes pour expliquer la forte fracturation et l'apparente efficacité des décollements. Des augmentations de pression temporaires, dont l'origine n'est pas claire, sont ainsi envisagées.
- Les zones de décollements sont des zones de circulations intenses,
- Des incertitudes existent sur le mode propagation des niveaux de décollement au front.
- Tous les modèles de surpressions montrent globalement une augmentation des pressions vers le cœur des prismes,

Nous retiendrons tout particulièrement les deux derniers points pour la suite.

5.5 Modélisation analogique de la déformation compressive avec fluide aux pores

5.5.1 Les expériences de Cobbold et al. (2001)

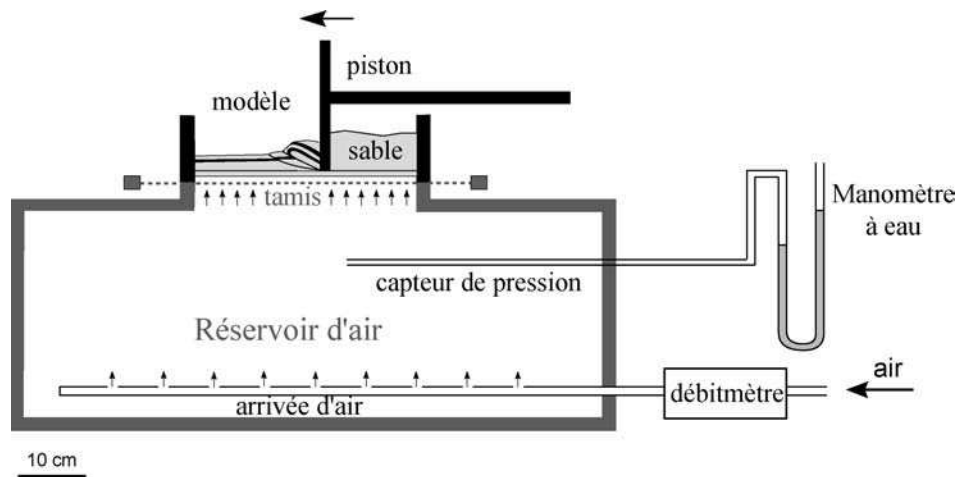


FIG.5.17 : Dispositif expérimental utilisé par Cobbold et al. (2001) et réutilisé au chapitre 3 dans les tests en extension. Le modèle repose directement au dessus d'un réservoir d'air à pression constante.

Cobbold et al. (2001) ont réalisé les premières expériences de compression avec fluide aux pores en utilisant le dispositif déjà décrit au chapitre 2 et réutilisé pour les tests en extension du chapitre 3 (fig. 5.17). Les modèles étaient construits dans une boîte en plastique transparent fixée sur le réservoir d'air qui délivrait une pression constante au cours de la déformation. Cinq séries d'expériences avaient été réalisées (fig. 5.18) en utilisant les sables 1, 2 et 3 décrits au chapitre 3 ainsi que du loess de St Brieuc de perméabilité très faible ($<10^{-3}$ Darcy) et assez cohésif ($c > 200$ Pa). Les expériences avaient permis de mettre en évidence le lien direct entre pression de fluide et déformation et avaient montré comment créer des niveaux de décollement grâce à des niveaux de sable plus fin. Cependant ces expériences avaient certains points à améliorer:

- les modèles étaient coupés horizontalement en fin d'expérience par aspiration de couches successives de sable. Les coupes verticales étaient ensuite reconstituées grâce à la superposition des relevés horizontaux à différentes profondeurs. Cette technique, très difficile à maîtriser, donne des coupes très imprécises sur lesquelles le tracé des failles est difficile. (fig. 5.18).
- les parois latérales de la boîte étaient en plastique et les frottements étaient trop importants pour que l'on puisse suivre la déformation au cours de l'expérience.
- la condition de pression à la base n'était pas satisfaisante: Nous avons vu au paragraphe 5.3 que dans le modèle de biseau critique de Dahlen et de ses collègues, la distribution des pressions de fluide obéit à $\lambda^* = \text{constante}$. Dans les prismes naturels, nous avons également montré que les pressions de fluide étaient générées par différents mécanismes répartis latéralement. Les modèles numériques (voir paragraphe précédent)

prévoient des intensités de surpression qui s'accroissent avec l'épaississement du prisme. Nous voyons donc que la condition de pression constante en base de prisme est sûrement peu réaliste. Nous avons calculé, sur la figure 5.19, les distributions de pression et de λ^* dans un modèle de sable homogène construit directement sur un réservoir à pression constante ($P_b = 250 \text{ Pa}$). On constate que les isobares forment un éventail caractéristique. En avant du prisme, λ^* vaut 0.55. Dans la partie triangulaire du modèle, on constate que λ^* diminue régulièrement jusqu'à 0.32 à l'arrière, dans la zone la plus épaisse. L'effet de la pression de fluide diminue ainsi de près de 50%.

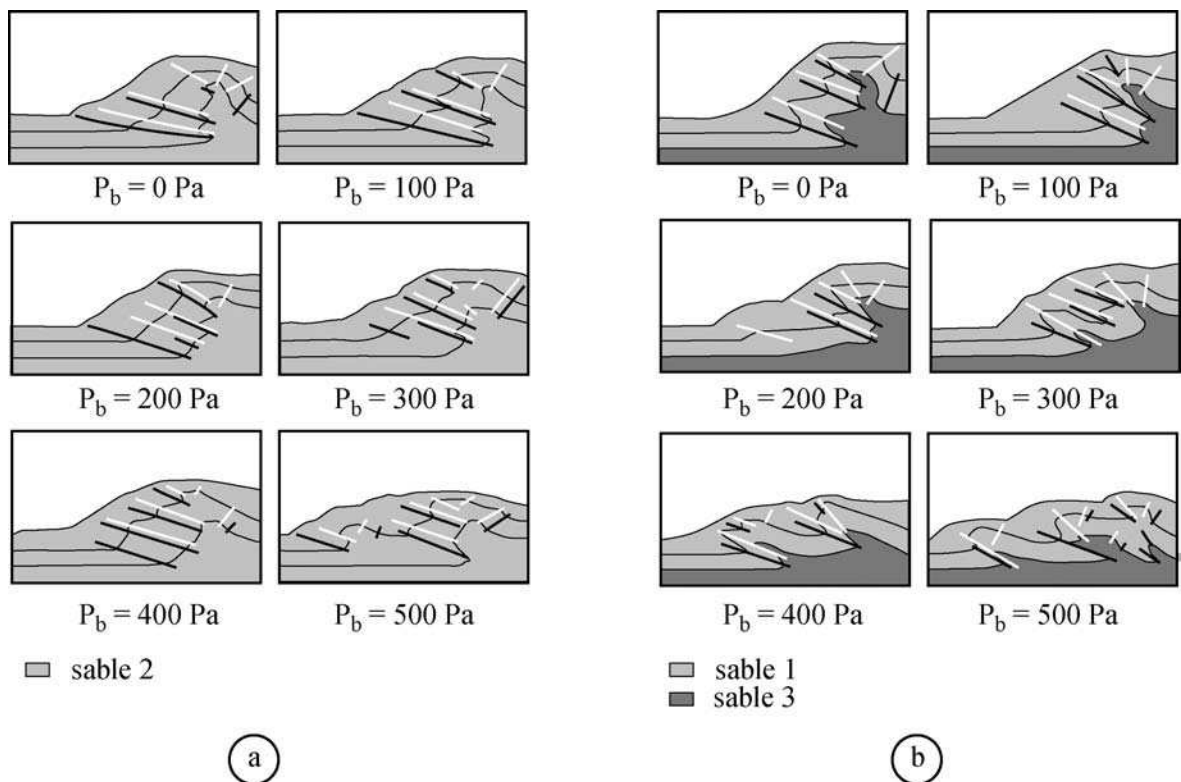


FIG.5.18 : Résultats des expériences de Cobbold et al. (2001). La première série d'expériences (a) consistait à déformer des prismes de sable homogène et dans la seconde, un niveau de sable fin permettait de créer un niveau de décollement (b). La condition limite en base était une pression constante ($P_b =$ pression d'air appliquée à la base du modèle). Les coupes obtenues étaient imprécises.

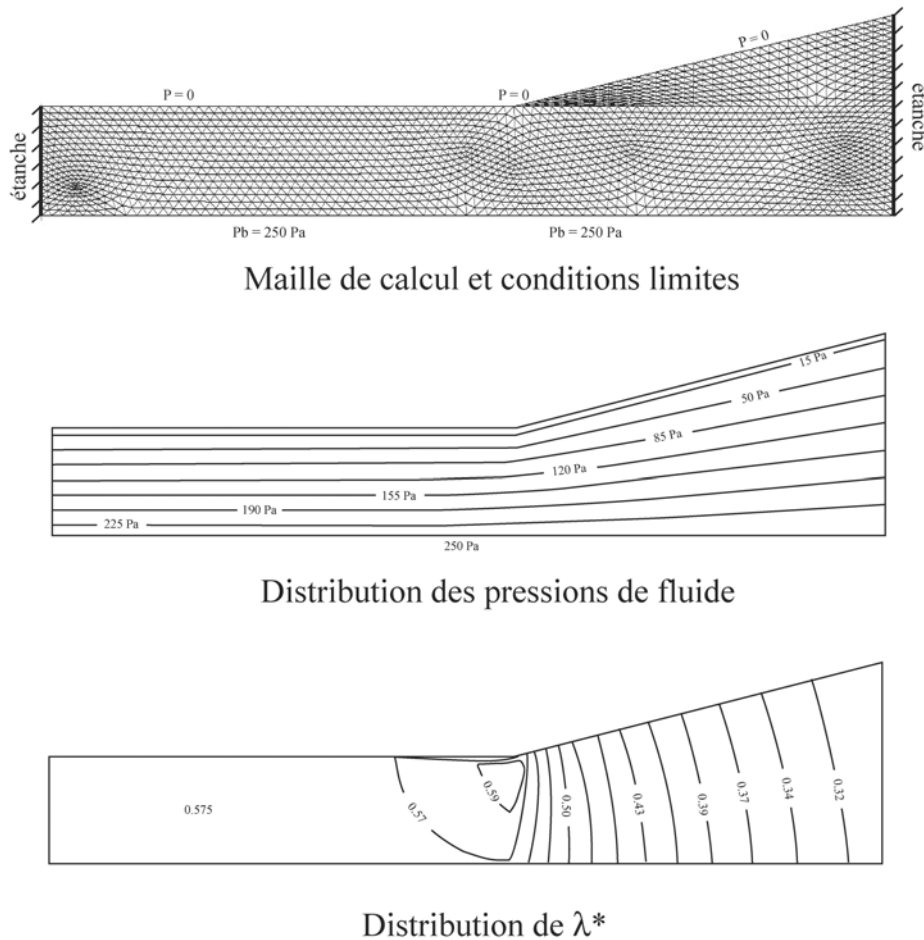


FIG5.19 : Calcul des distributions de pression dans un modèle de sable homogène soumis à une pression de fluide constante à sa base. Le calcul est fait en éléments finis.

5.5.2 Nouveau dispositif

Pour améliorer ces expériences, nous avons conçu un nouveau dispositif (fig. 5.20) muni d'injecteurs d'air permettant un changement de la pression de fluide au cours de la déformation (voir chapitre 3).

Les modèles de sable sont construits dans une boîte en verre de 20*30 cm, surmontant une rangée d'injecteurs de 20 cm de large, 1.7 cm d'épaisseur et 30 cm de hauteur. Ces injecteurs munis à leur base et à leur sommet d'une grille supportant un tamis de 100 μm sont remplis de sable de type 1. L'ensemble repose sur un réservoir d'air délivrant une pression constante. Nous avons vu au chapitre 3 comment ces injecteurs remplis de sable modifiaient la pression à la base du modèle lorsque celui-ci s'épaississait. Cet effet est illustré sur la figure 5.21. Le modèle est le même que celui de la figure 5.19 mais il est cette fois placé au dessus d'une série d'injecteurs. On constate que λ^* vaut 0.58 devant le prisme et ne diminue qu'à 0.53 à l'arrière. L'effet de la pression est donc maintenu plus ou moins constant dans la zone épaissie. Les isobares restent quasiment parallèles à la surface. On peut noter, cependant, un pic de λ^* juste au front du prisme. Ce phénomène est lié à

la courbure des isobares dans cette zone. Dans le calcul de λ^* , σ_{zz} est pris égal à $\rho_{sab} \cdot g \cdot z$ avec z la distance à la surface. Les courbes d'iso-contrainte σ_{zz} sont donc des lignes brisées au niveau de la rupture de pente de surface. Les isobares étant quant à elles courbes, on a une augmentation de λ^* dans cette zone, comme illustré sur le schéma 5.21d.

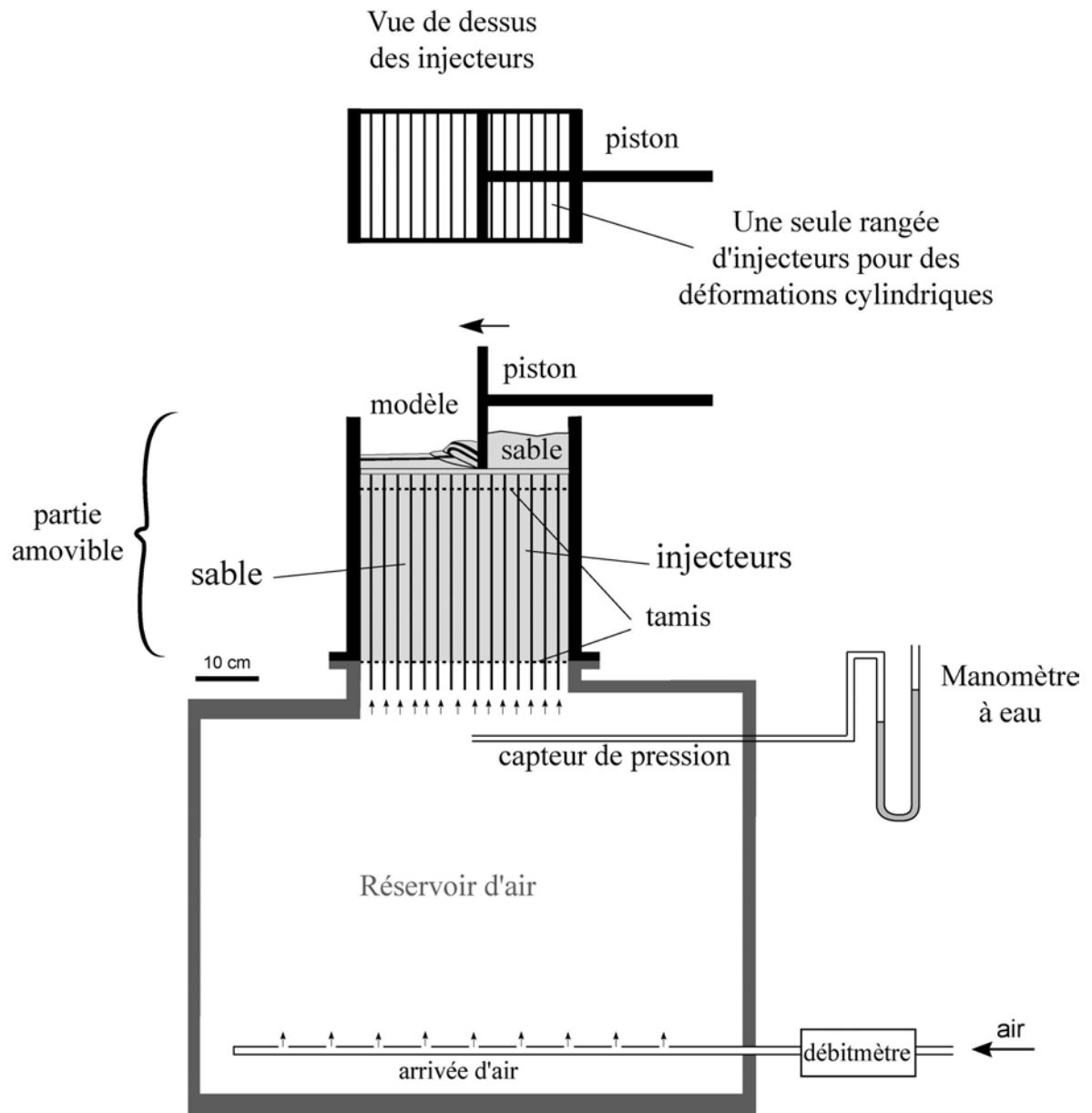


FIG.5.20 : Dispositif expérimental muni d'un système d'injection permettant une variation de la pression de fluide au cours de l'épaississement du modèle.

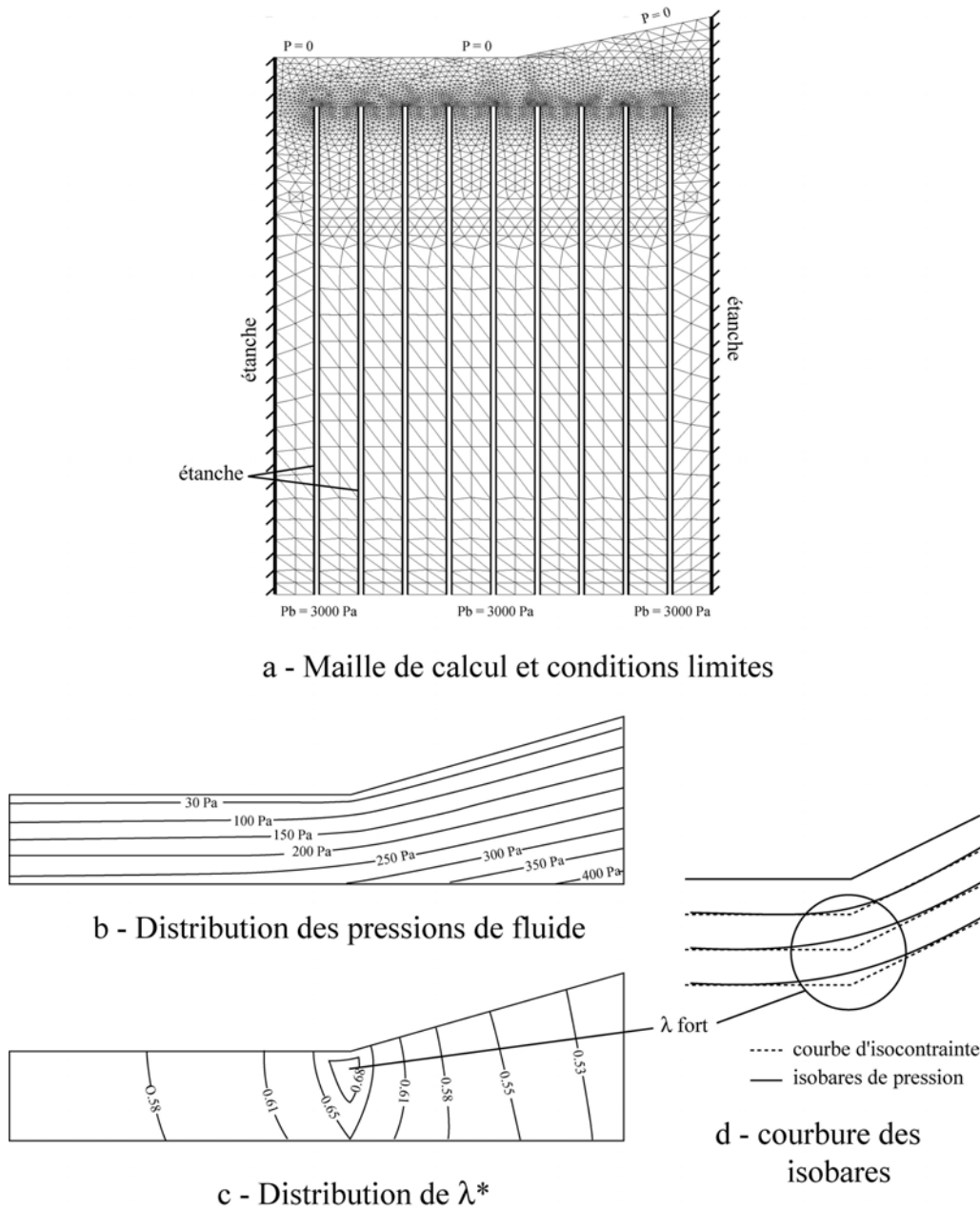


FIG.5.21 : Calcul de la distribution des pressions de fluide dans un modèle homogène placé au dessus du système d'injecteur (a). L'augmentation du paramètre λ^* (c) devant le prisme résulte d'une courbure des isobares (d)

La boîte contenant les modèles de sable étant cette fois faite de verre, les effets de bords sont faibles (figure 5.22) et nous pouvons suivre l'évolution de la déformation en coupe, en regardant d'un des côtés. Les modèles n'ont pas été mouillés puis coupés pour éviter d'introduire de l'eau dans les injecteurs.

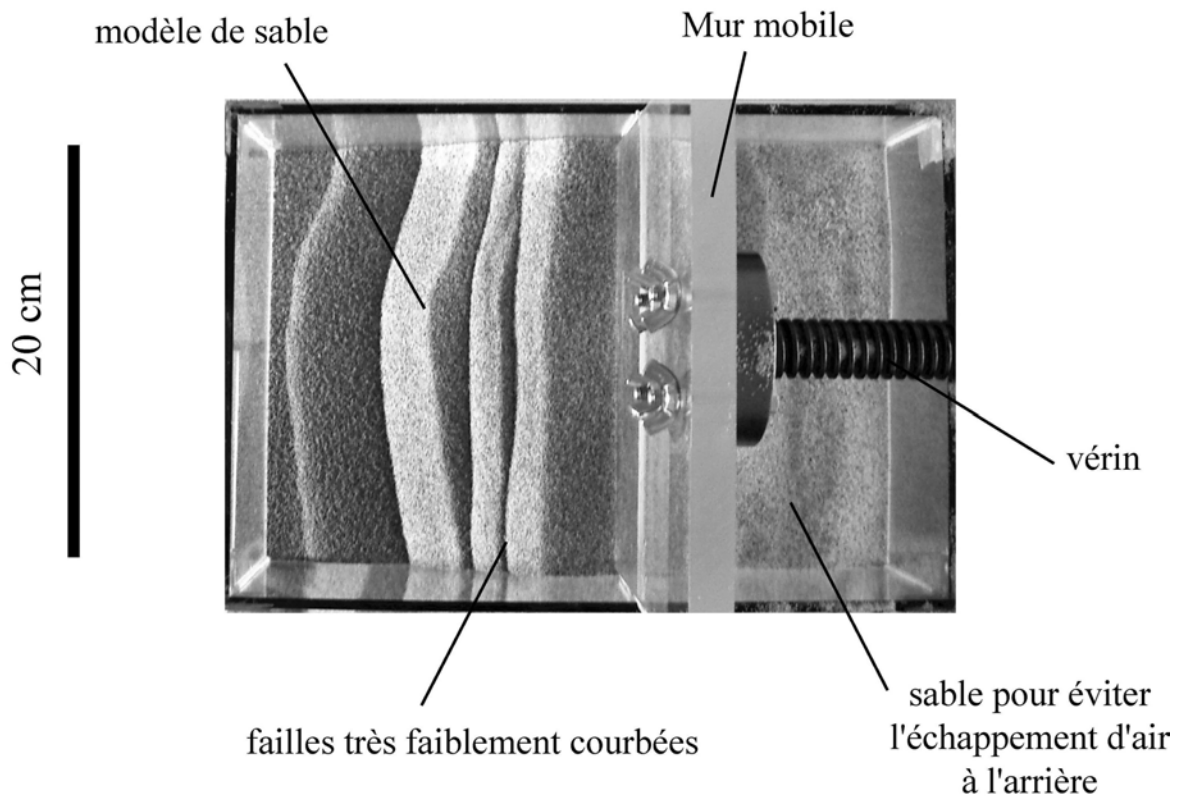


FIG.5.22 : Vue de dessus d'un modèle de sable construit puis déformé dans le dispositif de la figure 5.20. Les parois latérales de verre limitent les effets de bord. Les failles sont pratiquement rectilignes et la déformation cylindrique.

5.5.3 Expériences de compression avec fluide aux pores

Trois séries d'expériences et une expérience supplémentaire ont été réalisées. Tous les modèles ont une épaisseur de 3.5 cm. Seule la partie supérieure épaisse de 2.5 cm est déformée par une avancée régulière d'un piston. La partie basale reste intacte. La vitesse de déformation est de 20 cm/h. Les modèles, longs de 27 cm sont raccourcis de 10 cm en 30 minutes. Si cette vitesse peut paraître très grande en comparaison de celles couramment utilisées dans des modèles analogiques avec silicone (1cm/h), elle est en réalité extrêmement faible par rapport au temps de rééquilibrage des pressions de fluide (voir chapitre 3). Le fluide peut ainsi être considéré à l'état stationnaire. La pente basale des modèles est nulle. Bien que ce ne soit pas le cas des prismes naturels, nous avons préféré des modèles horizontaux pour éviter un trop grand nombre de paramètres à modifier. Avec une pente basale faible, nous nous plaçons dans le contexte des déformations de ceintures de chevauchements pour lesquels nos modèles sont tout à fait valables.

Chaque série d'expérience comporte 3 simulations réalisées à des pressions de fluide différentes: surpression nulle, moyenne et forte. Dans toutes les séries, les expériences à pression moyenne ont un λ^* à la base de la zone déformée de 0.6. Pour celles à forte pression, $\lambda^* = 0.8$. L'incertitude sur λ^* est estimée à ± 0.05 compte tenu des fuites possibles entre le réservoir et le modèle et la méconnaissance de l'état de compaction du sable des injecteurs.

A. Série 1

La première série de modèles a été construite avec du sable de granulométrie homogène (sable1) déposé au tamis (état compact, profil des pressions représenté sur la figure 5.34). Ces trois expériences sont présentées sur les figures 5.26 à 5.28 pages 136 à 138 (expériences PAH = Prismes Analogiques Homogènes).

La première expérience (fig. 5.26), réalisée sans surpression de fluide, montre une déformation très classique de prisme à base frottante. On observe:

- uniquement des chevauchements et aucun rétro-chevauchement;
- les chevauchements fonctionnent successivement et l'apparition d'un nouveau coïncide avec l'arrêt du précédent;
- il n'y a aucun décollement basal et les failles inverses émergent en surface au front du prisme. Cela correspond à un mode d'accrétion arrière et un sous-charriage de la matière avant son incorporation dans le prisme.
- les chevauchements s'empilent les uns sur les autres pour donner un prisme très raide (36° de pente)

Par opposition, le modèle soumis à une très forte surpression de fluide (fig. 5.28, page 138) montre un style de déformation radicalement différent:

- la pente de surface est moins grande (13 à 14°) et la déformation est beaucoup plus étalée;
- 2 chevauchements apparaissent simultanément au début de l'expérience.
- les chevauchements apparaissent successivement mais l'initiation d'un nouveau ne correspond plus à l'arrêt du précédent qui continue à fonctionner;
- les chevauchements émergent en surface, 3 à 4 cm en avant du relief déjà existant;
- un niveau de décollement horizontal semble se créer à la profondeur de la base du mur mobile. Dans leurs premiers stades de fonctionnement, les chevauchements sont raides et viennent s'enraciner dessus. Au fur et à mesure de la déformation, ils montrent une évolution particulière qui n'existait pas dans les expériences sans pression. La partie basale qui s'apparentait à un décollement migre vers le haut et les chevauchements deviennent rectilignes entre leur zone d'émergence en surface et le bas du piston. Cette évolution est représentée sur le schéma 5.23. Elle donne aux structures un aspect "ductile" où la déformation n'apparaît localisée sur des failles persistantes qu'en surface. En profondeur, les couches prennent un aspect plissé, en chevron. Le modèle semble ainsi évoluer vers une faille unique rectiligne plutôt que d'utiliser un décollement horizontal et une faille inverse qui nécessiterait l'apparition d'un rétro-chevauchement pour fonctionner (fig.5.23). En terme de mode d'accrétion, cela correspond à un début d'accrétion frontale qui évolue très rapidement en sous-charriage. Cette expérience a été réalisée à plusieurs reprises et la déformation a été similaire à chaque fois.

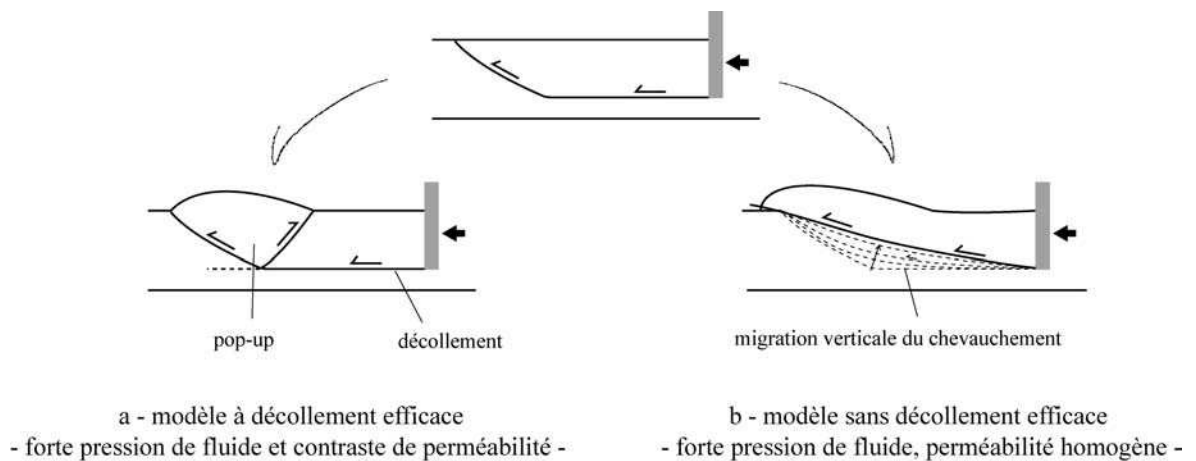


FIG.5.23 : Structures observées dans les modèles soumis à de fortes pressions de fluide. Lorsqu'un contraste de perméabilité est présent, le décollement est efficace et il se crée un pop-up. Lorsque le sable est homogène, on observe une migration du chevauchement qui devient rectiligne.

L'expérience à pression moyenne ($\lambda^* = 0.6$, fig.5.27) montre des caractéristiques propres aux deux précédentes:

- la pente de surface est de 25° ;
- les failles ont tendance à s'empiler les unes sur les autres;
- on observe une légère migration des chevauchements qui émergent en avant du piston.
- il n'y a pas vraiment de rétro-chevauchement.
- le dernier chevauchement qui apparaît (fig. 5.27.h), émerge très loin devant, ce qui traduit un détachement basal.

Exp. PAH1 : modèle de sable homogène, pression de fluide nulle ($\lambda^* = 0$)

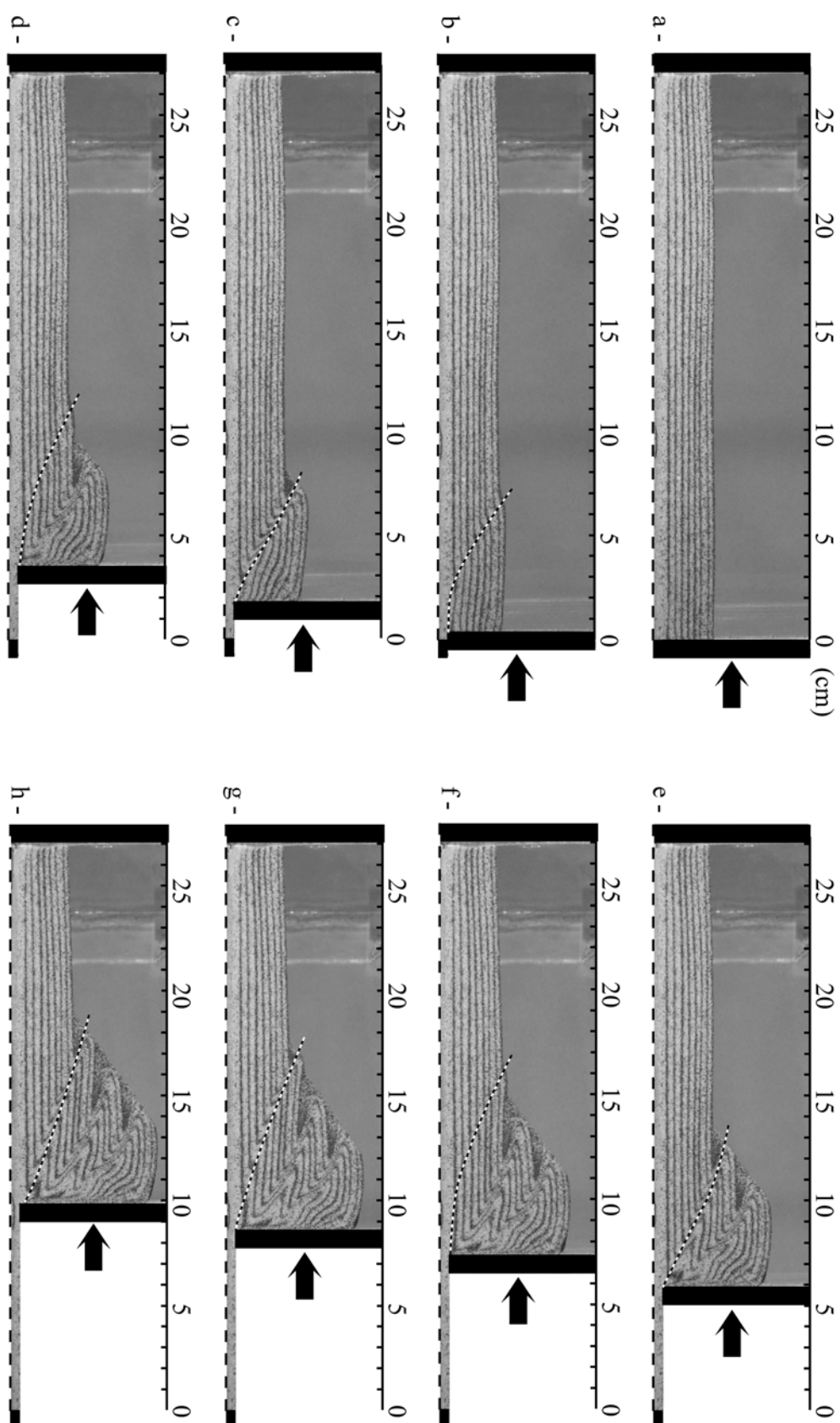


fig.5.26

Exp. PAH2: modèle de sable homogène, pression de fluide moyenne ($\lambda^* = 0.6$)

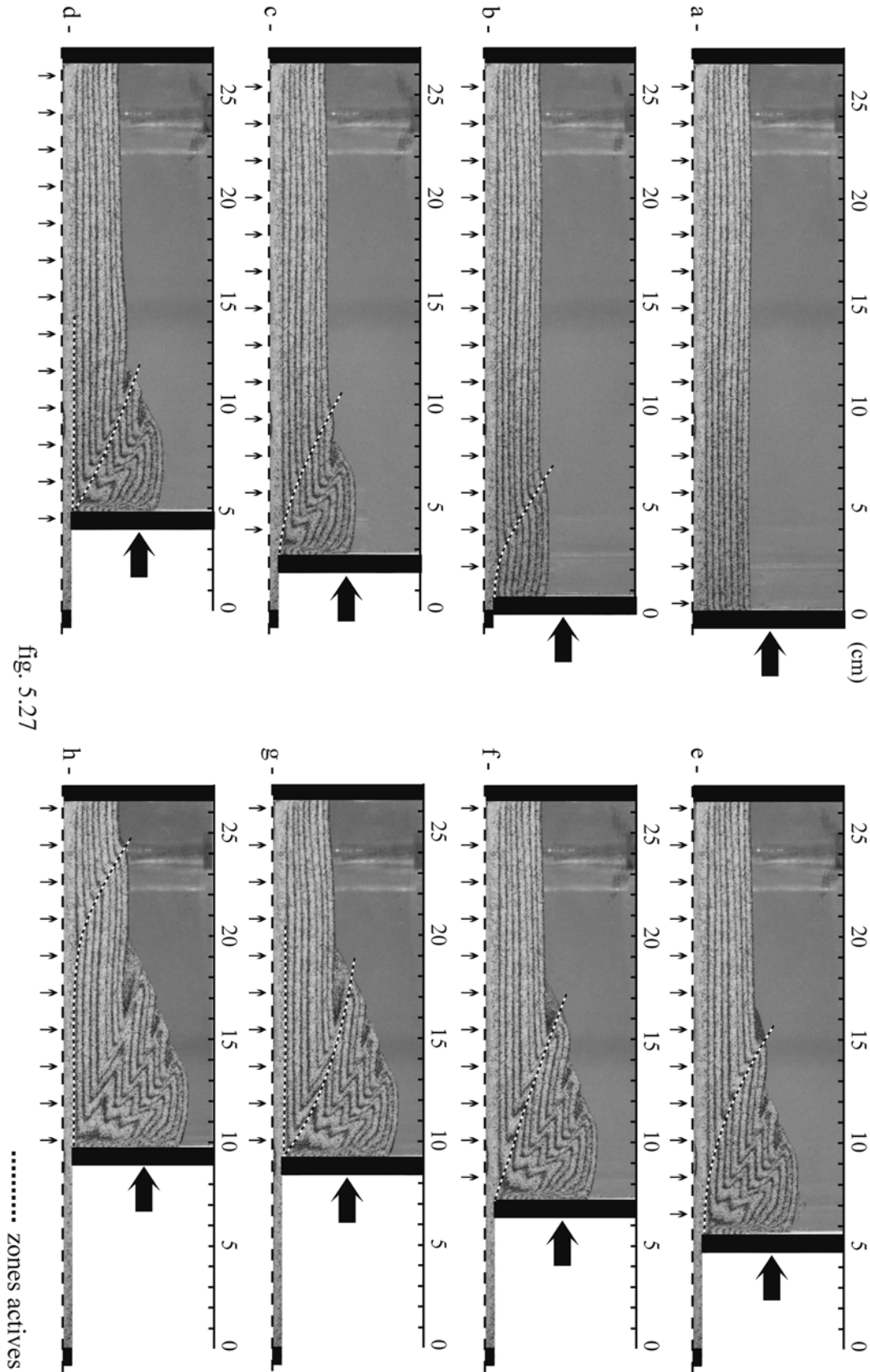


fig. 5.27

Exp. PAH3: modèle de sable homogène, pression de fluide forte ($\lambda^* = 0.8$)

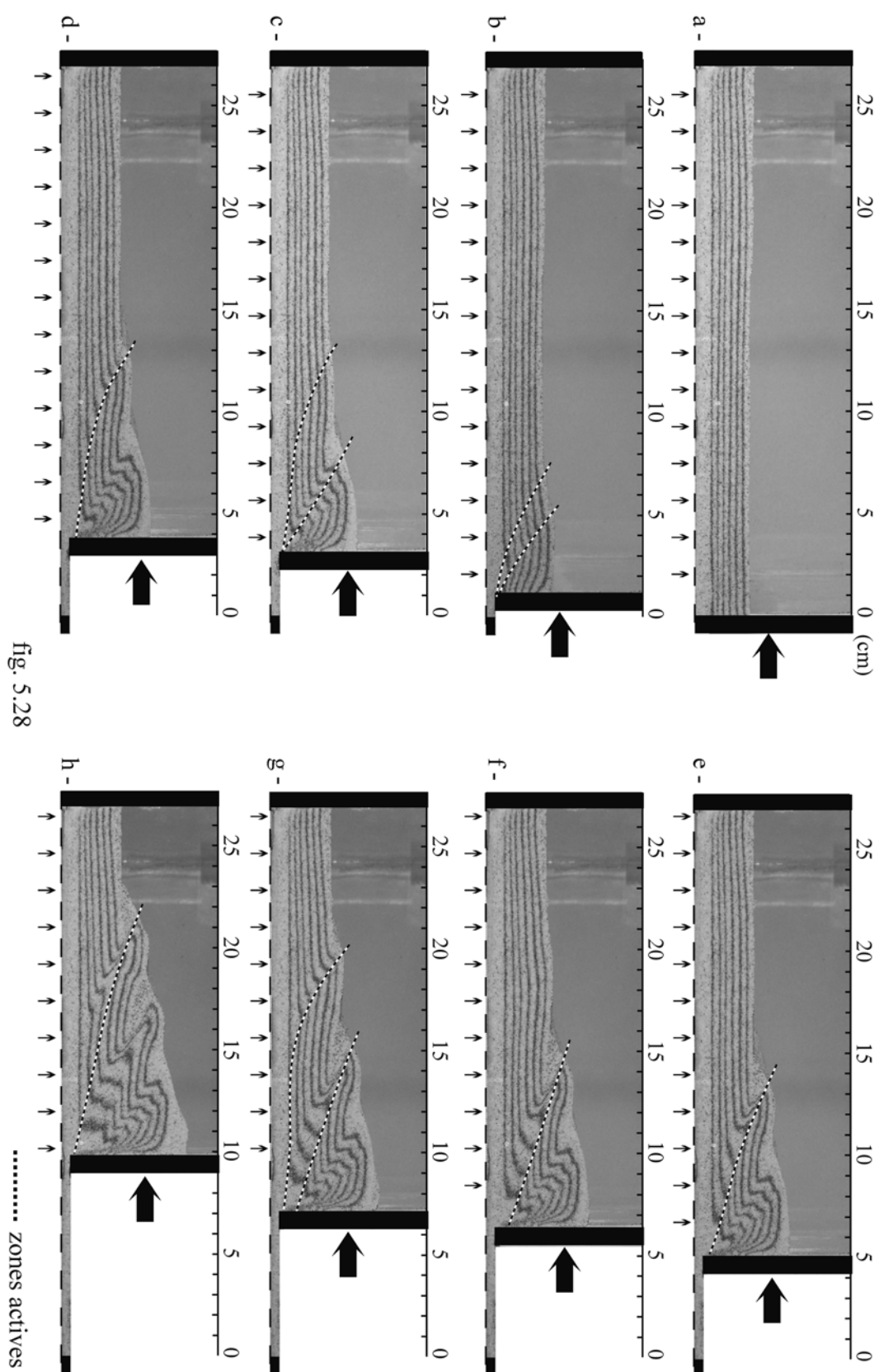


fig. 5.28

Exp. PAC1 : modèle à fort contraste de perméabilité, pression de fluide nulle ($\lambda^* = 0$)

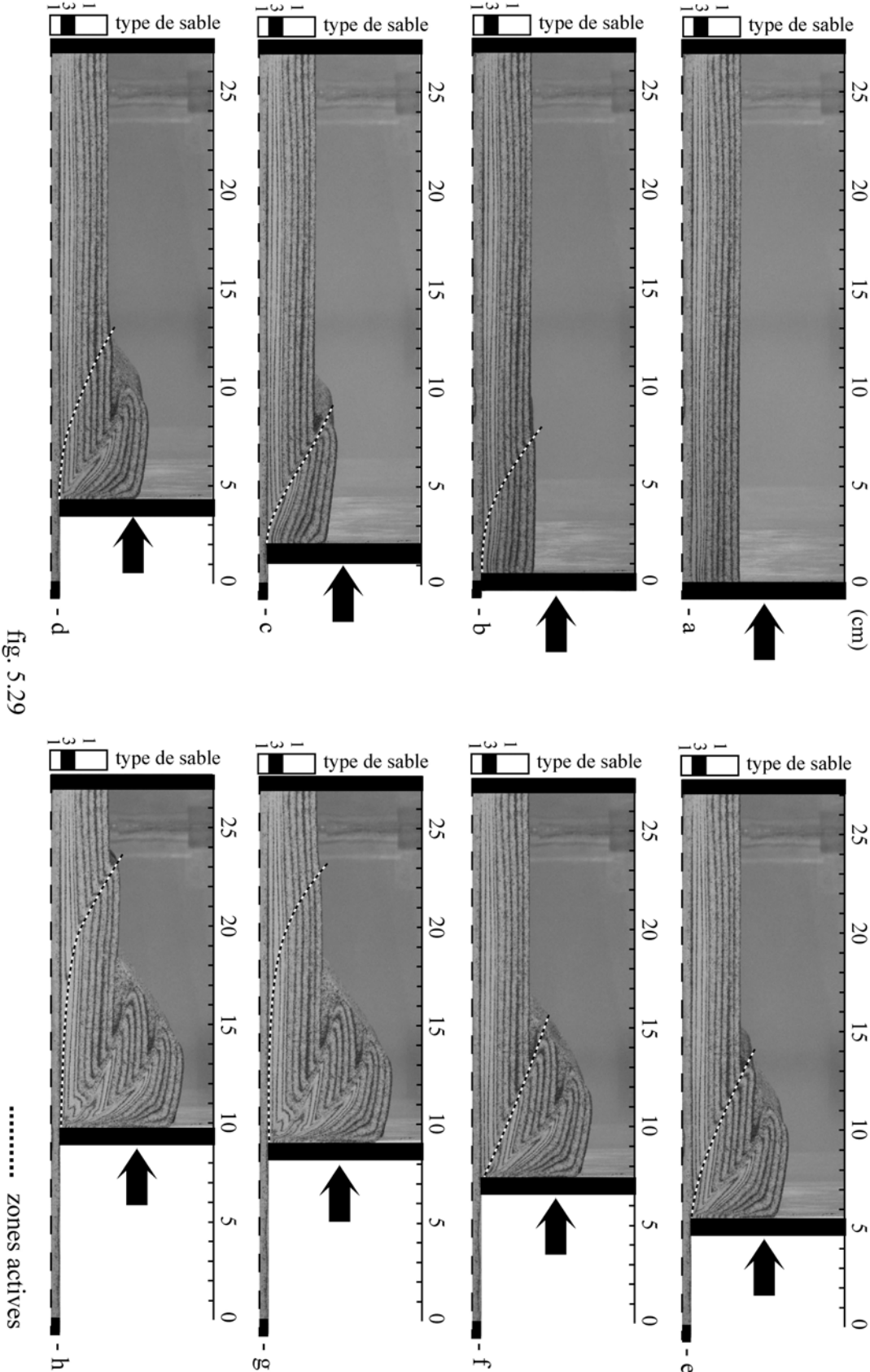


fig. 5.29

Exp. PAC2: modèle à fort contraste de perméabilité, pression de fluide moyenne ($\lambda^* = 0.6$)

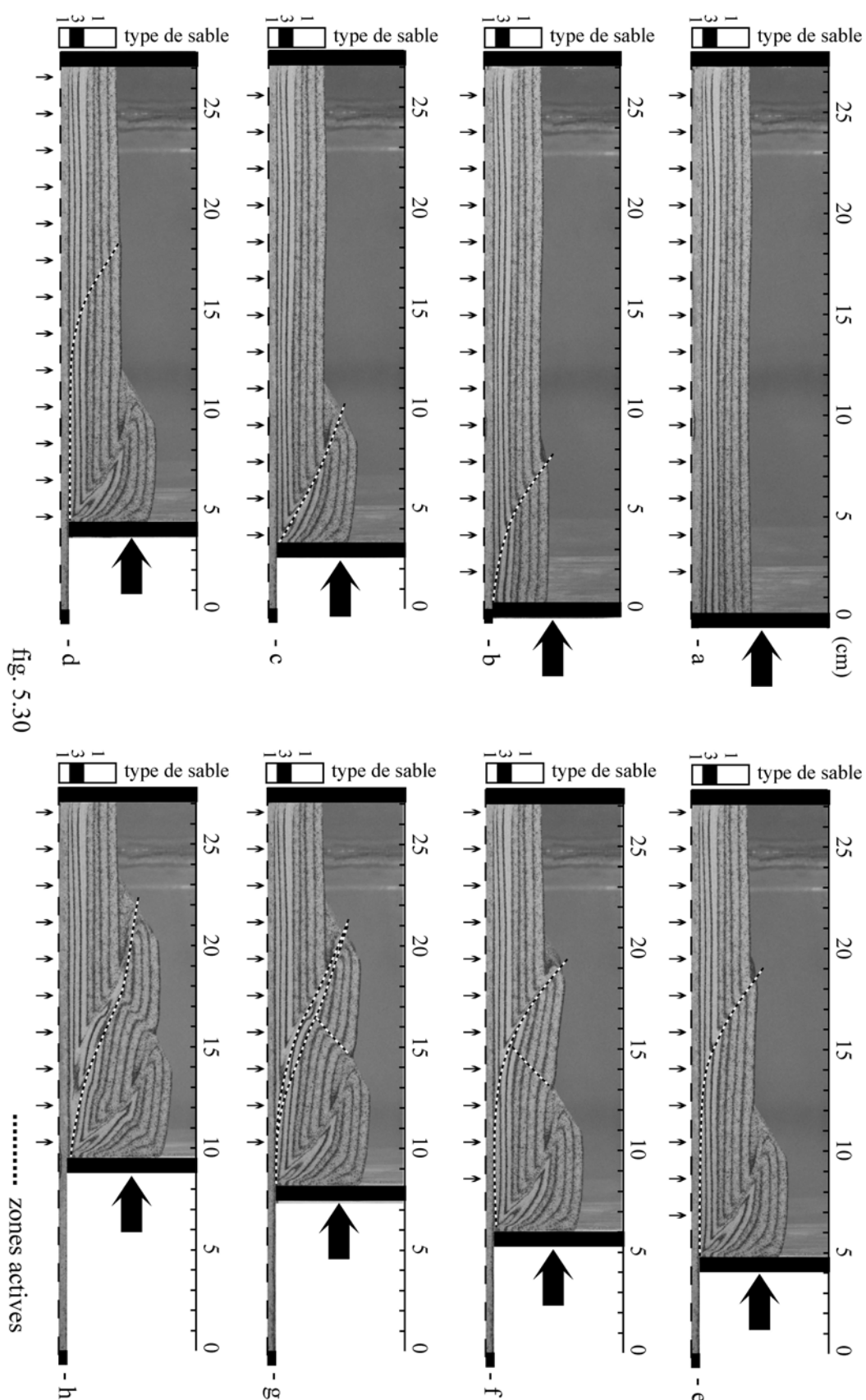


fig. 5.30

..... zones actives

Exp. PAC3: modèle à fort contraste de perméabilité, pression de fluide forte ($\lambda^* = 0.8$)

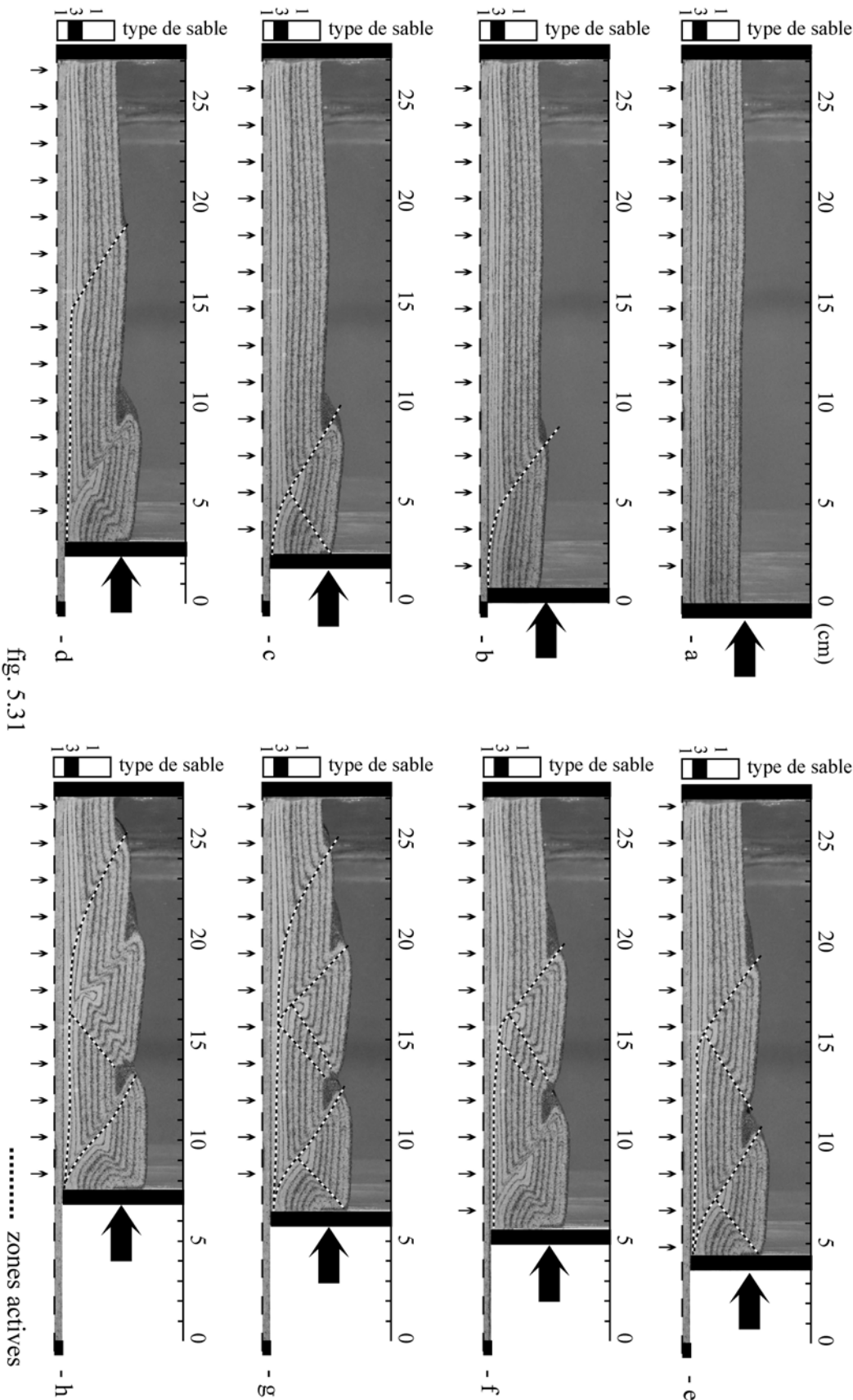
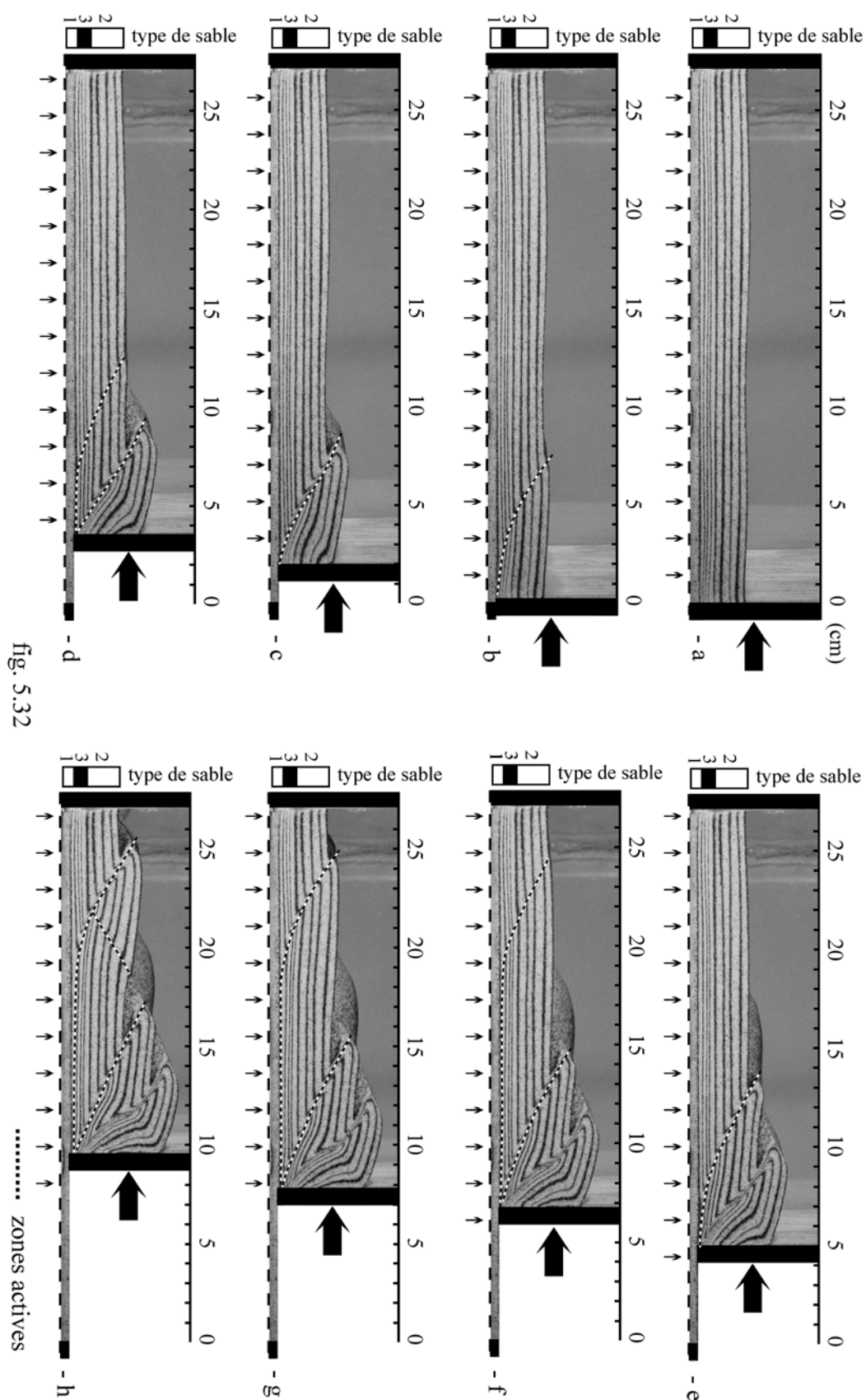


fig. 5.31

Exp. PAC4: modèle à faible contraste de perméabilité, pression de fluide moyenne ($\lambda^* = 0.6$)



Exp. PAC5: modèle à faible contraste de perméabilité, pression de fluide forte ($\lambda^* = 0.8$)

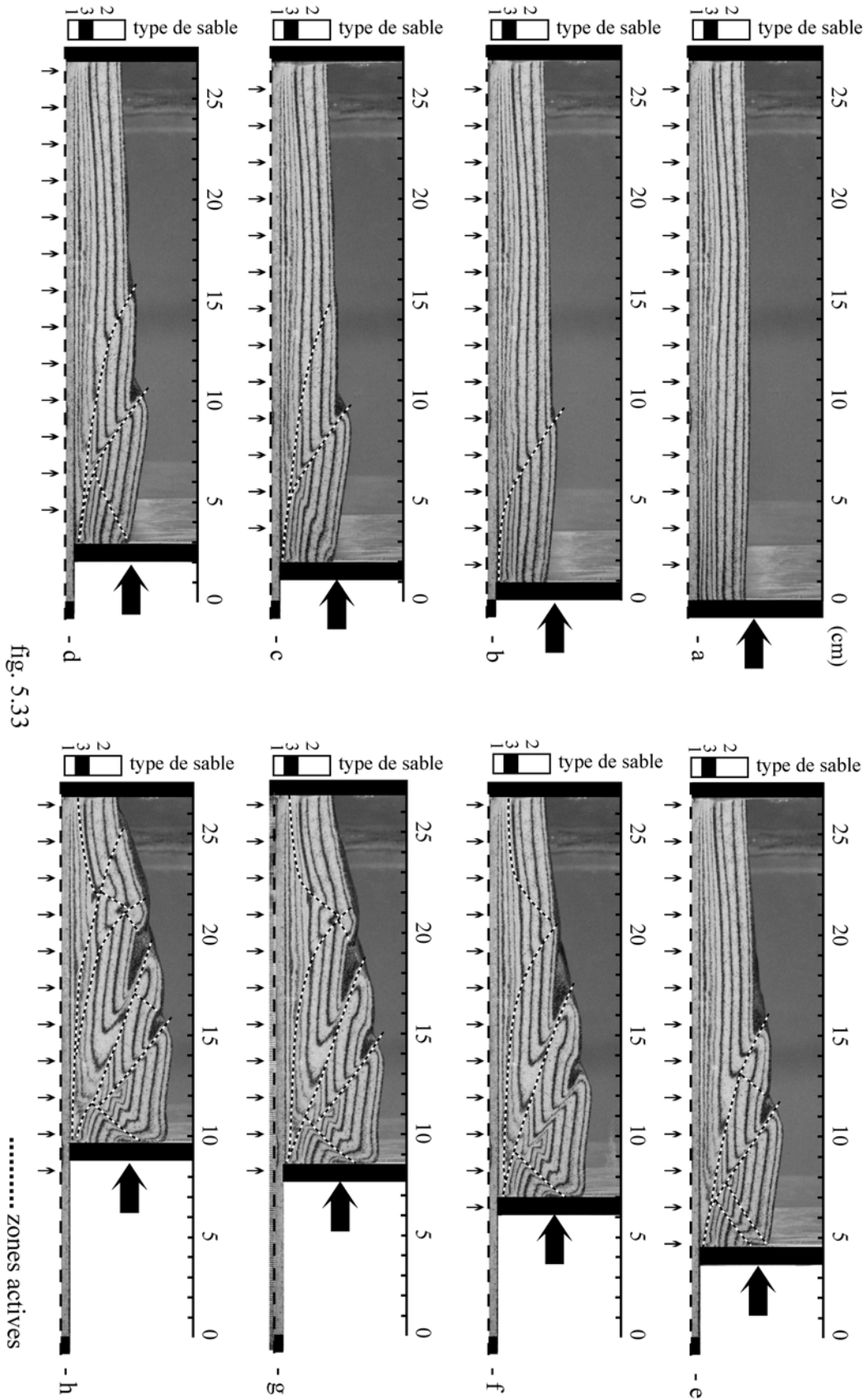


fig. 5.33

B. Série 2

Les modèles de la deuxième série d'expériences (fig. 5.29 à 5.31, pages 139 à 141, expériences PAC = Prismes Analogiques multiCouches)) ont été construits en 3 couches. Une première couche basale, sous le mur mobile utilise du sable grossier (sable 1). Puis vient par dessus 1 cm de sable fin (sable 3) de plus faible perméabilité. Cette couche est facilement identifiable sur les photographies en raison de sa texture moins granuleuse. Par dessus ce niveau fin, 1.5 cm de sable grossier terminent le modèle. Par la présence de la couche de faible perméabilité, le profil vertical de pression apparaît comme une ligne brisée (fig. 5.34) où le λ^* maximum se situe à la base de ce niveau. C'est ici que la résistance au cisaillement horizontal est la plus faible et où doivent apparaître les détachements.

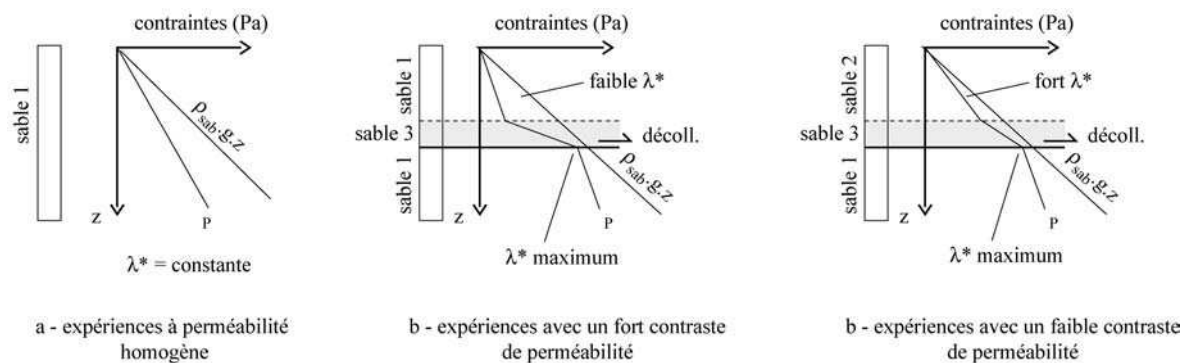


FIG.5.34 : Forme des profils de pression pour les 3 séries d'expériences.

L'expérience PAC1 (fig.5.29), réalisée sans pression de fluide, est pratiquement identique à l'expérience 1. Seul le tout dernier stade de déformation est différent. En effet, une faille inverse se forme, très en avant du biseau. Cela traduit une différence de comportement mécanique du sable fin qui apparaît moins résistant que le sable 1.

L'expérience PAC3 ($\lambda^* = 0.8$) (fig.5.31) montre une déformation radicalement différente de toutes celles déjà observées.

- Le modèle accommode toute la déformation par une série successive de pop-up (chevauchement/retro-chevauchement) qui viennent s'enraciner dans le niveau de faible perméabilité.
- Le chevauchement initial s'accompagne très tôt d'un rétro-chevauchement. Ceci n'avait pas encore été observé.
- Après seulement 3 cm de raccourcissement, on observe une grande fente de tension horizontale qui s'ouvre dans la couche de sable fin entre le premier pop-up et la côte 15 cm. C'est à cet endroit que le deuxième pop-up s'initie. La fente de tension est alors reprise en cisaillement et semble servir de niveau de décollement. L'apparition du rétro-chevauchement est quasi-simultanée à celle du chevauchement et ces deux failles accommodent la même quantité de déformation (structure symétrique).
- La 2^{ème} structure se développe alors que le premier pop-up continue à fonctionner.
- La fin de l'expérience est très influencée par le mur de gauche qui empêche visiblement la déformation de se propager. Un dernier chevauchement apparaît en avant ainsi qu'un

deuxième rétro-chevauchement dans le deuxième pop-up. Le premier pop-up se remet à fonctionner. Les derniers stades ne sont donc pas représentatifs.

- La surface du modèle sur la photographie 5.31h est quasi-horizontale.

L'expérience à pression moyenne est figurée en page 140. Elle montre des différences avec la précédente qui traduisent une efficacité plus faible du décollement:

- la première structure ne s'accompagne pas de rétro-chevauchement et le relief développé est plus important;
- Un deuxième chevauchement s'initie, comme dans l'expérience PAC3, à la côte 15 cm mais après 4.5 cm de raccourcissement contre 3 cm dans l'autre. Cette nouvelle structure est donc moins éloignée du premier chevauchement. Le développement du rétro-chevauchement associé se trouve en partie bloqué par cette proximité. Le chevauchement absorbe alors plus de déformation. Le blocage du rétro-chevauchement sur la figure 5.30f provoque la formation d'une nouvelle faille inverse plus plate, en arrière, et qui reprend la partie supérieure du pop-up lui permettant d'être poussée en avant sans difficulté. Cet enchaînement crée une structure caractéristique figurée sur le schéma 5.36b (Colletta et al., 1991; Storti et al., 1997) que l'on ne retrouve ni dans les expériences à plus forte pression ni dans celles à plus basse. En revanche on la retrouve très clairement dans la coupe réalisée dans l'expérience PACL1 (fig.5.35). Cette expérience a été réalisée sur le dispositif décrit au chapitre 6 qui est beaucoup plus grand. La condition de pression était assez similaire (injecteurs remplis de sable et $\lambda^* = 0.6$ sous le niveau de faible perméabilité), et la structure verticale du modèle était la même. Nous n'avons réalisé qu'une seule expérience sur ce dispositif; nous étions en effet, pour ce modèle, au débit maximal du compresseur d'air (surface du modèle trop grande).

Exp. PACL1: modèle à fort contraste de perméabilité, pression de fluide moyenne ($\lambda^* = 0.6$)

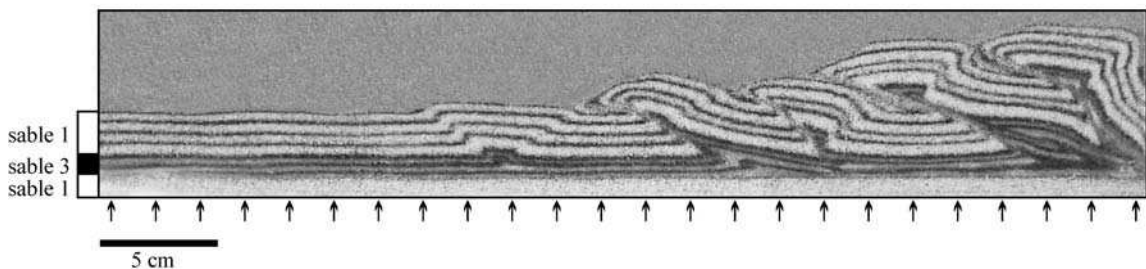


FIG.5.35 : Modèle réalisé sur la table à injection d'air décrite au chapitre 6

C. Série 3

Les modèles de la troisième série (fig. 5.32 et 5.33, pages 142-143) ont été construits de la même manière que ceux de la deuxième. Nous avons simplement remplacé les 1.5 cm de sable 1 du sommet par 1.5 cm de sable 2, de perméabilité plus faible. Le contraste de perméabilité entre couche de sable fin et niveau supérieur est ainsi plus faible et la pression de fluide dans ce dernier est ainsi plus élevée. Deux expériences ont été réalisées: pression moyenne et forte.

L'expérience à pression moyenne (fig. 5.32) a développé un très fort effet de bord. L'interprétation en coupe est donc sujette à caution. On voit deux chevauchements se développer successivement et s'empiler l'un sur l'autre. Un troisième s'initie beaucoup plus en avant, près du mur de gauche, accompagné d'un rétro-chevauchement.

L'expérience à forte pression est beaucoup plus intéressante.

- Au début, se développe un pop-up, comme dans l'expérience PAC3.
- Très rapidement un deuxième chevauchement en avant se met en place. Il évolue de la même manière que dans l'expérience PAH3 en migrant vers le haut et en donnant un aspect assez plissé aux couches en profondeur.
- Ce deuxième chevauchement est proche du premier pop-up et un rétro-chevauchement n'apparaît que dans la partie supérieure. La déformation n'est donc pas renvoyée aussi en avant que dans l'expérience PAC3.
- la fin de l'expérience montre le développement de failles multiples (3 ou 4) de vergences variées et qui semblent très vite se bloquer. Le bord gauche du modèle joue sûrement un rôle non négligeable, mais il semblerait que la déformation n'arrive pas à se localiser aussi bien que dans le modèle PAC3 où la pression était plus faible dans la couche supérieure. le nombre de failles, au final, est de 7 ou 8 contre 3 à 6 dans les autres expériences.

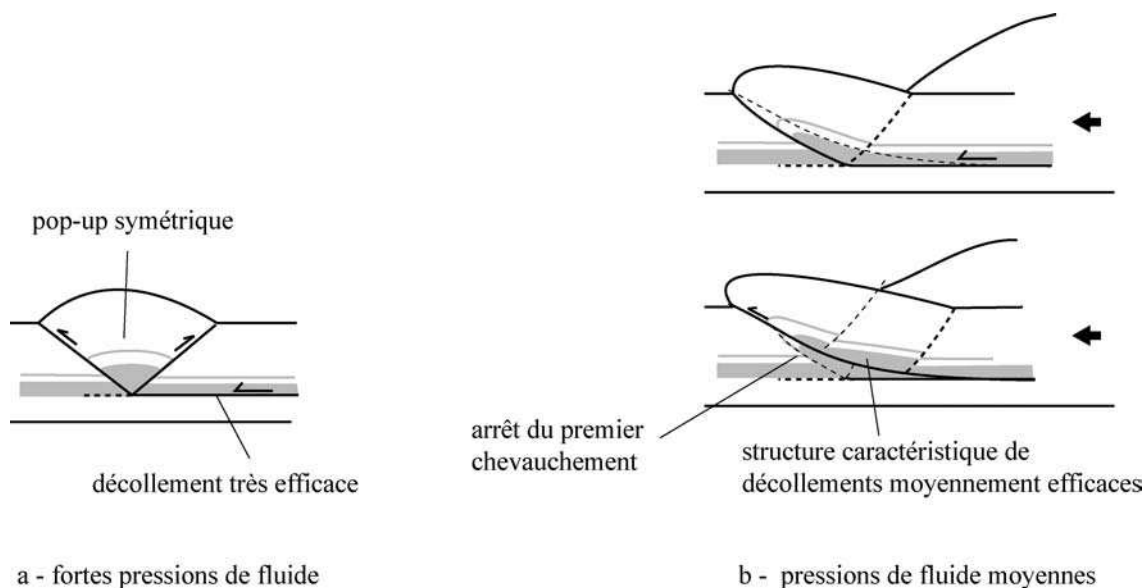


FIG.5.36 : Structures observées selon l'efficacité du décollement (intensité des pressions de fluide). Quand le décollement est très efficace, des pop-up symétriques apparaissent en avant du prisme (a). Lorsqu'il l'est moins, un pop-up dissymétrique se développe. Il est rapidement repris par un second chevauchement moins raide que le premier (b).

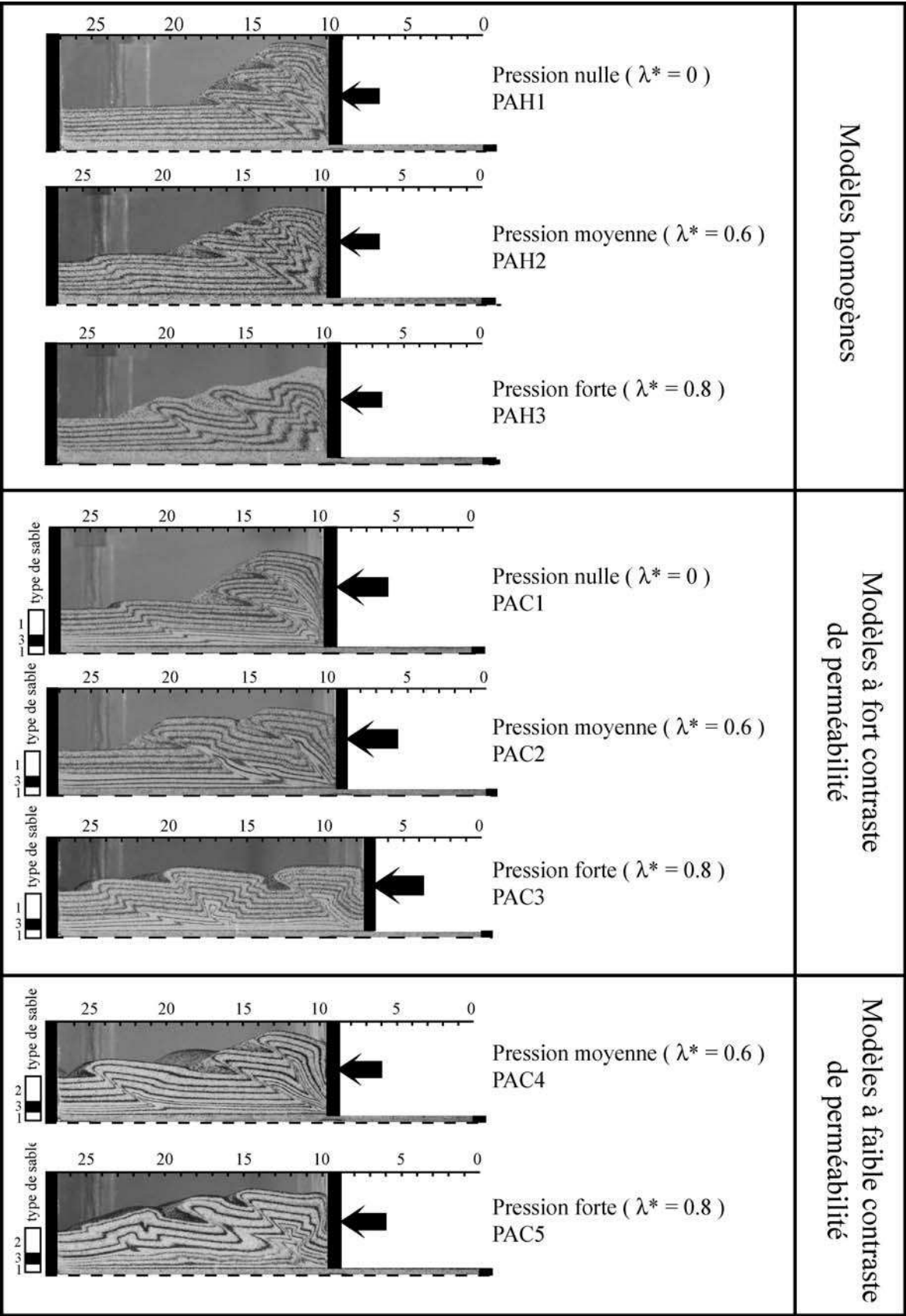


fig. 5.37 - stades finaux des expériences -

D. Résumé des observations et discussion

Les expériences que nous venons de décrire nous ont permis de vérifier certains points (fig. 5.37)

- La dépendance de l'angle du prisme avec la pression de fluide sur le décollement et à l'intérieur. Ceci confirme bien les résultats de Cobbold et al (2001) et est en accord avec la théorie du biseau critique. Nous n'avons pas confronté systématiquement le modèle de Dahlen avec nos expériences pour plusieurs raisons:
 - l'incertitude sur λ^* ,
 - la sensibilité très forte de la solution de Dahlen lorsque $\mu \approx \mu_b$, ce qui était le cas dans la série 1,
 - la difficulté à mesurer une pente représentative sur nos prismes qui ne sont sûrement pas assez développés.

La théorie de Dahlen donne cependant une pente de l'ordre de 4° pour un prisme dans des conditions similaires à l'expérience PAC3 ($\mu = 1.2$, $\lambda = 0.6$, $\mu_b = 1$, $\lambda_b^* = 0.8$) ce qui est du même ordre de grandeur que ce qui est mesuré expérimentalement.

- Le changement du mode d'accrétion en fonction des conditions de glissement à la base (liée à la pression du fluide). Lorsque le décollement est efficace (exp. PAC3, PAC5), l'accrétion est frontale, tandis qu'en l'absence de niveau de faible résistance, le matériel passe sous le prisme avant d'y être incorporé. Ceci est en accord avec de nombreux autres résultats d'expériences (Gutscher et al., 1998b; Mulugeta, 1988).

Nos expériences montrent également que pour créer un très bon niveau de décollement qui délocalise très bien la déformation vers l'avant, une surpression de fluide ne suffit pas. L'expérience PAH3 réalisée sous forte pression n'a développé que temporairement un décollement basal qui a ensuite migré pour se transformer en chevauchement. En revanche, dans les expériences des séries 2 et 3 où il y avait un contraste de perméabilité, le décollement se développait très bien dans la zone à fort λ^* . Le décollement de l'expérience PAC3 a été également beaucoup plus efficace que dans l'expérience PAC5 où la différence de perméabilité était moins importante entre le niveau de sable fin et la couche supérieure. Dans ce modèle, la forte pression de fluide présente dans la zone au dessus du détachement favorisait sa déformation et limitait la propagation de la contrainte tectonique vers l'avant.

Un bon décollement doit en effet être un niveau de plus faible résistance que le milieu alentour. Le contraste de perméabilité entre le niveau où se situe le décollement et la partie sus-jacente apparaît donc fondamental puisque c'est lui qui définit la résistance relative des deux niveaux en contrôlant la distribution des pressions. Nous avons pu créer un détachement très efficace dans l'expérience PAC3 en utilisant un contraste de perméabilité ($k_{\text{sable1}} / k_{\text{sable3}}$) d'à peine 4. Dans les cas naturels, les contrastes de perméabilité entre des formations sableuses et des niveaux d'argile dépassent les 1000, ce qui laisse présager de l'efficacité de décollements dans de telles conditions (voir l'exemple du profil de pression du chapitre 1, fig.1.10).

Nous avons également montré dans plusieurs expériences que la déformation avait du mal à se localiser sur des failles précises lorsque la pression de fluide était importante. Nous avons observé ce phénomène plusieurs fois:

- en début d'expérience PAH3, le premier chevauchement était double,

-on a suivi une migration des chevauchements dans les expériences PAH3 et PAC5 qui avait en commun une forte pression dans la partie supérieure,

-le modèle PAC5 a développé des failles multiples au dessus du niveau de décollement. Ces failles apparaissaient mais semblaient se bloquer très rapidement.

Ceci peut être interprété comme une conséquence des très faibles contraintes effectives mises en jeu. Le schéma 5.38 montre des cercles de contraintes à la rupture et sur une faille ayant subi une perte de friction (liée par exemple à la dilatance), σ_1 est maintenu constant. La différence de contrainte déviatorique entre les deux états dépend de σ_1 . Donc pour des contraintes très faibles, il n'y a pratiquement pas de différences entre l'état de contrainte à la rupture et celui défini sur la faille active. Une très faible perturbation des contraintes pourra ainsi suffire à activer une nouvelle faille.

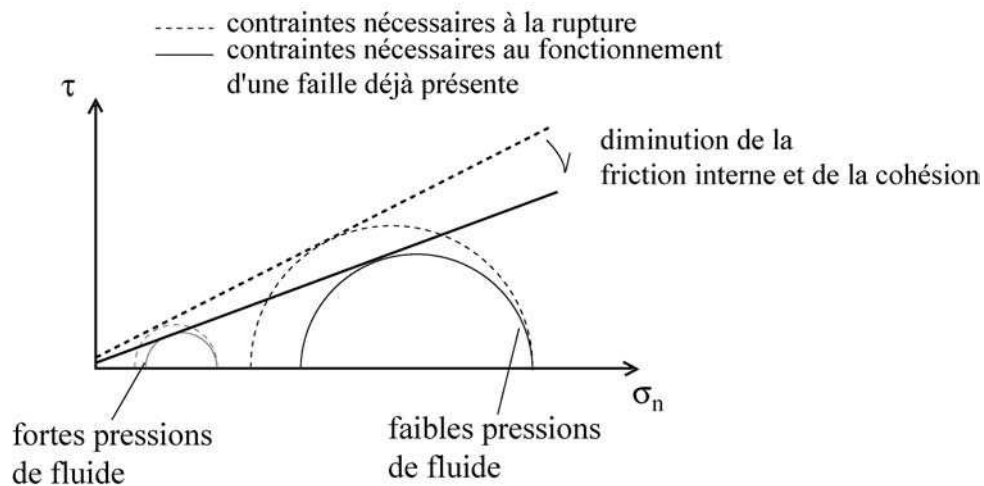


FIG.5.38 : Illustration de l'effet de la pression du fluide sur l'écart entre l'état de contrainte à la rupture et l'état de contrainte sur une faille déjà activée.

Cette relation entre déformation diffuse et pression de fluide dans du sable soumis à un gradient de pression (état stationnaire) devra être précisée par des expériences supplémentaires dans des systèmes plus longs et en utilisant des techniques de suivi de particule (PIV = particle image velocimetry) ou de rayons X (Colletta et al., 1991; Wolf et al., 2003). Ce type de comportement pourrait, en effet, être mis en relation avec le comportement apparemment ductile de nombreux niveaux d'argile en surpressions dans des environnements variés (mobile shales).

Il est difficile de comparer dans le détail nos expériences avec les coupes de Cobbold et al. (2001) en raison de l'imprécision des tracés. Cependant, globalement, les expériences semblent être en bon accord. Notamment l'expérience b6 (fig. 5.20) développe deux pop-up et une faille en avant comme dans l'expérience PAC3. On peut noter cependant que l'angle de stabilité du prisme de l'expérience b6 est très important: 10° contre 4° dans notre modèle PAC3. C'est sûrement la conséquence de la condition de pression constante à la base.

5.5.4 Conclusion des expériences analogiques

Ces nouvelles expériences constituent une avancée par rapport aux modèles de Cobbold et al. (2001) puisqu'elles nous ont permis de:

- vérifier l'action des fluides sur la forme des prismes,
- montrer l'importance des contrastes de perméabilité sur l'initiation et le fonctionnement des décollements,
- vérifier le rôle du décollement sur le mode d'accrétion,
- souligner une déformation plus diffuse à forte pression de fluide,

Ces expériences pourront encore être améliorées par l'utilisation de matériaux encore plus fins pour augmenter le contraste de perméabilité, par une augmentation de la dimension des modèles et par un suivi de la déformation par des méthodes d'imagerie diverses (PIV, rayons X).

5.6 Modélisation numérique de la déformation compressive avec fluide aux pores

Nous avons utilisé la méthode aux éléments distincts (ED) avec fluide, décrite au chapitre 4, pour simuler la formation de prismes. Cette méthode numérique est relativement peu utilisée pour simuler des phénomènes tectoniques de grande échelle. La méthode aux éléments finis est en général préférée car elle peut traiter de tout type de rhéologie. En éléments distincts, on peut citer quelques travaux récents (Burbidge, 2000; Burbidge and Braun, 2002; Morgan, 1997; Saltzer and Pollard, 1992; Vietor and Oncken, 2002; Yamada and Matsuoka, 2002).

Comme nous l'avons dit au chapitre 4, les simulations de Burbidge et Braun (2002) nous paraissent les plus convaincantes et nous ont motivé à utiliser cette méthode.

5.6.1 Choix des paramètres des modèles

Nous avons choisi de simuler des systèmes analogues à ceux de nos expériences. Les modèles numériques sont construits dans une boîte de 50 cm de long et on une épaisseur de 4 cm. Les disques ont des rayons de 0.7 mm en moyenne et le nombre total d'éléments avoisine les 15000. En épaisseur, le modèle compte une quarantaine de disques, ce qui est 2.5 fois plus que les modèles de Burbidge et Braun (2002). La résolution est donc sensiblement améliorée.

Comme nous l'avons discuté au chapitre 4, les coefficients d'élasticité k_n et k_s des éléments sont dimensionnés par rapport à un système d'échelle réelle de 4 km d'épaisseur. Nous avons pris $k_n = 1000$ et $k_s = 350$ (relativement similaires aux valeurs de Burbidge et Braun (2002)).

Le coefficient de frottement des disques vaut 0.5. Le coefficient de friction global varie de 0.25 à 0.30 selon l'empilement, ce qui est extrêmement faible en comparaison des coefficients de friction traditionnels des modèles de sable ou des roches naturelles (voir chapitre 4).

Pour des éléments de densité 2.5, le pas de temps utilisé (équation 4.22) est de $6.6e^{-6}$ s. La déformation des modèles consiste en une compression de 20 cm (40%) en 5.5 millions de pas de temps. Cela donne une vitesse de déformation de 0.5 cm/s. Même si cette vitesse peut paraître rapide, elle est beaucoup plus faible que celle utilisée par Burbidge et Braun (2002) qui comprimaient leurs modèles en 2 millions de pas de temps seulement. Ces expériences requièrent beaucoup d'itérations, ce qui limite le nombre d'éléments utilisables dans des temps de calcul raisonnables. Le temps de calcul d'une expérience de 15000 éléments avec fluide aux pores et

5.5 M de pas de temps est approximativement de 24 h. Des expériences avec quatre fois plus d'éléments (rayon divisé par 2) sont donc tout à fait envisageables. La durée de calcul étant plus ou moins proportionnelle au nombre d'éléments.

La distribution des pressions de fluide est toujours calculée à l'état stationnaire et est réactualisée dès qu'un élément a parcouru la distance $R_{\max}/2$ ($R_{\max}$ = rayon maximum). Nous nous plaçons ainsi dans les mêmes conditions que nos expériences analogiques. Aucune surpression transitoire n'est créée.

Les expériences avec fluide sont réalisées avec une pression maintenue constante à la base du modèle durant toute la durée de l'expérience. Nous avons entrepris également des simulations à flux d'air constant à la base, mais au moment de la rédaction de la thèse, les calculs n'étaient pas terminés.

5.6.2 Configuration initiale

Dans un modèle d'éléments finis, l'état initial ne dépend que de la géométrie du système, des conditions limites et des paramètres rhéologiques donnés à chaque élément de la maille. Dans un modèle d'éléments distincts granulaire, l'empilement initial des disques est un paramètre fondamental supplémentaire. Comme dans les modèles analogiques où l'on déposait le sable soit en le versant soit en le passant au tamis, il existe un certain nombre de techniques permettant de créer des empilements de grains avec des propriétés différentes. Un empilement est caractérisé par sa compacité ($1-\phi$), sa distribution de taille des grains et le désordre géométrique qu'il peut y avoir dans l'arrangement des grains.

A. Empilement hexagonal compact (EHC) de disques de même taille

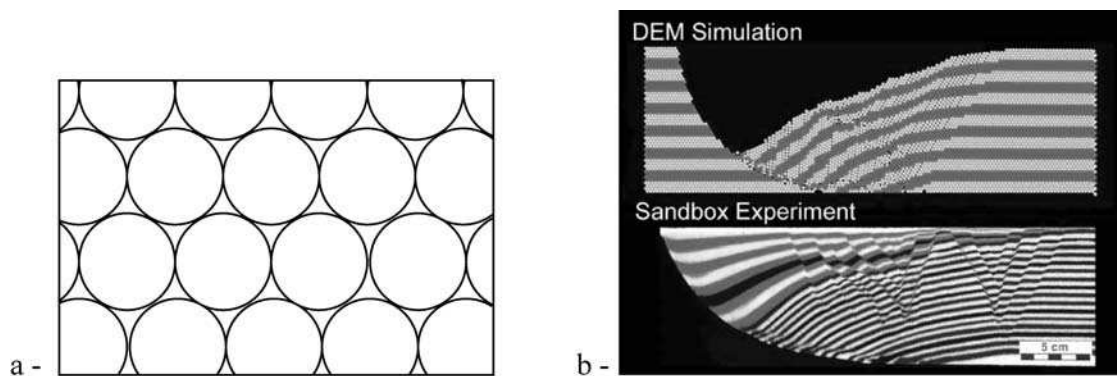


FIG.5.39 : (a) Empilement hexagonal compact de disques. (b) Simulation numérique d'une extension à partir d'un empilement hexagonal compact (Yamada et Matsuoka, 2002). L'orientation des failles est dictée par la structure de l'empilement.

Expérience de déformation d'un empilement
hexagonal compact 2D de billes de 6 mm de diamètre

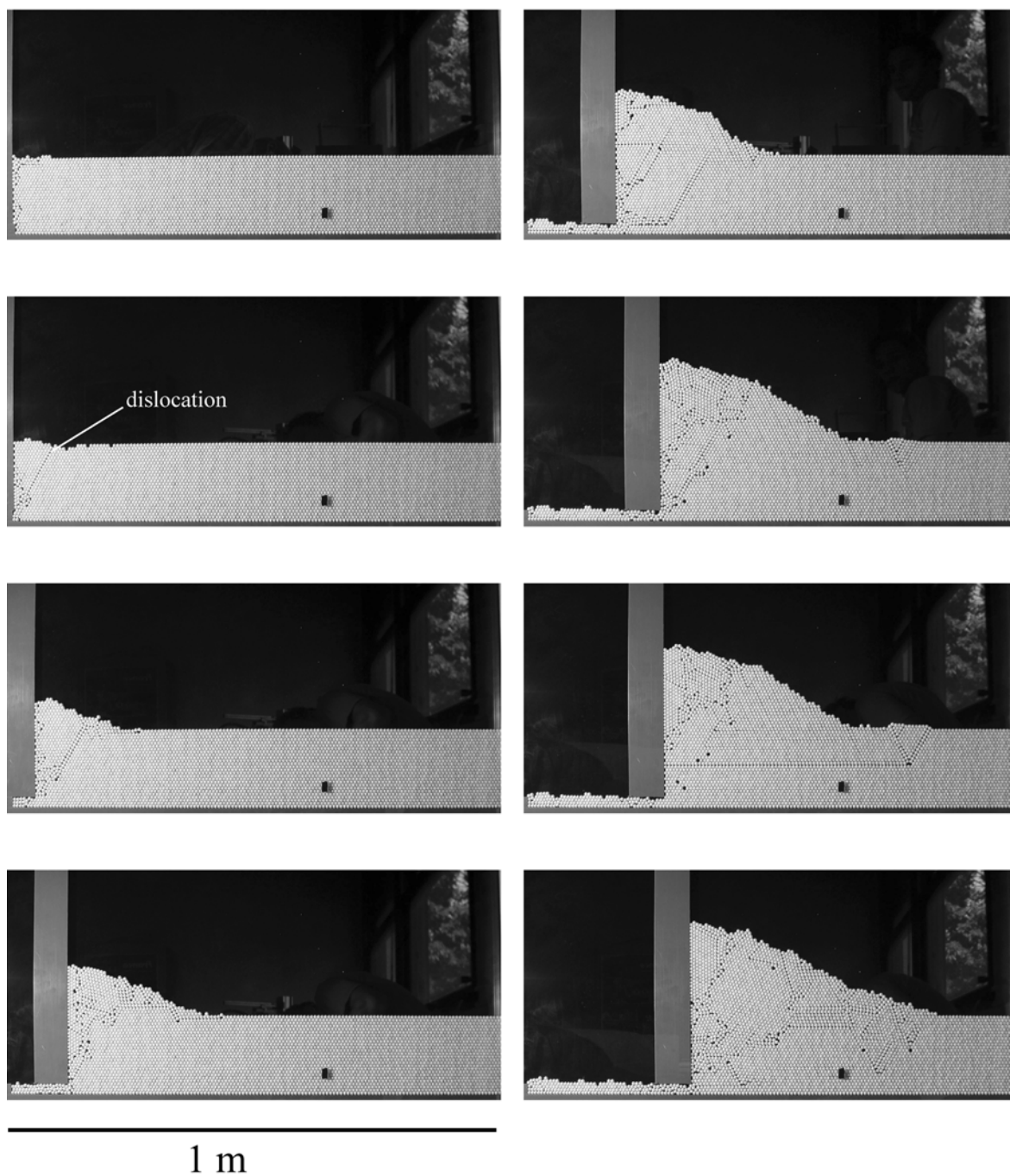


fig.5. 40

En 2D, des grains de même taille ont une tendance naturelle à s'ordonner dans un système hexagonal compact, à la manière d'un réseau cristallin. C'est l'arrangement qui possède la plus grande compacité (fig. 5.39). Cet empilement est utilisé par Burbidge (2000), Yamada et Matsuoka (2002), et testé par Saltzer et Pollard (1992). L'ordre de la structure lui confère des propriétés mécaniques particulières. Un EHC possède en effet 3 plans préférentiels de glissement orientés à 60° les uns des autres. Burbidge et Braun (2002) assimilent ces directions à des plans de fracture et de stratification d'un milieu naturel. Dans leurs simulations de prismes, ils compriment ainsi un EHC parfait dont les plans sont à 0° , 60° et 120° de la direction de raccourcissement, ce qui à priori est impossible. Seule l'accumulation des erreurs numériques peut aboutir à une déformation d'un tel système confiné entre deux parois. Les failles produites suivent le réseau cristallin (fig. 5.39) et les failles inverses ont ainsi un pendage de 60° , ce qui n'est pas réaliste. La figure 5.39 de Yamada et Matsuoka (2002) qui est sensé montrer l'analogie entre un modèle de sable et un modèle numérique laisse assez dubitatif. Toutes les failles normales du modèle numérique sont conditionnées par la structure hexagonale. Dano (1998) avait également testé un tel arrangement dans des simulations de modèles analogiques en compression et avait montré que la structure comprimée, finissait par éclater après avoir accumulé une énergie élastique énorme.

Nous avons testé cet arrangement avec l'aide de Frédérique Valence (Laboratoire milieux divisés, Université de Rennes1) grâce à un modèle physique en 2D constitué de billes de plastique de taille uniforme prises entre deux parois de verre. Nous comprimons le modèle à la main en déplaçant un mur vertical de gauche (fig. 5.40). La compression est extrêmement difficile et se fait par à-coups. Les failles qui apparaissent sont en réalité des dislocations de la structure cristalline qui se connectent entre elles. De plus, après une phase de dilatance, ces zones retrouvent très rapidement l'ordre hexagonal et le système ne garde aucune mémoire de la déformation antérieure.

Ce type d'empilement est au final assez peu convainquant. Pour modifier la structure cristalline parfaite, il est possible de jouer sur la taille des disques (polydispersité) ou de créer du désordre dans l'empilement.

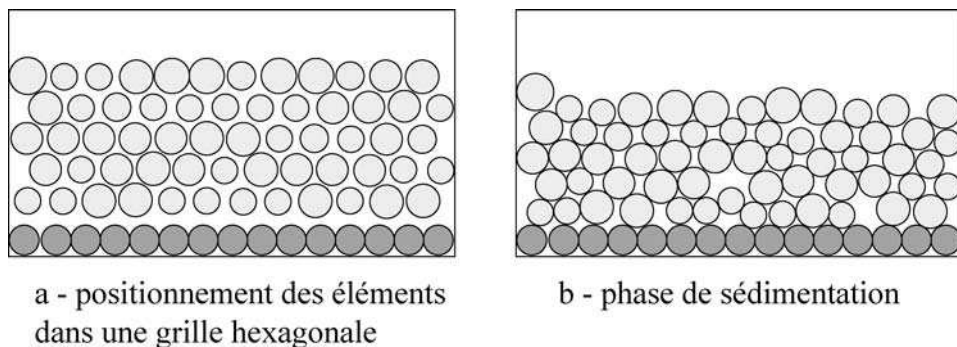


FIG.5.41 : Construction des empilements numériques de disques.

B. Empilement hexagonal polydispersé

Nous avons construit plusieurs empilements granulaires avec une dispersion de tailles variable. La méthode de construction est analogue à celle utilisée par Staron (2002). Les grains sont préalablement positionnés suivant une grille hexagonale (fig 5.41). Les tailles sont uniformément distribuées dans un intervalle $[R_{\min}, R_{\max}]$. On définit un paramètre de dispersion $V = (R_{\max} - R_{\min})/R_{\max}$. Les grains sont ensuite soumis à la gravité et ils sédimentent. Nous avons généré 3

empilements: $V = 0.15$, $V = 0.20$, $V = 0.30$. Le détail est représenté sur la figures 5.42. On voit que pour $V = 0.15$, l'arrangement garde sa signature hexagonale qui disparaît légèrement lorsque la dispersion augmente.

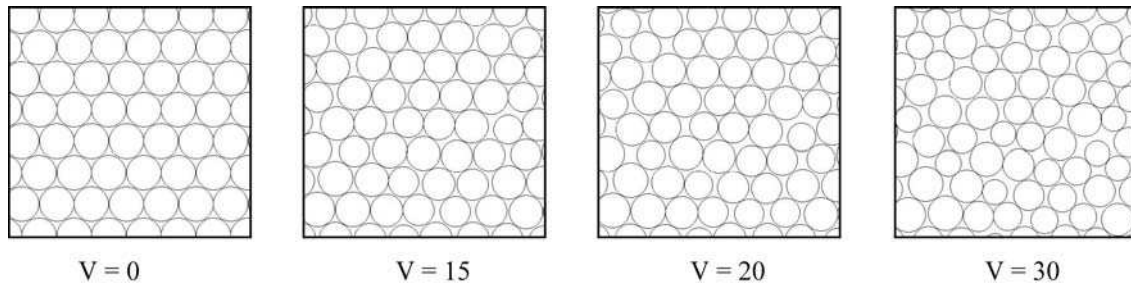


FIG5.42 : Arrangement initiaux des empilements hexagonaux pour différentes dispersions de taille des grains.

Les modèles sont ensuite comprimés de 20 cm. Les résultats sont illustrés en pages 155 à 157. Nous avons représenté, en page de gauche, les éléments eux-mêmes, colorés pour faciliter l'analyse de la déformation. A droite, est indiquée la déformation en cisaillement depuis les 100 000 dernières itérations de calcul.

Expérience $V = 15\%$

La déformation s'initie par la formation d'une faille inverse qui suit une direction préférentielle du réseau (60°). Le rejet horizontal atteint 1.5 cm lorsqu'une nouvelle dislocation du réseau en chevauchement/rétrochevauchement (pop-up) démarre (fig. 5.43b). Cette apparition est liée à l'activation d'un décollement qui suit un plan 0° du réseau. Le pop-up a ensuite tendance à basculer et le chevauchement frontal, initialement très raide, est repris par une faille inverse de pendage plus faible qui ne semble plus en relation avec la structure hexagonale de départ. Nous pourrions qualifier cette faille de "vraie faille". Le schéma -décollement, pop-up, basculement, faille inverse - se répète ensuite de nouveau.

Expérience $V = 20\%$

Dès les premiers stades, la déformation apparaît plus diffuse que dans l'expérience précédente. La dislocation initiale à 60° est moins marquée (fig 5.44e). On retrouve encore le schéma - décollement, pop-up, basculement, faille inverse - sur les images 5.44b et c mais les structures sont beaucoup plus difficiles à identifier. Les zones de cisaillement qui se créent semblent s'arrêter de fonctionner très rapidement et la déformation migre facilement vers l'avant.

Expérience $V = 30\%$

La tendance à la déformation diffuse de la deuxième expérience est ici encore plus prononcée. Les zones de cisaillement des figures 5.45 d à f prennent la forme de bandes très larges. On ne voit plus les effets de la dislocation d'un réseau, mais plus aucune faille n'est visible. On ne retrouve plus le schéma - décollement, pop-up, basculement, faille inverse -. La déformation est accommodée sur un très grand nombre de plans qui ne fonctionnent que très peu de temps. Le modèle final exhibe plus des couches plissées que faillées.

Simulation PNH1: $V = 0.15$, base lisse, $P = 0$ Pa

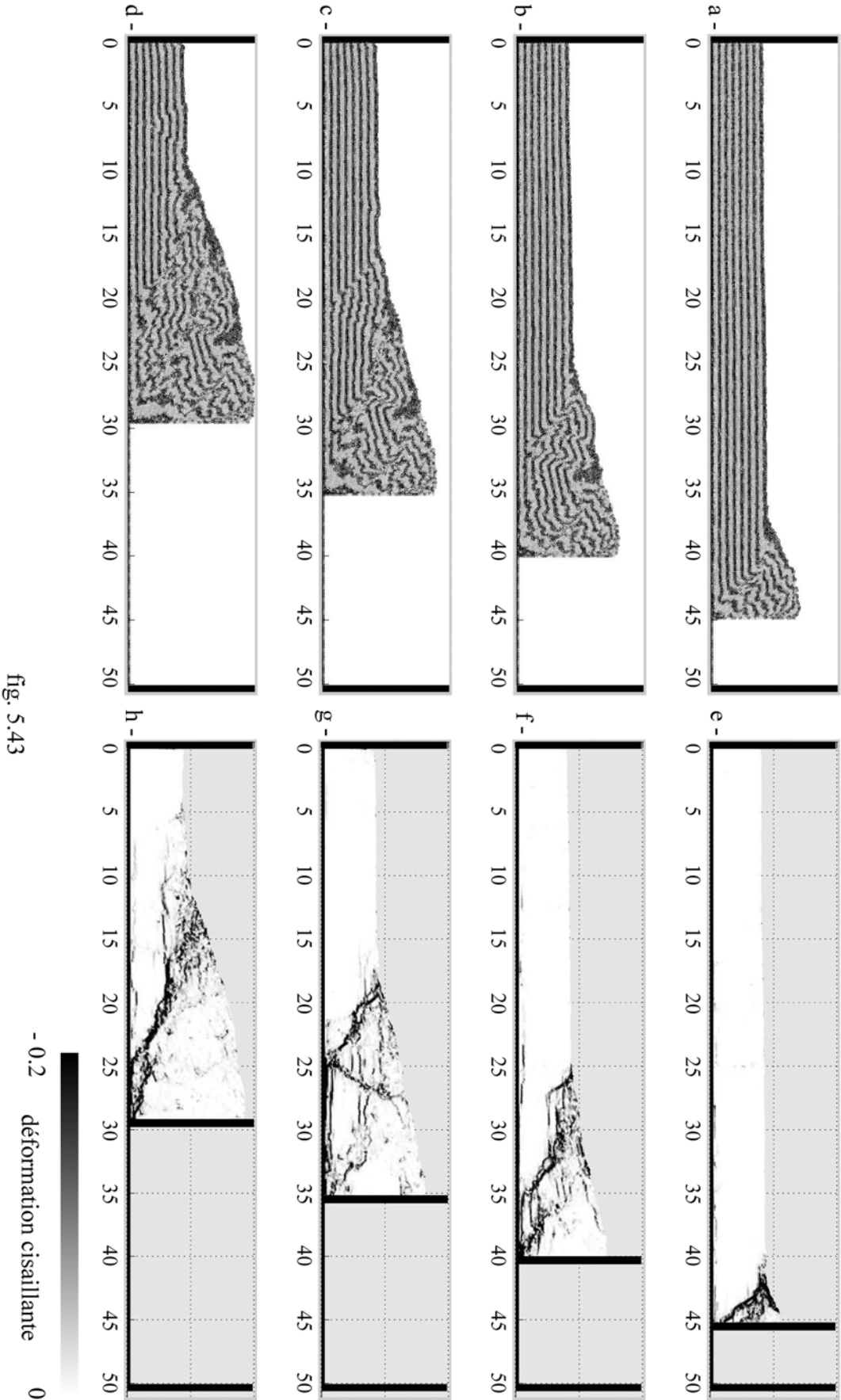


fig. 5.43

Simulation PNH2: $V = 0.20$, base lisse, $P = 0$ Pa

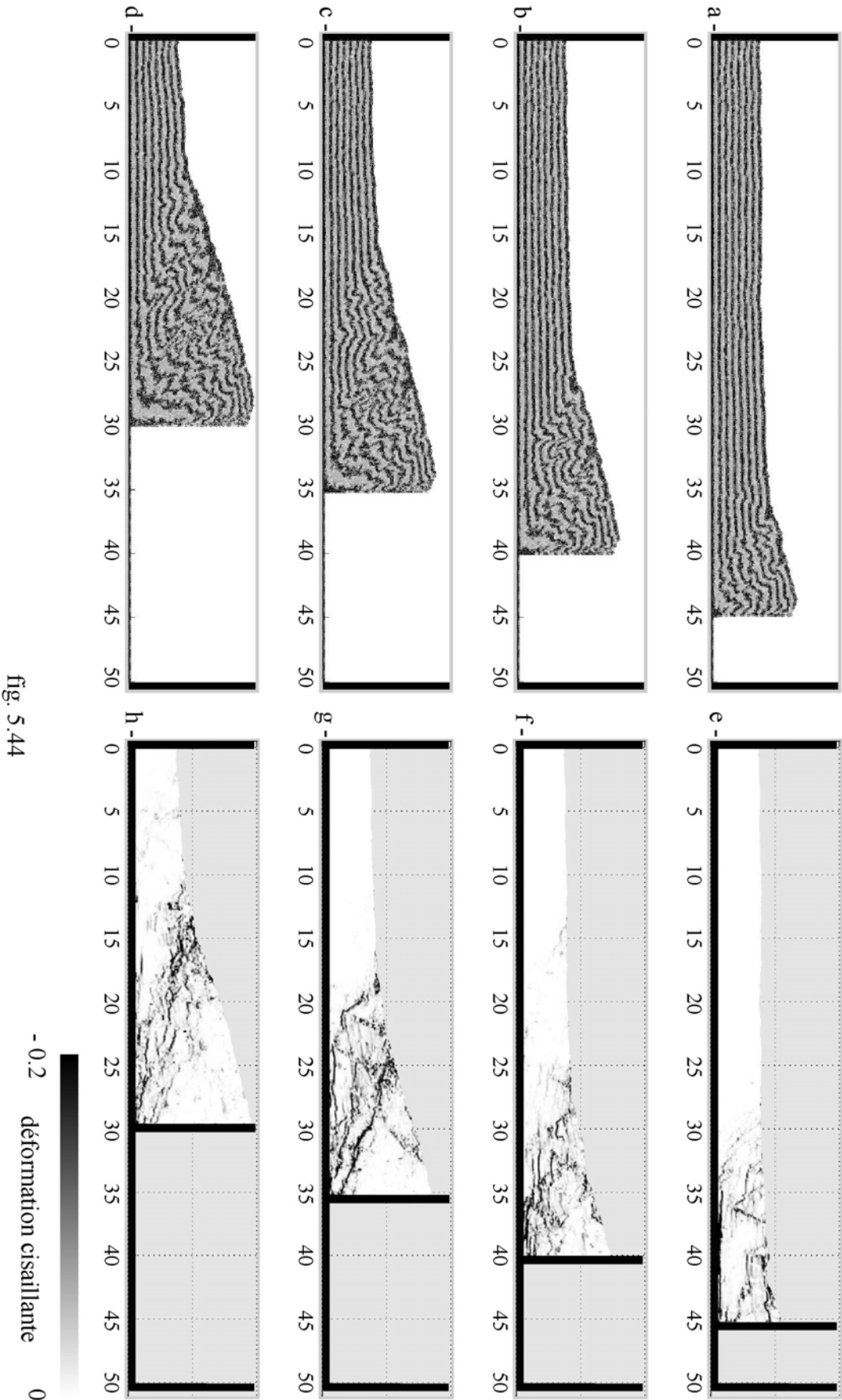


fig. 5.44

Simulation PNH3: $V = 0.30$, base lisse, $P = 0$ Pa

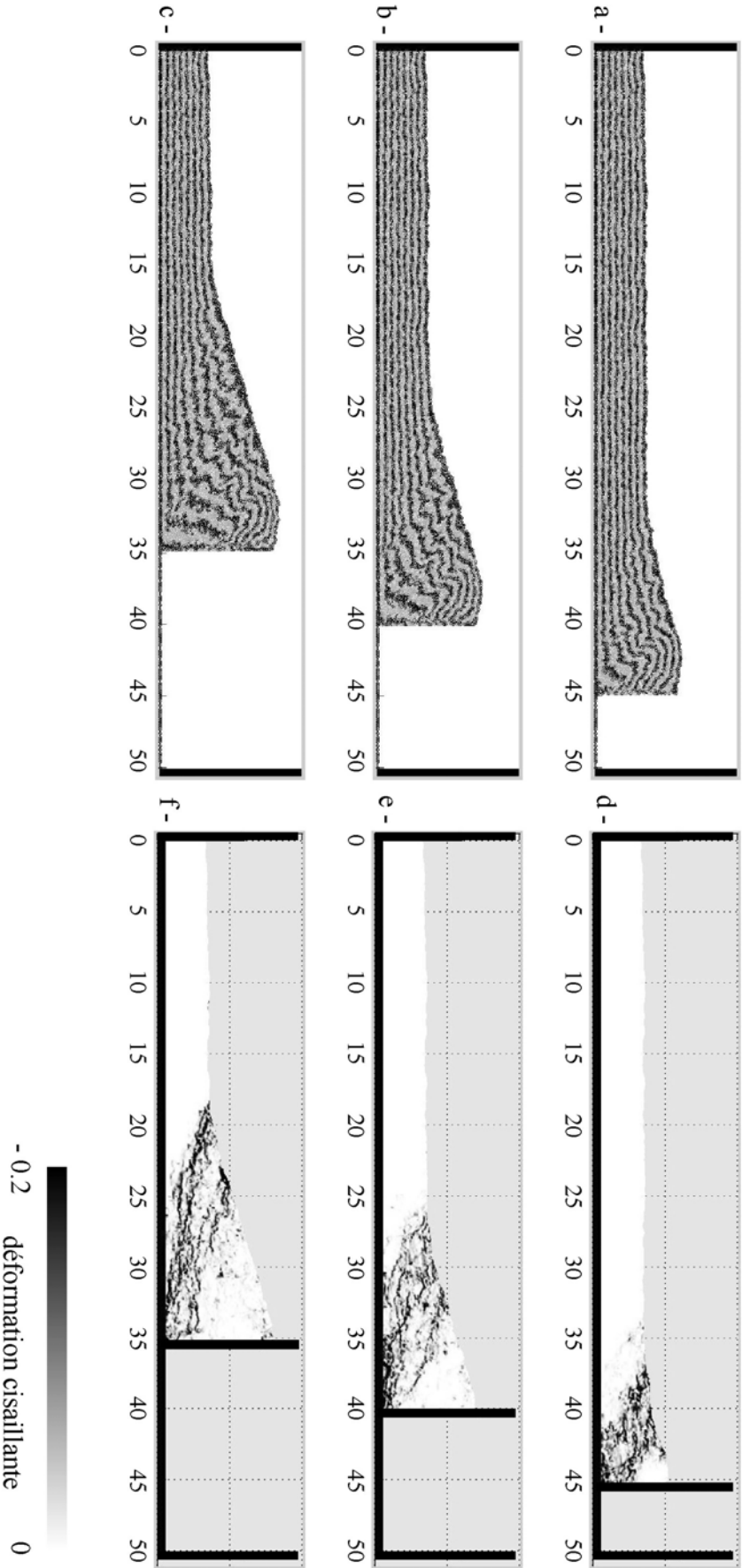


fig. 5.45

En résumé, ces trois expériences nous montrent qu'en augmentant la polydispersité, la structure cristalline ordonnée disparaît. Cependant, l'empilement perd de sa rigidité horizontale. Or c'est elle qui favorise la localisation de la déformation sur un nombre limité de failles (expérience $V = 15\%$) en empêchant l'empilement, situé en avant, de se déformer trop facilement. La configuration rigide d'un empilement à faible dispersion paraît donc mieux adaptée pour obtenir des failles. Il subsiste néanmoins le problème de l'orientation des plans du réseau qui conditionne encore l'orientation des failles, même pour $V = 15\%$.

C. Désordre géométrique dans un empilement à faible polydispersité

Les empilements que nous venons d'étudier étaient réalisés en positionnant, au départ, les éléments dans une maille hexagonale. Finalement, au cours de la sédimentation, cette structure était conservée. Nous avons testé un autre type de génération d'empilement qui consiste à construire le système ligne par ligne en faisant grossir chaque nouvelle bille à partir d'un point donné. Nous avons utilisé un algorithme de Powell écrit par Luc Oger (Université de Rennes 1) qu'il nous a gracieusement prêté. Nous avons ainsi généré un empilement avec $V=0.15$. Le détail de la structure est figuré sur le schéma 5.46. On observe des zones très bien ordonnées séparées par des défauts dans l'arrangement. Les structures ordonnées dans un système hexagonal sont orientées aléatoirement et les directions des plans de glissement préférentiel varient d'une zone d'ordre à l'autre.

La page 159 (fig. 5.47) présente une expérience de déformation pour ce type d'empilement. Comme dans l'expérience à $V=30\%$, la déformation apparaît assez diffuse dès le départ, et les structures de type faille sont quasi absentes.

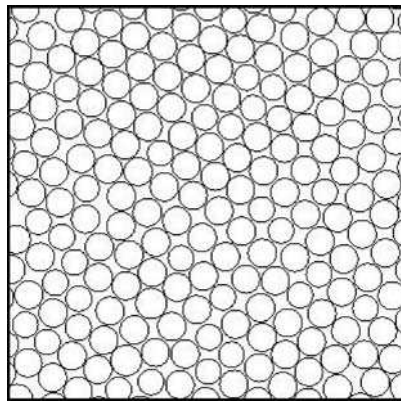


FIG.5.46 : *Empilement de disques de taille homogène avec un désordre géométrique*

Simulation PNH4: $V = 0.15$, base lisse, $P = 0$ Pa
empiement avec un désordre géométrique

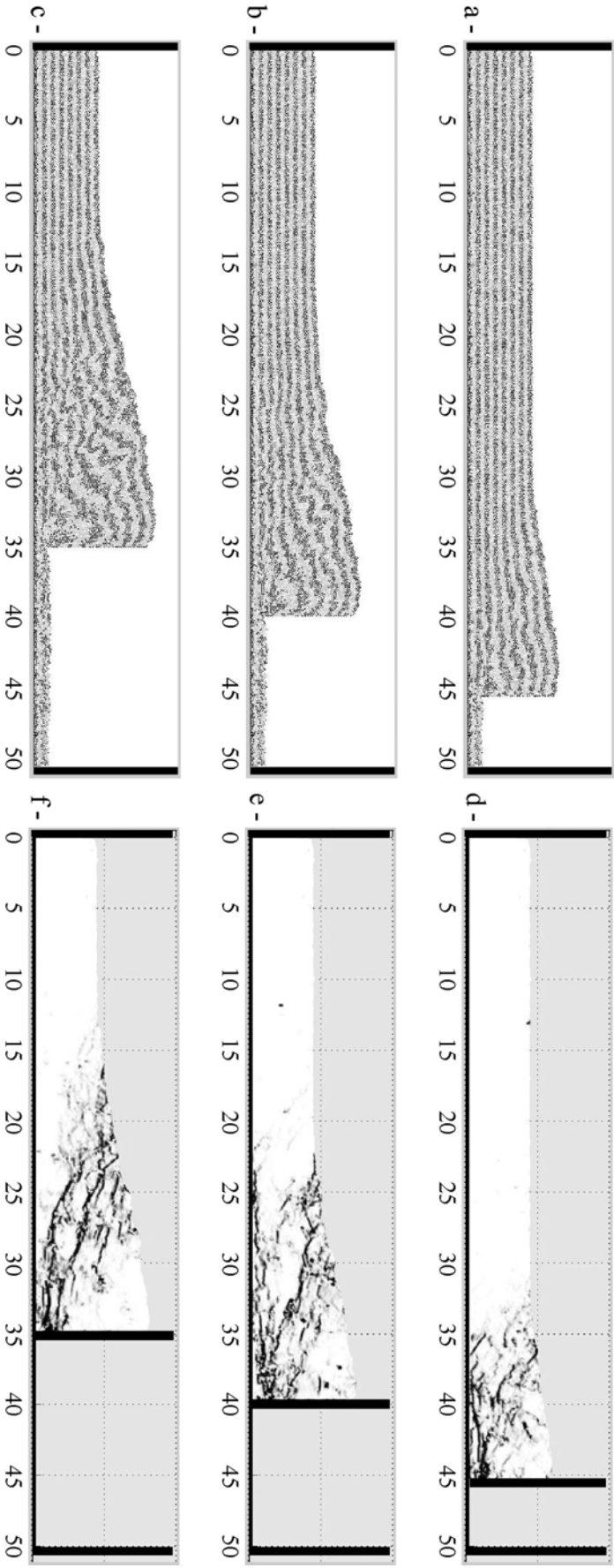


fig. 5.47

- 0.2 0
déformation cisailante

Conclusion

Des failles n'apparaissent que dans les systèmes à faible polydispersité et relativement bien ordonnés. Cet ordre crée la rigidité nécessaire à la localisation. Dans la suite, nous utiliserons toujours le même empilement tiré à partir d'une maille hexagonale avec un paramètre de dispersion $V = 0.15$, puis sédimenté.

D. Condition de glissement à la base

Pour tester l'influence du frottement basal sur la déformation de leur prisme, Burbidge et Braun (2002) utilisaient une base lisse dont ils choisissaient le coefficient de friction. Morgan, (1997) ou Dano, (1998) disposaient une série de billes fixes en bas qui conféraient une certaine rugosité à la base. Cette méthode est celle que nous avons utilisé dans les expériences PNH1 à PNH4. Cependant, nous avons remarqué que des éléments fixes favorisaient le roulement des autres dessus. Le plan juste au dessus de la rangée basale sert ainsi de décollement efficace pour la déformation. Ceci est très bien visible dans l'expérience PNH1 (fig.5.43g) où la formation du pop-up est directement en relation avec un décollement efficace à la base. Les couches situées entre le pop-up et les structures à l'arrière ne sont pas du tout déformées. De plus, pour pouvoir créer des niveaux de décollement grâce aux pressions de fluide, nous devons nous affranchir de cette faiblesse basale. Nous avons donc choisi de ne déformer que la partie supérieure des modèles en laissant intact le premier centimètre du bas (comme dans nos expériences analogiques). La rangée basale d'éléments est toujours fixe, mais les disques du premier centimètre sont, quant à eux, bien mobiles. L'expérience PNH5 de la page 163 (fig. 5.48) est réalisée dans ces conditions. Nous retrouvons les mêmes traits de déformation que dans l'expérience PNH1, notamment le schéma - pop-up, basculement, faille inverse -. Les pop-up sont cependant beaucoup moins nets et les couches apparaissent plissotées entre ceux-ci et le piston à l'arrière. Ceci traduit un décollement beaucoup moins efficace que dans l'expérience 1. On observe néanmoins sur la figure 5.48f que le plan basal est activé bien qu'il soit situé plus bas que la base du mur mobile. Pour s'affranchir totalement de ce problème, il faudrait une couche non déformée de plusieurs centimètres, mais cela augmenterait considérablement le nombre d'éléments des modèles.

L'expérience PNH5 servira de référence à toutes les suivantes qui seront réalisées à partir du même état initial et dans les mêmes conditions de déformation.

5.6.3 Expériences de compression avec fluide aux pores

Nous avons réalisé deux séries de simulations en modifiant la distribution interne des perméabilités et les pressions de fluide à la base.

A. Expériences à perméabilité homogène

Les modèles PNH6 et PNH7 sont déformés pour des pressions basales constantes de 400 et 600 Pa (fig. 5.49 et 5.50). La perméabilité des modèles est homogène et calculée grâce à la porosité, comme décrit au chapitre 4.

Cette série d'expériences nous montre:

- une diminution de l'angle de stabilité des prismes lorsque la pression du fluide augmente, conformément à la théorie du biseau critique.
- un changement du mode d'accrétion lorsque la pression augmente: Lorsque $P = 0$ (exp. PNH5), l'accrétion se fait à l'arrière, les éléments passent sous le prisme avant d'y être incorporés. Le prisme final exhibe une série de failles empilées les unes sur les autres où

seule la plus récente est encore active. Le prisme situé au dessus de cette faille active n'est quasiment plus déformé. Ces observations concordent tout à fait avec celles faites sur le modèle analogique PAH1 (page 136).

L'expérience PNH6 nous montre le même type de déformation, mais avec une tendance plus marquée à la délocalisation vers l'avant. Dans le schéma - pop-up, basculement, faille inverse -, le pop-up naît beaucoup plus en avant du prisme, de sorte que le rétro-chevauchement émerge au front du biseau. Dans l'expérience PNH5, c'était le chevauchement qui émergeait à ce niveau, tandis que le rétro-chevauchement s'initiait sous le prisme.

L'expérience PNH7 montre clairement une accrétion frontale. Les éléments ne sont jamais charriés sous le prisme. Il n'y a jamais de faille rectiligne reliant le front du prisme et la base du mur mobile. Au contraire, la rangée d'éléments à la base du système semble servir de décollement assez efficace.

- une déformation très diffuse pour les fortes pressions de fluide: En début de simulation, le modèle PNH7 ne montre pas de faille nette près du piston comme c'est le cas dans les modèles PNH5 et PNH6. Dans la suite, on observe de nombreuses zones très fines de cisaillement qui sont assez dispersées et qui ne forment pas de larges bandes de cisaillement comme dans l'expérience PNH5. De nombreux plans horizontaux sont activés.
- un fonctionnement simultané des failles récentes et plus anciennes à forte pression de fluide: C'est un argument supplémentaire à la déformation diffuse. L'image 5.50g de déformation instantanée montre, en effet, qu'une faille à l'arrière du prisme est encore en fonctionnement alors que la déformation est déjà bien développée en avant. Cette caractéristique avait été également notée dans les prismes analogiques avec pression de fluide (modèle PAC5).
- des instabilités de pente dans les modèles à faible pression: L'expérience PNH5 montre des zones en cisaillement en surface (fig 5.48, e et g). Ce sont des zones en glissement. Dans les modèles à forte pression, ces instabilités sont beaucoup plus petites (fig. 5.50g). Cela indique que la pente des prismes soumis à une forte pression de fluide est maintenue très faible par la déformation interne et non par des mouvements de surface.

B. Expériences avec un niveau de faible perméabilité

En utilisant la méthode des rayons fictifs (chapitre 4), nous avons introduit un niveau de faible perméabilité dans nos modèles. Il est situé à 1 cm du fond, de telle sorte que sa base coïncide avec le bas du piston (comme dans les modèles analogiques). Cette couche a une épaisseur de 1 cm et sa perméabilité est 16 fois plus faible que dans le reste du modèle (rayon fictif divisé par 4).

Trois simulations ont été réalisées avec 3 pressions de fluide différentes à la base: 200, 400, 600 Pa (fig 5.51, 5.52 et 5.53). Lorsque la pression augmente, nous observons une augmentation de l'efficacité du décollement qui se crée dans la couche de faible perméabilité. Ceci se traduit par:

- un changement du style de déformation: les expériences PNH5 et PNC1 à $P = 0$ et $P = 200$ Pa montrent un empilement classique des chevauchements qui fonctionnent successivement. La déformation se propage vers l'avant grâce à la faiblesse du plan défini par la rangée de billes fixes basales. Pour $P = 400$ et 600 Pa (exp PNC2 et PNC3), c'est un décollement horizontal situé dans la zone de faible perméabilité qui est activé. Les expériences PNC2 et PNC3 montrent un passage progressif vers une déformation en pop-up très développée pour $P = 600$ Pa (comme dans le modèle analogique, page 141). Si quelques structures tectoniques de l'expérience PNC2 s'enracinent encore sur la base du

modèle, tous les pop-up du modèle PNC3 prennent naissance à partir du décollement intermédiaire. La couche de disques située dessous reste quasi intacte.

- une propagation du décollement proportionnelle à la pression du fluide: La figure 5.54 montrent les zones en cisaillement dans les premiers stades de déformation des expériences PNC2 et PNC3. On voit très clairement apparaître le décollement. Celui-ci se propage très rapidement vers le côté opposé pour une pression basale de 600 Pa. En revanche, dans l'expérience PNC2, il se propage moins loin. On peut comparer les figures c et g et observer que le décollement s'est propagé 25 cm plus loin dans l'expérience PNC3 que dans la PNC2. Dans les stades de déformation qui suivent, on peut remarquer que les décollements sont activés uniquement dans la partie en arrière des failles actives. Ceci laisse penser que le mur de l'autre côté du modèle bloque la propagation du décollement. Les modèles sont donc sûrement trop courts.
- une propagation de la déformation vers l'avant: l'efficacité du décollement provoque la formation de failles très loin du mur mobile. Ainsi sur la figure 5.54h, on voit par exemple apparaître des pop-up à 5 et 10 cm en avant du piston. Dans un stade plus avancé, figures 5.53h et g, les failles actives sont toutes dans la partie gauche du modèle et elles sont connectées au mur mobile par le décollement.
- une diminution de l'angle de stabilité des prismes: Conformément au modèle de biseau critique, l'angle de stabilité diminue lorsque la pression de fluide sur le décollement augmente. On peut noter que l'angle de surface du modèle PNC3 sur la figure 5.53c n'est que de 4° .

Si l'on compare les expériences PNH7 et PNC3, on voit que les zones de cisaillement du modèle PNC3 sont beaucoup mieux définies que dans le PNH7 où leur tracé est assez tortueux et très influencé par les plans horizontaux (fig. 5.50f et g). La différence provient probablement de la pression dans la zone supérieure du modèle. Enfin, comme dans l'expérience PNH7, 3 ou 4 failles sont actives simultanément dans les derniers stades de déformation (fig. 5.50h et 5.53h).

Simulation PNH5: $V = 0.15$, $P = 0$ Pa

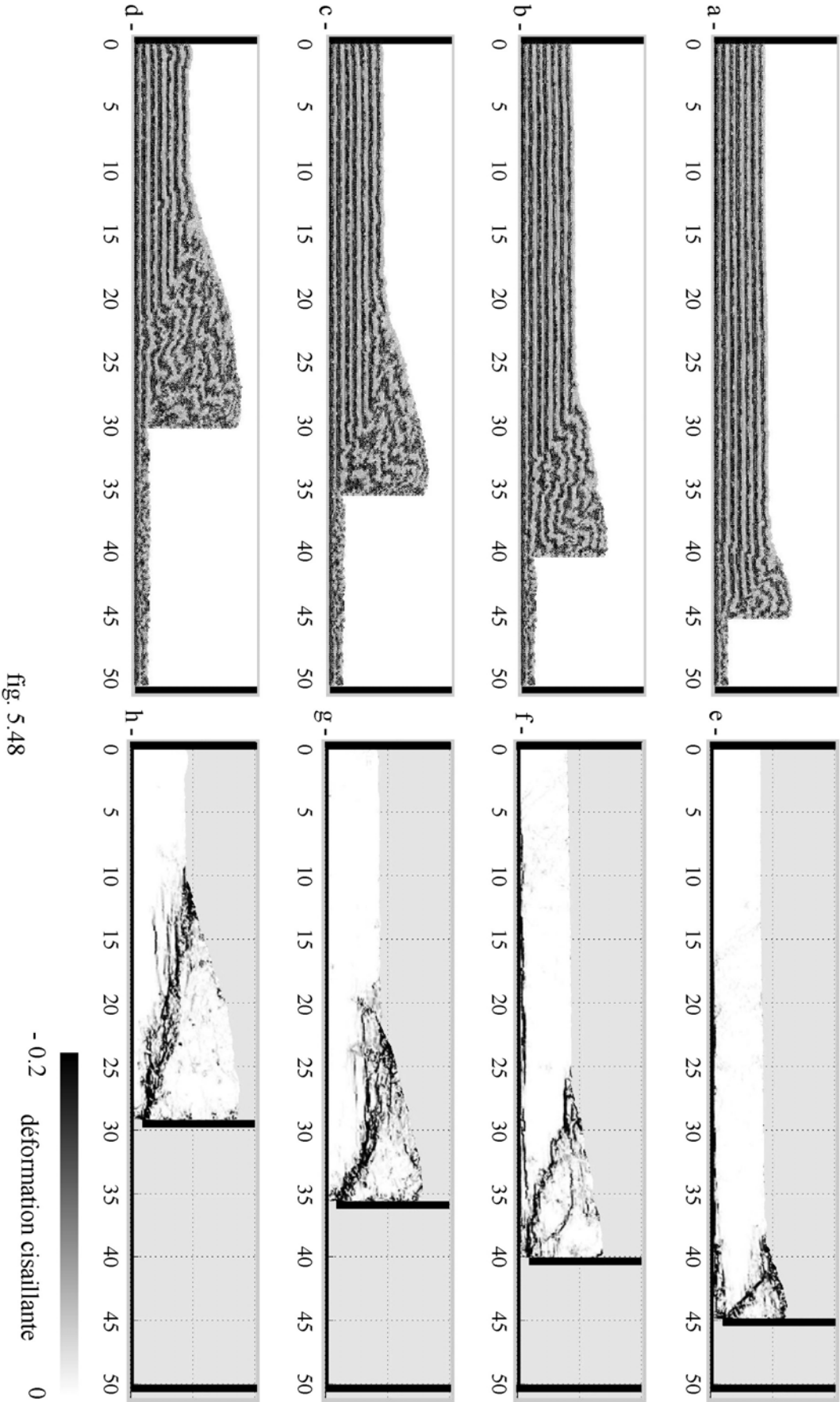


fig. 5.48

Simulation PNH6: $V = 0.15$, modèle homogène, $P = 400 \text{ Pa}$

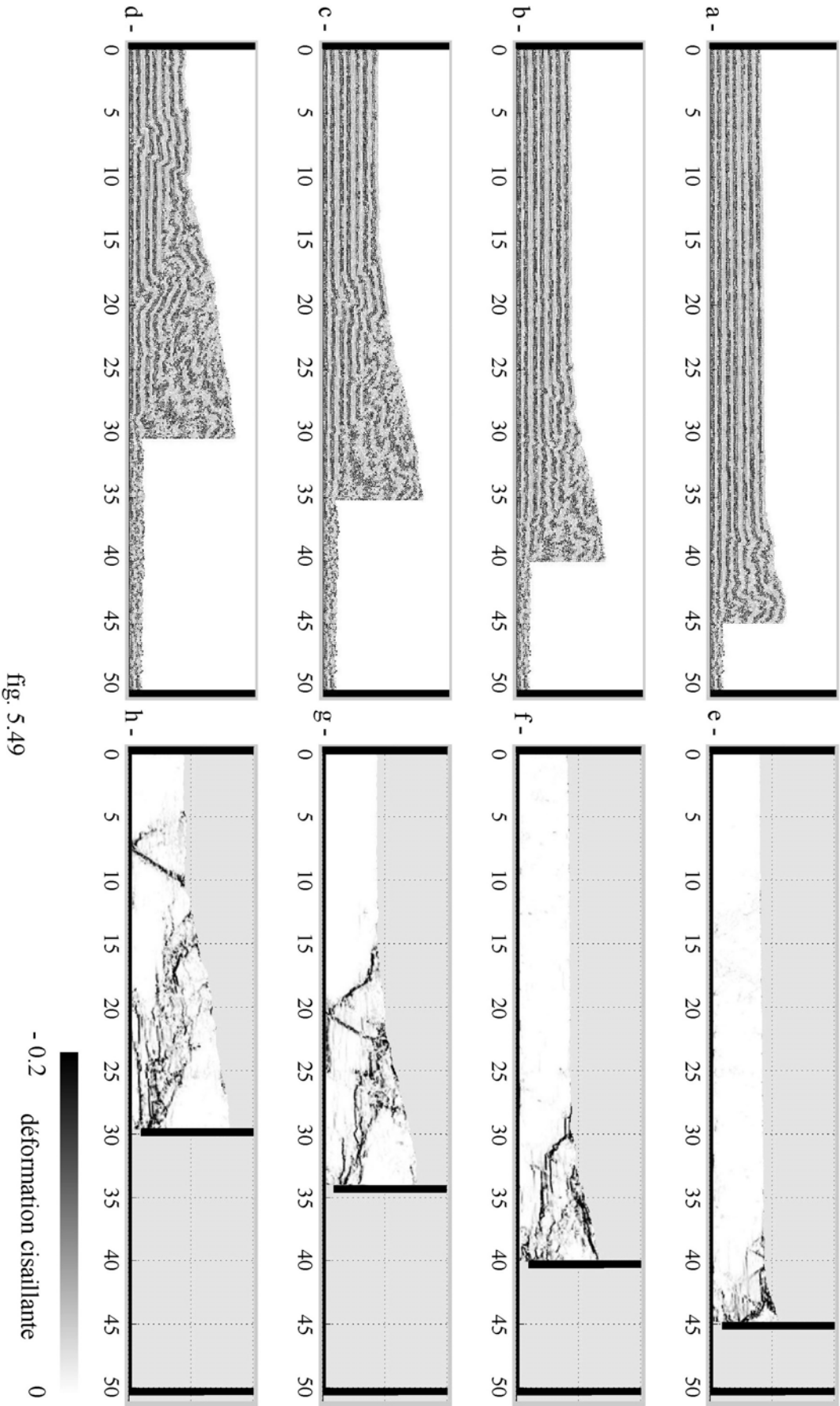
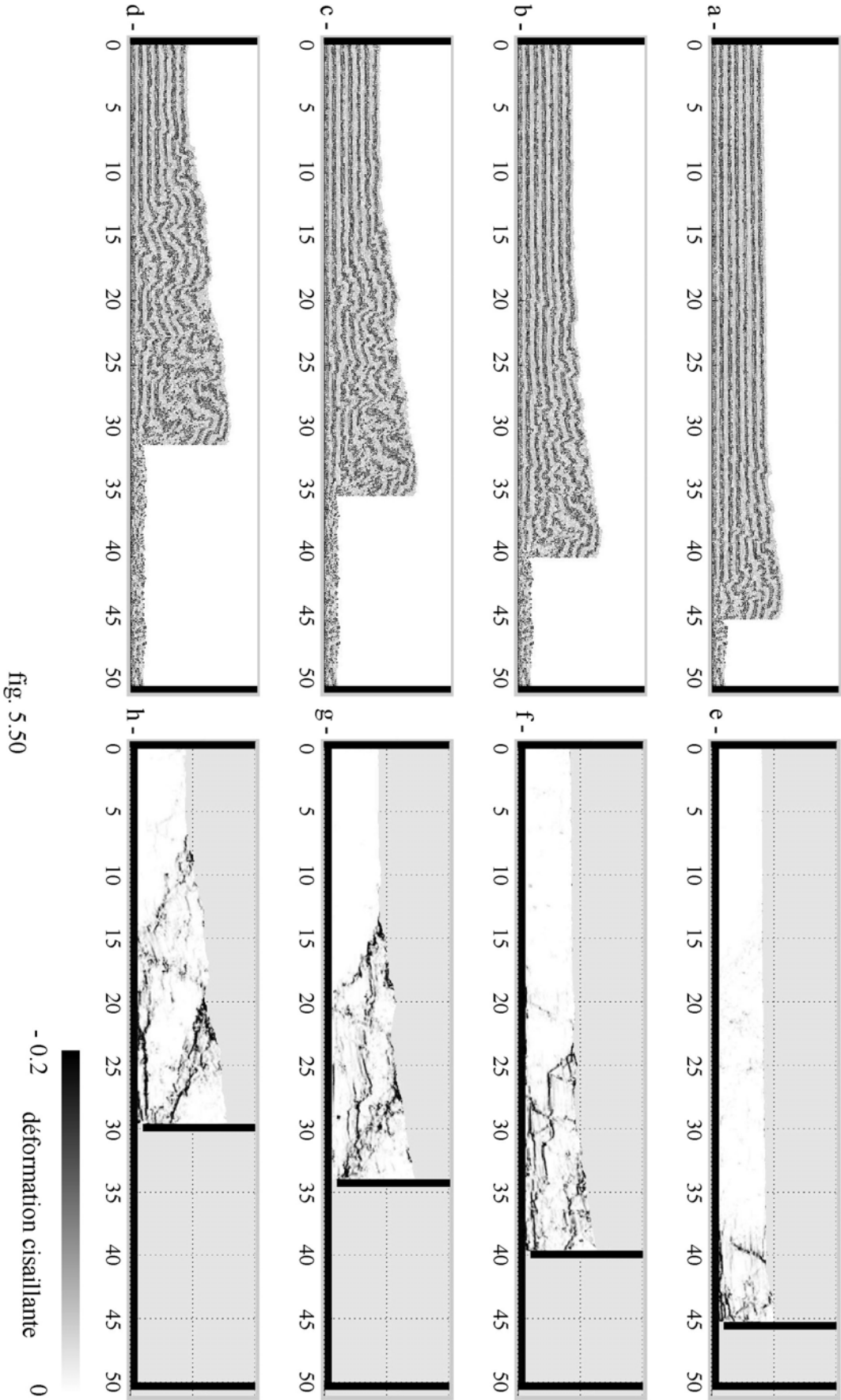


fig. 5.49

Simulation PNH7: $V = 0.15$, modèle homogène, $P = 600$ Pa



Simulation PNCl: $V = 0.15$, modèle à 2 perméabilités K_1 et K_2 , $P = 200$ Pa

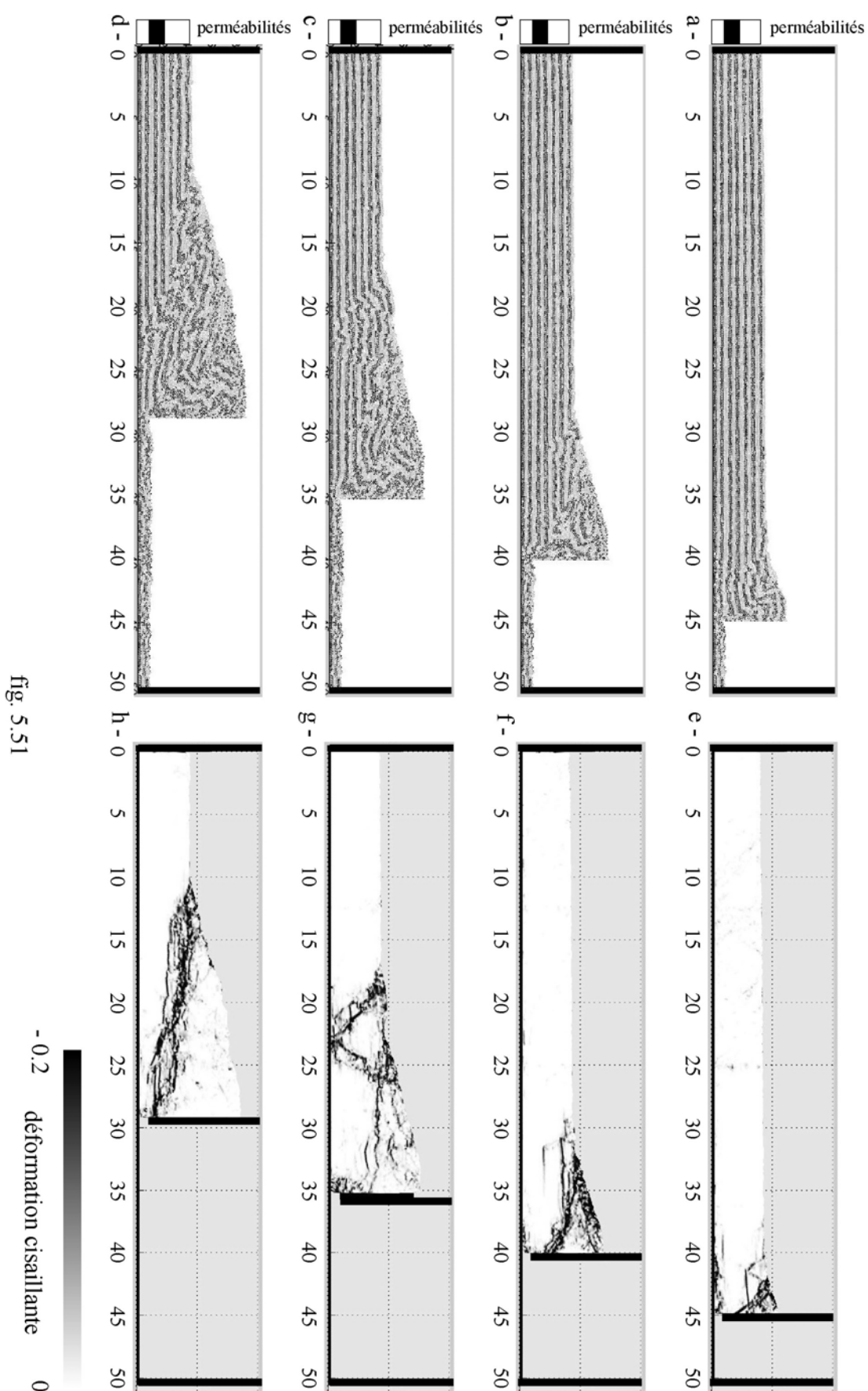
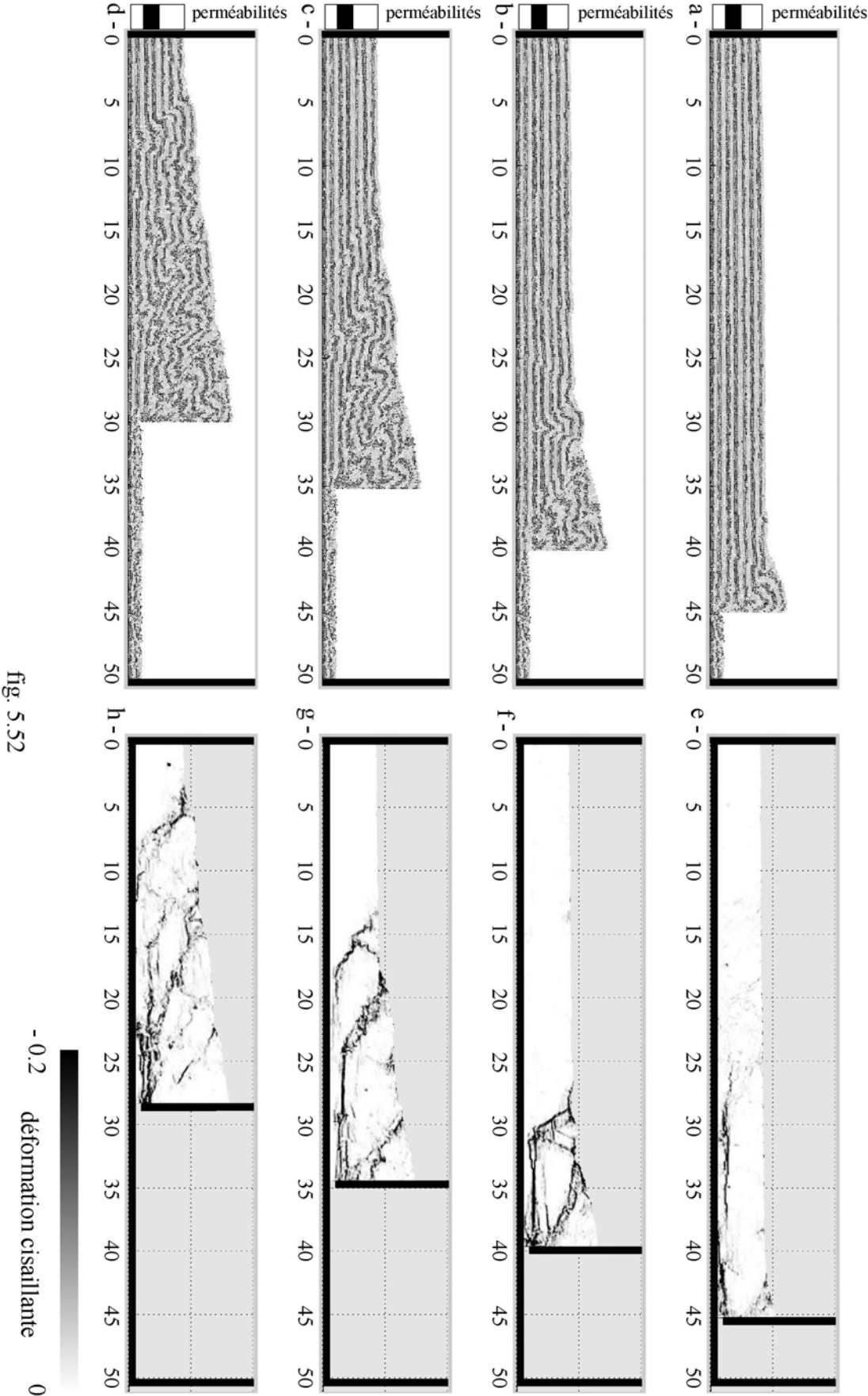
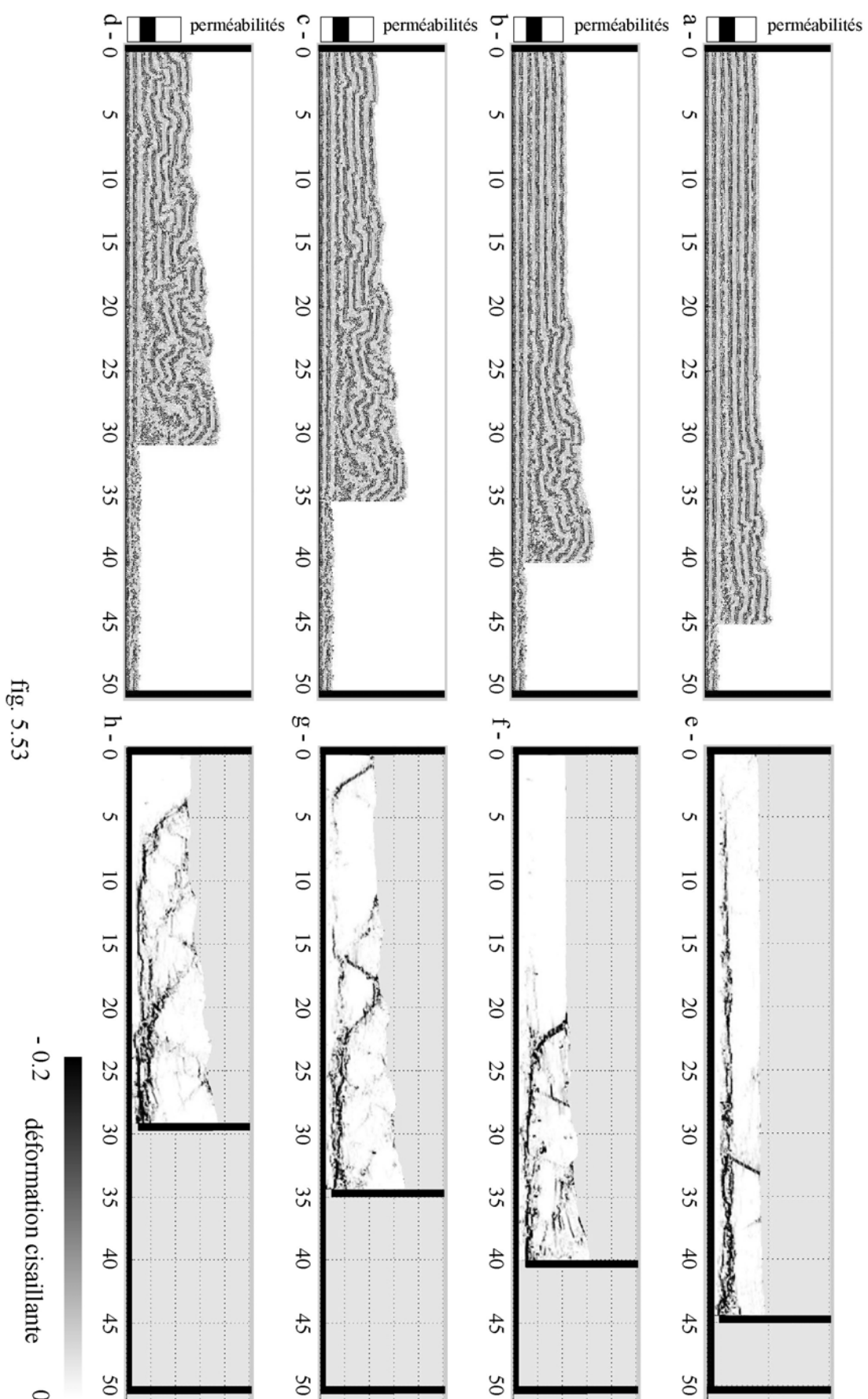


fig. 5.51

Simulation PNC2: $V = 0.15$, modèle à 2 perméabilités K_1 et K_2 , $P = 400$ Pa



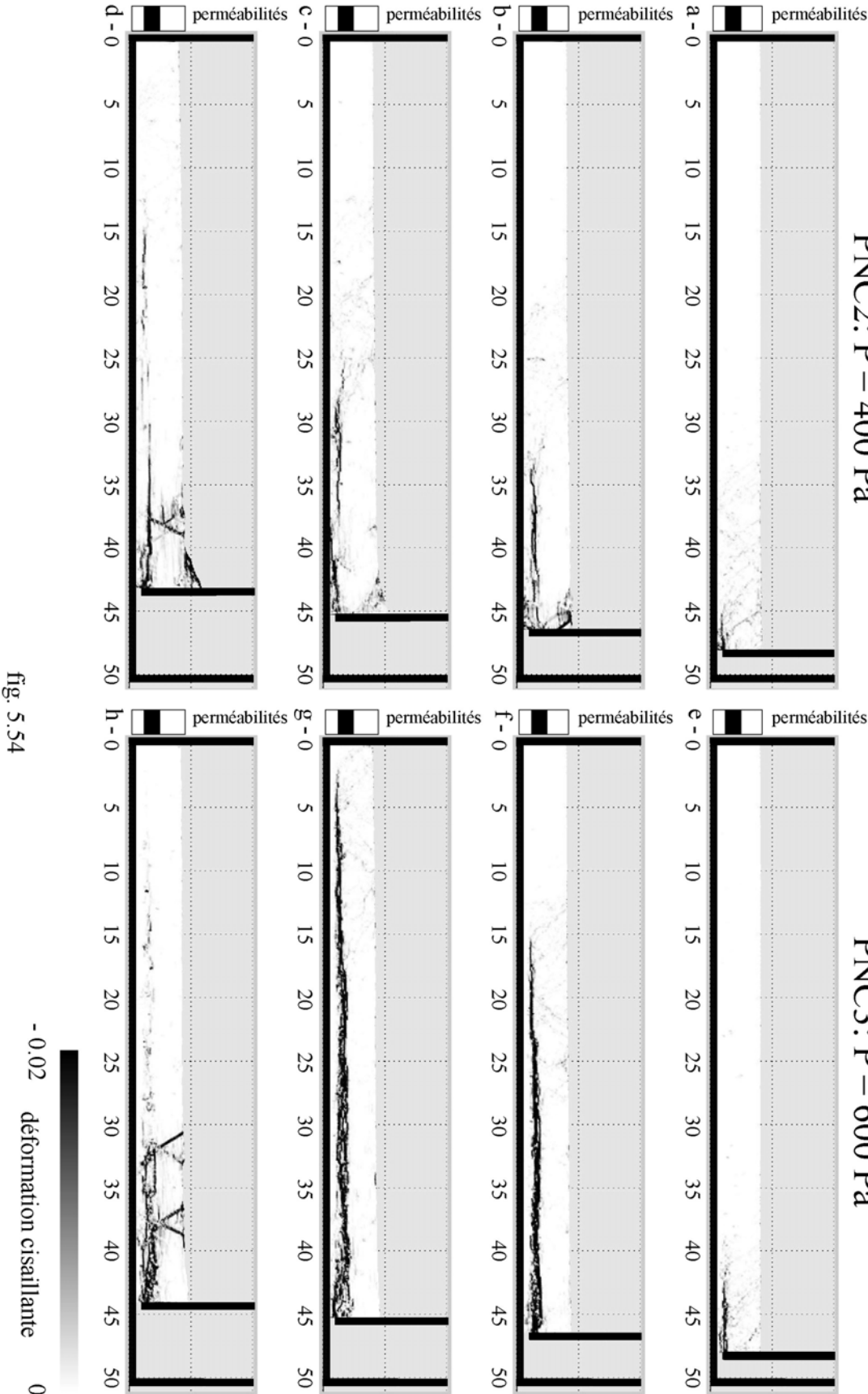
Simulation PNC3: $V = 0.15$, modèle à 2 perméabilités K_1 et K_2 , $P = 600$ Pa



Simulations PNC2 et PNC3: $V = 0.15$, modèle à 2 perméabilités K_1 et K_2

PNC2: $P = 400 \text{ Pa}$

PNC3: $P = 600 \text{ Pa}$



5.6.4 Conclusion des simulations numériques

Ces deux séries d'expériences numériques réalisées dans des conditions proches des expériences physiques confirment les observations que l'on avait pu faire au paragraphe 5.5:

- une forte pression de fluide favorise une déformation diffuse qui ne se localise pas sur une seule faille mais qui, au contraire, migre constamment. Nous avons mis en évidence un phénomène similaire dans nos expériences analogiques.
- la présence d'un contraste de perméabilité favorise la naissance d'un décollement. L'efficacité de celui-ci est liée à la pression du fluide. Elle contrôle le style de déformation. Lorsque le décollement n'est pas efficace ou absent, l'incorporation de la matière se fait en arrière du prisme : ceci confirme les résultats de nombreux autres travaux: Burbidge and Braun (2002), Gutscher et al. (1998a), Gutscher et al. (1998b). Les failles qui accommodent la déformation fonctionnent successivement. Au contraire, lorsque la friction de décollement est très faible, l'accrétion est frontale, et se fait par la naissance de pop-up dont l'activation ne coïncide pas forcément avec l'arrêt des structures en arrière. Ceci est en parfait accord avec les observations des modèles de sable.
- la topographie du prisme est liée à la pression de fluide au sein du prisme et à l'efficacité du décollement, comme prédit dans le modèle de Dahlen. La pente de surface résulte essentiellement de la déformation interne et très peu de glissements de surface dans le cas de fortes pressions.

Les expériences pourront facilement être améliorées:

- en augmentant la résolution (multiplier par 4 le nombre des grains = 60000 grains),
- en augmentant la taille du système déformé car nous avons vu que les décollements se propageaient de l'autre côté de la boîte très facilement. Il reste à définir exactement la relation entre taille des grains et distance de propagation du décollement,
- en modifiant la perméabilité des différentes couches.

Ces quelques simulations nous ont également montré les difficultés liées à la méthode et en particulier à la modélisation en 2 dimensions: un coefficient de friction global trop faible et une faible localisation de la déformation qui nécessite d'utiliser des empilements de grains où l'ordre est très présent.

5.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons utilisé les méthodes analogiques et numériques pour étudier la déformation en compression de systèmes soumis à des surpressions de fluide. Ces deux techniques, utilisées dans les mêmes conditions, ont donné des résultats assez proches qui sont en accord avec de nombreux travaux antérieurs (relation entre l'angle de stabilité, la pression du fluide et l'efficacité du décollement). Elles nous ont également permis de montrer que:

- l'efficacité du décollement dépend à la fois de la pression mais également du contraste de perméabilité entre la zone cisailée et la partie supérieure déplacée. Un fort contraste localise la déformation dans la zone du décollement qui peut ainsi se propager très efficacement sans déformation de la couverture.
- les forts gradients de pression favorisent une déformation plus diffuse. Celle-ci met en jeu de nombreuses bandes de cisaillements qui n'absorbent que très peu de déformation chacune.

Certaines observations très intéressantes restent également à préciser. Nous avons notamment vu se propager le décollement sous la forme d'une fente de tension pour l'expérience à forte pression et fort contraste de perméabilité, ce qui pourrait conforter certains modèles de propagation (Morgan and Karig, 1995). Il sera nécessaire de faire des expériences supplémentaires avec des matériaux plus cohésifs favorisant ce type de phénomène. Une visualisation de la déformation interne (avec un scanner par exemple) devra être envisagée pour contraindre ces fractures dans l'espace, en avant du front de déformation.

En modélisation numérique, des expériences supplémentaires devront être réalisées pour préciser les modalités d'une bonne localisation de la déformation sur un nombre limité de failles. L'influence du nombre d'éléments (en épaisseur) devra notamment être testée. La simulation en 3D n'est peut être pas une voie à explorer pour l'instant en raison du trop grand nombre d'éléments qu'elle suppose.

Chapitre 6

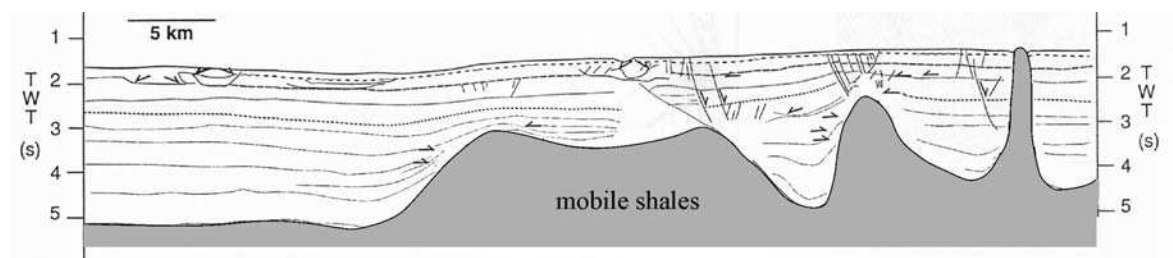
Modélisation analogique des glissements gravitaires engendrés par une surpression de fluide

Les glissements gravitaires sont universels. Ils se produisent à toutes les échelles: du grain de sable au millier de km³ de sédiments. On les retrouve dans tous les types d'environnements où il y a une pente, même très faible (0.01° peut suffire! (Prior and Coleman, 1978)), que ce soit en domaine émergé (glissements de terrain, de talus, digue) ou immergé (dans les Fjords, sur les flancs de volcans, sur les deltas et marges passives etc...) (Hampton et al., 1996).

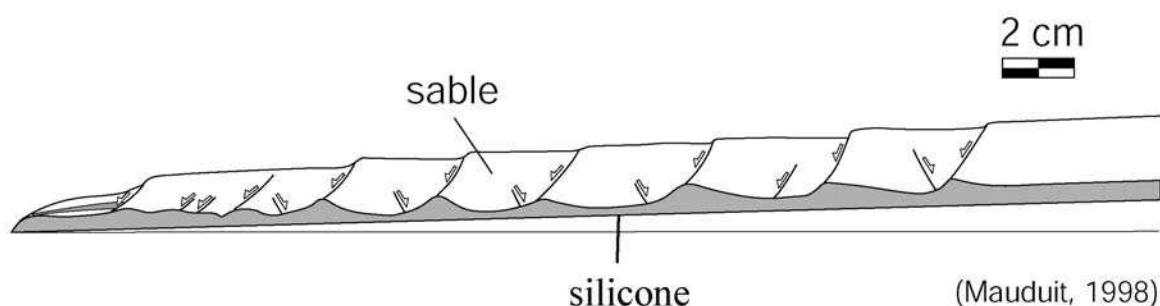
Les dynamiques sont très variables, du mouvement très visqueux, lent et imperceptible, à la déstabilisation très brutale et soudaine évoluant vers une avalanche de débris ou un écoulement turbiditique de surface. Malgré cette grande diversité, tous ces phénomènes résultent du même processus: l'incapacité du matériau à supporter une contrainte cisailante induite par la gravité et parfois amplifiée par un phénomène déclencheur (secousse sismique, variation brutale de la pression de fluide...).

Le travail qui suit a été réalisé dans le cadre des déformations gravitaires qui affectent les couvertures sédimentaires des marges passives et deltas (mais il pourra sans nul doute s'appliquer à des glissements plus superficiels). Ce sont des glissements apparemment lents et très souvent syn-sédimentaires. Les structures associées (failles, plis) sont très faciles à identifier sur les profils sismiques et de nombreux exemples ont été décrits, notamment dans le Golfe du Mexique (Cobbold and Szatmari, 1991), le golfe de Guinée (Mauduit 1998), le delta du Niger (Cohen and McClay, 1996; Damuth, 1994; Evamy et al., 1978). Ces glissements ont fait l'objet de nombreux travaux de modélisation analogique (Cobbold and Szatmari, 1991; Mauduit, 1998; McClay et al., 2001; Vendeville, 1987). La silicone est en général utilisée pour représenter les niveaux de décollement salifères ou les niveaux d'argiles (shales) sous-compactées renfermant de fortes pressions de fluide. Leur comportement est ainsi assimilé à un fluide visqueux ("mobile shale") (Cohen and McClay, 1996) en raison de la présence de diapirs et volcans de boue qui rappellent les

structures rencontrées avec le sel (Morley et al., 1998; Morley and Guerin, 1996; Van Rensbergen et al., 1999)(fig.6.1).



a - Exemple de déformation "ductile" d'argiles sous-compactées (delta du Niger)
(Cohen et McClay, 1996)



b - Modèle d'étalement gravitaire sur couche de silicone

FIG.6.1: *Le comportement ductile des argiles sous-compactées et la modélisation analogique avec silicone.*

Les détachements ne prennent cependant pas toujours l'aspect de niveaux ductiles. Le pointé sismique (fig. 6.2) de la marge NW du delta du Niger montre des structures gravitaires dans une zone du delta sans évaporite et soumise à une faible sédimentation (Morley and Guerin, 1996). Les failles normales sont légèrement courbes et viennent s'enraciner sur un détachement qui prend l'aspect d'une véritable discontinuité localisée dans des shales en surpression. Les argiles situées en dessous du décollement gardent leur structure litée sans déformation apparente. Nous verrons au paragraphe 6.4 que le décollement dans le delta de l'Amazonie est analogue. Il se produit dans des sédiments déjà bien lithifiés. Ce type de décollement s'apparente donc plus à un plan de rupture qui se trouve activé lorsque le matériau atteint sa limite de résistance qu'à un niveau visqueux cisailé de manière continue. Dans ce cas, la limite de stabilité et les conditions nécessaires au glissement des sédiments peuvent être appréhendées de la même manière que pour un glissement superficiel plus classique (Crans et al., 1980; Lambe and Whitman, 1969; Mandl and Crans, 1981).

Dans ce chapitre, nous montrerons brièvement comment les fortes pressions de fluide déstabilisent une pente en favorisant la rupture, puis nous utiliserons la modélisation analogique avec fluide aux pores pour montrer l'action des forces de courant sur la partie extensive d'un glissement (failles listriques, propagation du décollement). Après avoir constaté les limites du dispositif à pression constante, nous présenterons une table à injection d'air que nous avons construite, et qui permet de créer des glissements dans des configurations variées. Nous l'utiliserons

dans quelques expériences tests puis nous l'emploierons dans le cadre des déformations gravitaires observées dans le delta de l'Amazonie. La corrélation entre la forme du glissement, la distribution des pressions de fluide et la présence d'une roche mère en probable génération de gaz nous permettra alors de préciser l'origine des surpressions dans ce delta.

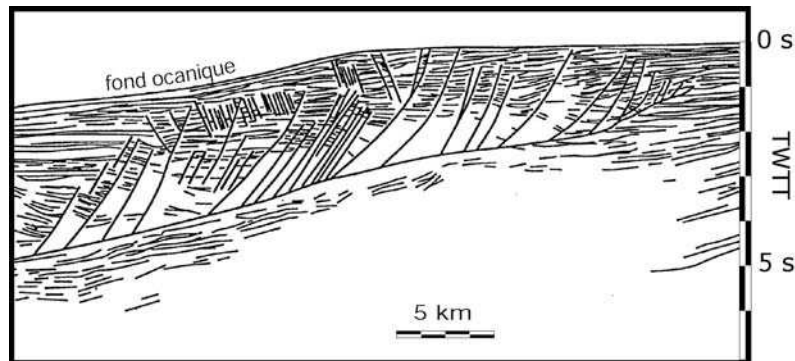


FIG.6.2 : Exemple de détachement dans des argiles en surpression dans le delta du Niger. Le décollement prend l'aspect d'une discontinuité (Morley et Guérin, 1996) sur laquelle viennent s'enraciner les failles normales.

6.1 Action des pressions de fluide dans la déstabilisation d'une pente

Nous avons traité au chapitre 2 l'exemple d'un système incliné élastique soumis à un gradient de pression de fluide perpendiculaire à la pente et nous avons montré que celui-ci modifiait l'orientation des contraintes. Dans un cas extrême et lorsque le matériau possède une limite de rupture, ce changement aboutit à un glissement.

6.1.1 Modèle de pente infinie

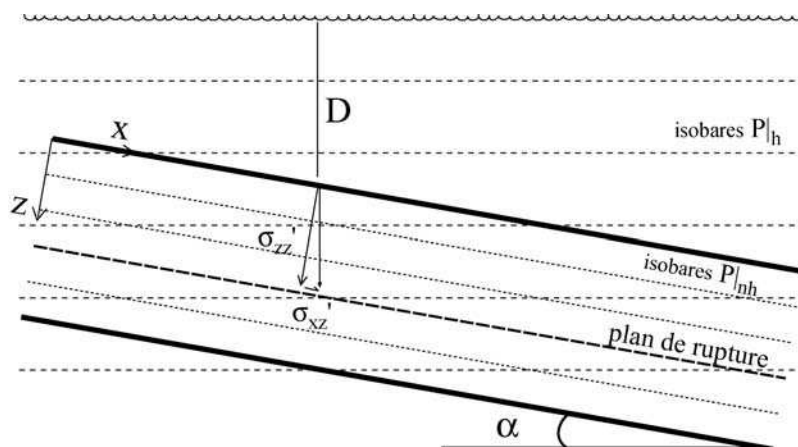


FIG.6.3 : Le modèle de pente infinie.

Très couramment, la déstabilisation d'une pente est appréhendée par une analyse en une dimension où la limite de rupture est une loi de Mohr Coulomb (Crans et al., 1980; Mello and Pratson, 1999). Cette analyse 1D utilise une pente infiniment longue où toutes les variations suivant x (parallèle à la pente) sont négligées (fig. 6.3). Le glissement est sensé se produire sur un plan parallèle à la pente. Les frottements latéraux et frontaux sont donc absents. Les isobares de surpression suivent également la pente, la force de courant lui est ainsi perpendiculaire. Les équations d'équilibre des contraintes effectives s'écrivent:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} &= \rho_b \cdot g \cdot \sin \alpha - \frac{\partial P}{\partial x} \\ \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} &= \rho_b \cdot g \cdot \cos \alpha - \frac{\partial P}{\partial z}\end{aligned} \quad (6.1 \text{ et } 6.2)$$

Il faut bien remarquer que lorsque cet équilibre est exprimé en fonction de ρ_b (masse volumique du matériau saturé en fluide), le terme $\frac{\partial P}{\partial x}$, qui n'est que la partie hydrostatique, intervient même si les variations de contraintes suivant x sont négligées (les isobares de la pression hydrostatique ne sont pas parallèles à la pente). Le gradient de pression a les composantes:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial x} \Big|_h = \rho_w \cdot g \cdot \sin \alpha \quad (6.3) \quad \text{et} \quad \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_h + \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{nh} = \rho_w \cdot g \cdot \cos \alpha + \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{nh} \quad (6.4)$$

La pente devient instable lorsque la limite de rupture est atteinte sur un plan parallèle à x ; c'est à dire, si la cohésion est négligée, lorsque:

$$\sigma_{xz}' = \mu \cdot (\sigma_{zz}' - P) \quad (6.5)$$

qui est réécrit grâce à 6.1, 6.2, 6.3 et 6.4 :

$$\rho_b \cdot g \cdot z \cdot \sin \alpha - \int_0^z \frac{\partial P}{\partial x} \Big|_{nh} = \mu \cdot \left(\rho_b \cdot g \cdot z \cdot \cos \alpha - \int_0^z \frac{\partial P}{\partial z} \right) \quad (6.6)$$

En introduisant le paramètre $\lambda = \frac{P - \rho_w \cdot g \cdot D}{\sigma_{zz} - \rho_w \cdot g \cdot D}$, on obtient la condition de glissement:

$$\tan \alpha = \frac{1 - \lambda}{1 - \lambda_{hydro}} \tan \phi \quad (6.7)$$

On rappelle que $\lambda_{hydro} = \rho_w / \rho_b$. α est ici l'angle de stabilité maximum.

Remarque: En utilisant le paramètre $\lambda^* = \frac{P - P_{hydro}}{\sigma_{zz} - P_{hydro}}$, l'équation de stabilité devient (Hubbert and Rubey, 1959):

$$\tan \alpha = (1 - \lambda^*) \cdot \tan \phi \quad (6.8)$$

Lorsque $\lambda = \lambda_{hydro}$ (ou $\lambda^* = 0$), c'est à dire lorsque le fluide est à l'état hydrostatique, on a $\alpha = \phi$. La pente limite est équivalente à l'angle de friction interne du matériau. Dans le cas d'une surpression de fluide, $\lambda > \lambda_{hydro}$ ($\lambda^* > 0$), l'angle de stabilité est diminué. Si au contraire, il existe une sous-pression, la pente peut dépasser l'angle de friction interne.

On peut facilement saisir la variation de la stabilité en regardant le changement d'orientation de la force de volume résultante (gravité + gradient de pression) (fig.6.4). Augmenter la pression, revient au même qu'augmenter la pente et diminuer la densité des matériaux! Nous reviendrons sur les effets de ces forces au paragraphe 6.2.3.

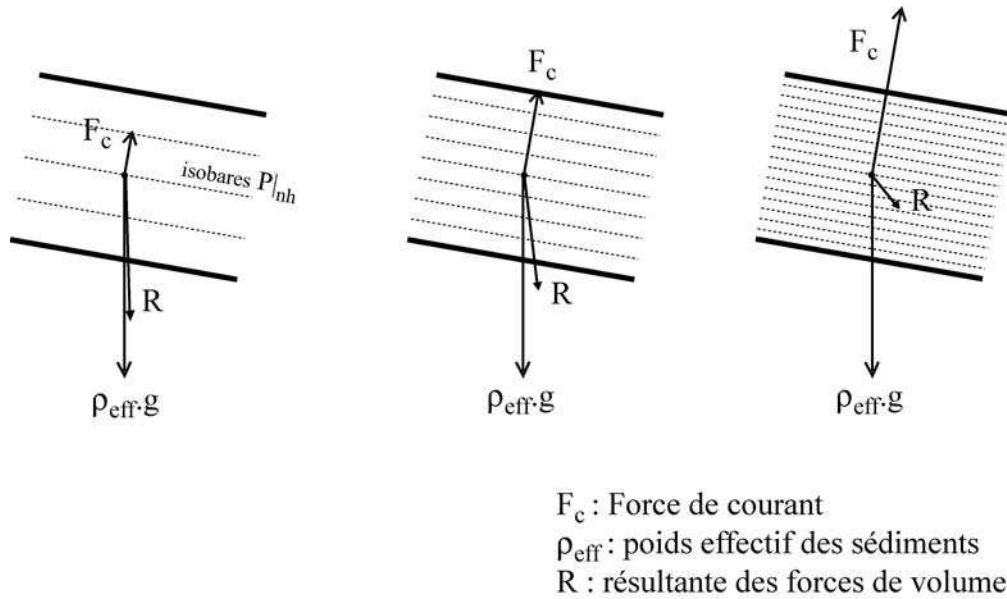
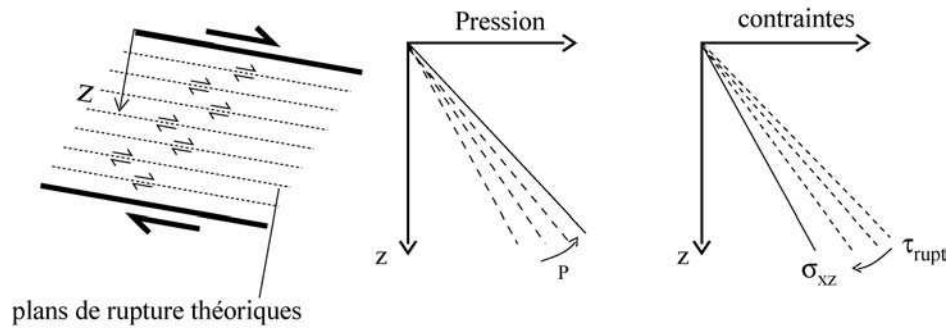


FIG.6.4 : Illustration de l'effet des forces de courant dans la déstabilisation d'une pente. Lorsque la surpression augmente, l'angle entre la résultante des forces de volume et la pente diminue.

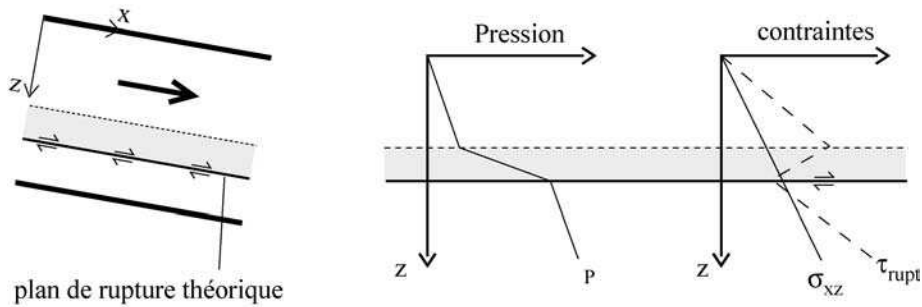
Lorsque $\left. \frac{\partial P}{\partial z} \right|_{nh}$ est constant suivant la profondeur, λ ne varie pas suivant z et la rupture intervient sur tous les plans parallèles à x au même moment. Le système est entièrement cisailé (fig. 6.5 et voir chapitre 7).

Lorsqu'au contraire $\left. \frac{\partial P}{\partial z} \right|_{nh}$ varie avec z , λ également, et la limite de stabilité ne sera atteinte que sur des plans précis qui serviront de décollement. La matière située au dessus glissera sans être déformée. C'est le cas le plus courant. La figure 6.6 montre un profil de pression typique où la limite de rupture est atteinte sous un niveau de faible perméabilité qui crée localement un fort gradient de pression.



τ_{rupt} : contrainte cisailante nécessaire à la rupture d'un plan parallèle à la pente.

FIG.6.5 : Cisaillement d'une pente sous l'effet d'un gradient de pression constant en profondeur.



τ_{rupt} : contrainte cisailante nécessaire à la rupture d'un plan parallèle à la pente.

FIG.6.6 : Formation d'un détachement à la base d'un niveau de faible perméabilité (grisé).

Cas de matériaux cohésifs

Lorsque l'on introduit une cohésion dans l'équation de rupture 6.5, la relation 6.8 devient:

$$\tan \alpha = (1 - \lambda^*) \cdot \tan \phi + \frac{c}{\rho_{eff} \cdot g \cdot z \cdot \cos \alpha} \quad (6.9)$$

avec $\rho_{eff} = (1 - \phi) \cdot (\rho_s - \rho_w)$

L'angle de stabilité est ainsi accru par la cohésion. Le terme $\frac{c}{\rho_{eff} \cdot g \cdot z \cdot \cos \alpha}$ décroît lorsque z augmente. Pour une pression de fluide donnée, la rupture est donc inhibée en surface et renvoyée en profondeur.

6.1.2 Variations latérales de pression

L'utilisation d'un gradient de pression perpendiculaire à la pente n'est pas toujours justifié (Dugan and Flemings, 2000; Iverson, 1991; Iverson and Major, 1986; Iverson and Reid, 1992). Ceci est particulièrement vrai dans les glissements en domaine émergé. Ainsi, si l'on regarde les écoulements des nappes de subsurface, on voit que les lignes de courant peuvent être quasiment parallèles à la pente. La figure 6.7 est un exemple de nappe alimentant un cours d'eau. Une variation brutale des conditions hydrogéologiques (précipitations intenses) peut aboutir à la déstabilisation des pentes et talus par une intensification des forces de courant (Lambe and Whitman, 1969). Ce type de condition n'est cependant pas exclusif des domaines émergés. En effet, si l'on a l'habitude de les considérer en mécanique des sols et génie civil en raison des écoulements mesurables, des forces de courant de toutes orientations affectent également les pentes sous-marines (Cochonat et al., 2002; Dugan and Flemings, 2000; Orange and Breen, 1992).

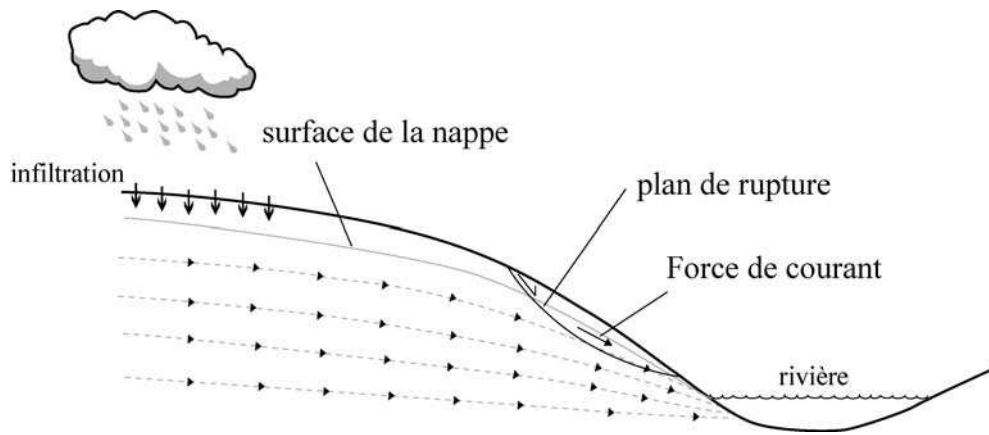


FIG.6.7 : Déstabilisation d'un talus par des forces de courant parallèles à la pente.

6.1.3 Les glissements à 2 et 3 dimensions

Le modèle 1D ne considère qu'un seul plan de rupture rectiligne, parallèle à la pente, ce qui est très favorable au glissement. En réalité, les frottements sur les bords et en aval, où peut se développer un front de compression, retardent la déstabilisation du terrain. Il existe, en fait deux grandes morphologies de surface de rupture. Lorsque le matériau a des propriétés mécaniques assez homogènes, la rupture se produit sur des surfaces courbes (loupes). Les glissements sont qualifiés de rotationnels (Hampton et al., 1996; Lambe and Whitman, 1969)(fig.6.8a). Leur forme minimise les frottements, notamment en aval. Au contraire, lorsqu'il existe au sein des sédiments une couche de plus faible résistance (niveau ductile ou niveau de faible perméabilité avec des surpressions), le glissement s'en sert comme niveau de décollement (fig. 6.8b). Dans la plupart des cas, ce décollement n'atteint jamais la surface et il faut créer une rampe (faille inverse), en aval, pour que le glissement ait lieu. Un delta sédimentaire ne s'apparente, par sa géométrie, qu'à un simple talus. Les glissements affectant les sédiments profonds sont du type de la figure 6.8b. Ils présentent une zone de compression beaucoup plus mince que la zone en extension en raison de la forme en biseau du delta.

Au paragraphe 6.3.4, nous montrerons, grâce à des expériences tests, que la résistance en bas de pente retarde la déstabilisation et modifie également la dynamique du glissement.

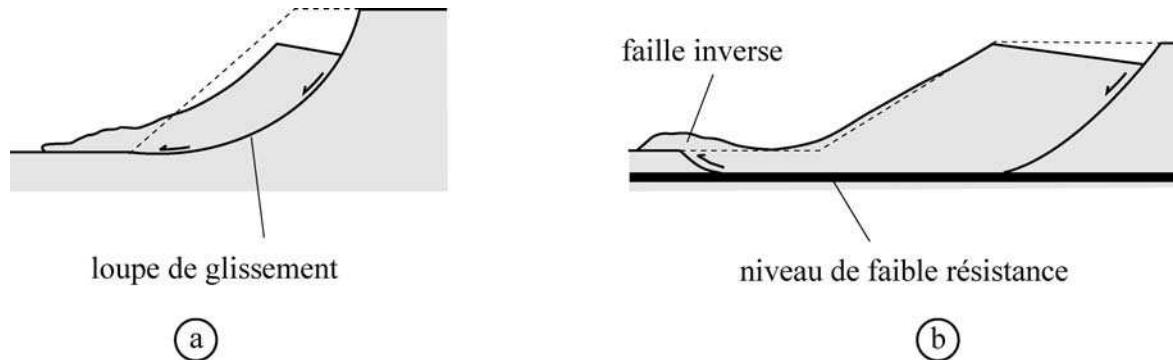


FIG.6.8 : Morphologies de glissements : (a) glissement rotationnel dans une pente homogène, (b) glissement sur un niveau de décollement avec formation d'une zone compressive en aval.

6.2 Modélisation analogique de la zone en extension d'un glissement: propagation d'un décollement et failles normales listriques

Nous avons réalisé des expériences permettant de caractériser la déformation en extension, et la propagation d'un décollement en arrière d'un glissement gravitaire provoqué par des surpressions de fluide. Les modèles sont faits dans le dispositif de Cobbold et al. (2001) (fig. 6.9) légèrement modifié pour que l'on puisse retirer la boîte et le tamis du réservoir afin de couper les modèles en fin d'expérience. La pression d'air est maintenue constante tout au long de l'expérience.

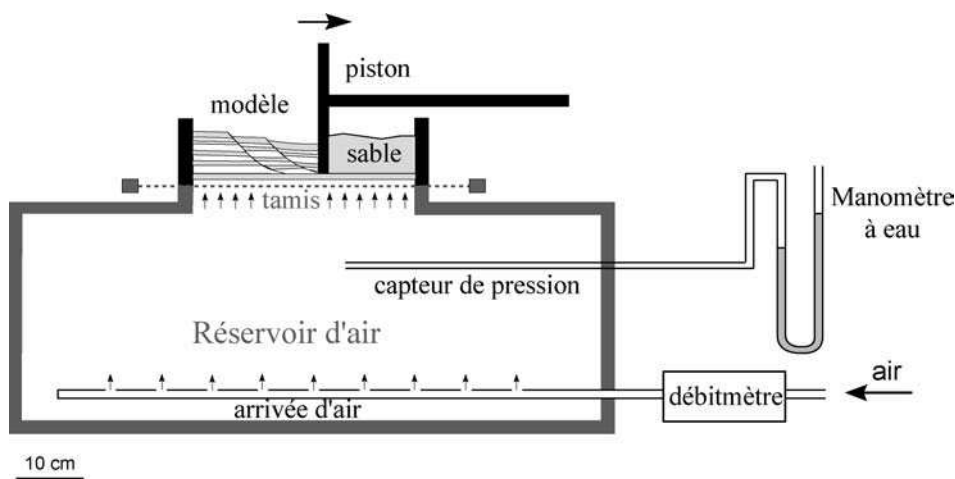


FIG.6.9 : Dispositif de Cobbold et al. (2001) utilisé pour la modélisation de la zone en extension d'un glissement.

Tous les modèles disposent d'une couche basale de 1cm de sable grossier (sable 1). Puis une couche de sable fin (sable 3) de 1 cm sert de couche de confinement. Les modèles sont terminés par trois nouveaux centimètres de sable 1. Cette structure est donc la même que dans les expériences de compression avec un niveau de décollement (expériences PAC1 à PAC3). L'ensemble du dispositif est incliné d'une dizaine de degrés (7 et 11°) et la déformation est appliquée par le retrait progressif du mur mobile (20 cm/h) qui glisse au dessus de la couche basale non déformée. Le modèle peut alors s'étaler sous son propre poids. Le mouvement du piston simule, en fait, le glissement progressif d'une masse en aval de la partie modélisée (fig. 6.10). Aucune sédimentation n'est introduite dans les modèles.

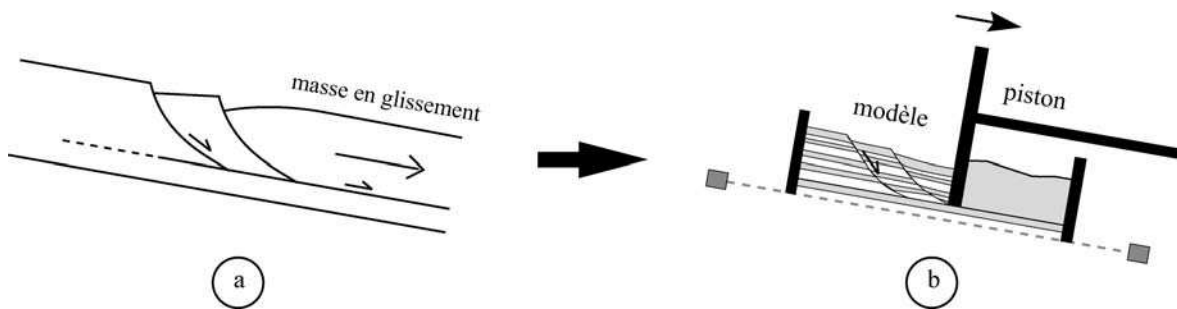


FIG.6.10 : Analogie entre la zone en extension d'un glissement et notre dispositif expérimental.

Nous avons effectué 2 séries d'expériences (fig. 6.11 et 6.12). Dans la première, 6 expériences ont été réalisées pour différentes pressions de fluide à la base (0, 300, 450, 500, 550, 620 Pa). La pente était de 7°. La seconde comporte 3 expériences inclinées de 11 ° et faites à 300, 450 et 520 Pa de pression dans le réservoir (certaines expériences ne sont pas montrées en raison de photographies floues).

Initialement longs de 15 cm, les modèles sont étirés de 5 cm, sauf les modèles A.d (fig. 6.11) et B.b (fig. 6.12) où les extensions ont été arrêtées à 3.5 et 3.2 cm en raison d'explosions à l'arrière. Les expériences sont présentées en fonction de λ^* défini à la base du niveau de faible perméabilité par:

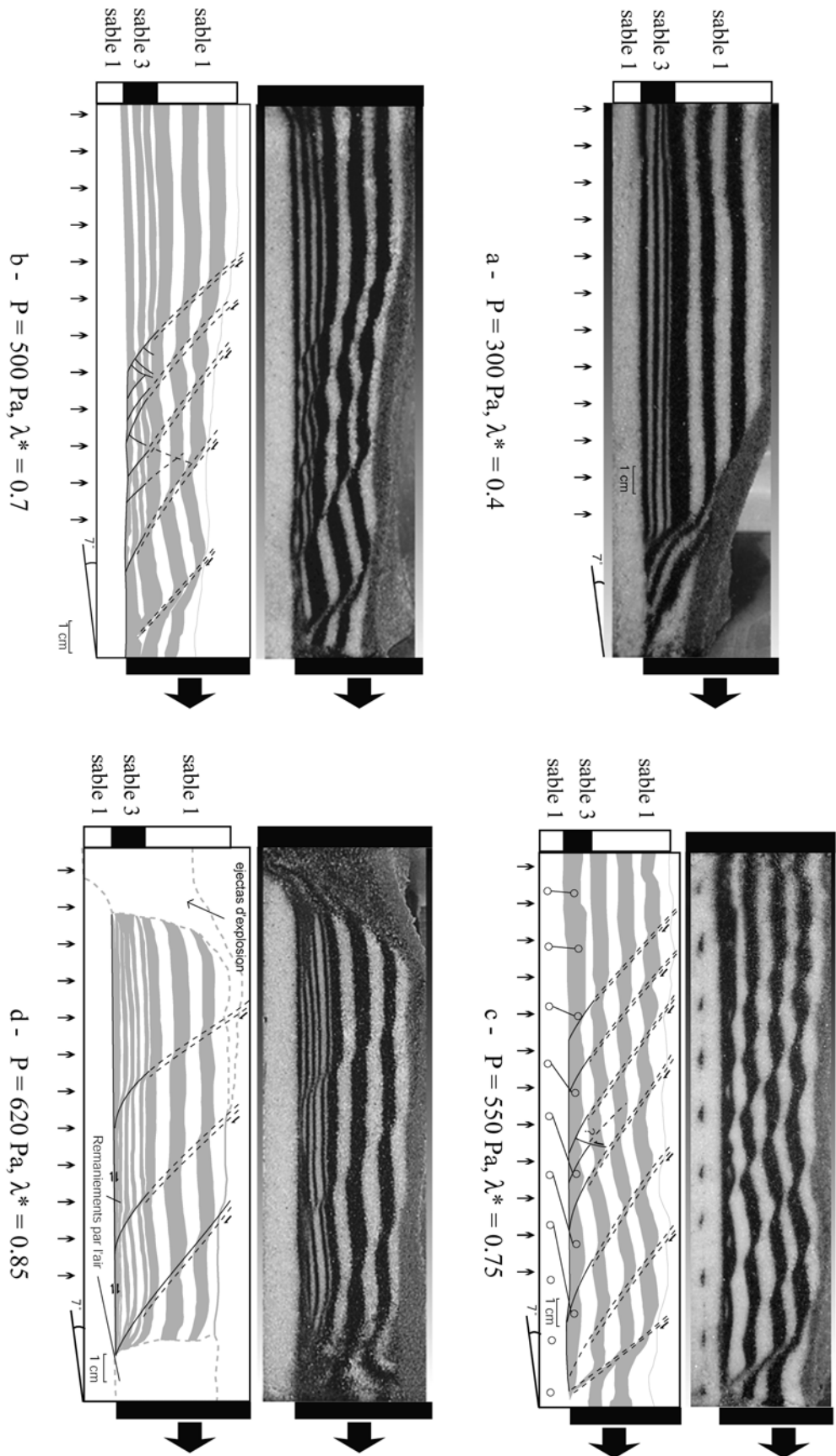
$$\lambda^* = \frac{P}{\rho_{sab} \cdot g \cdot z \cdot \cos \alpha} \quad (6.10)$$

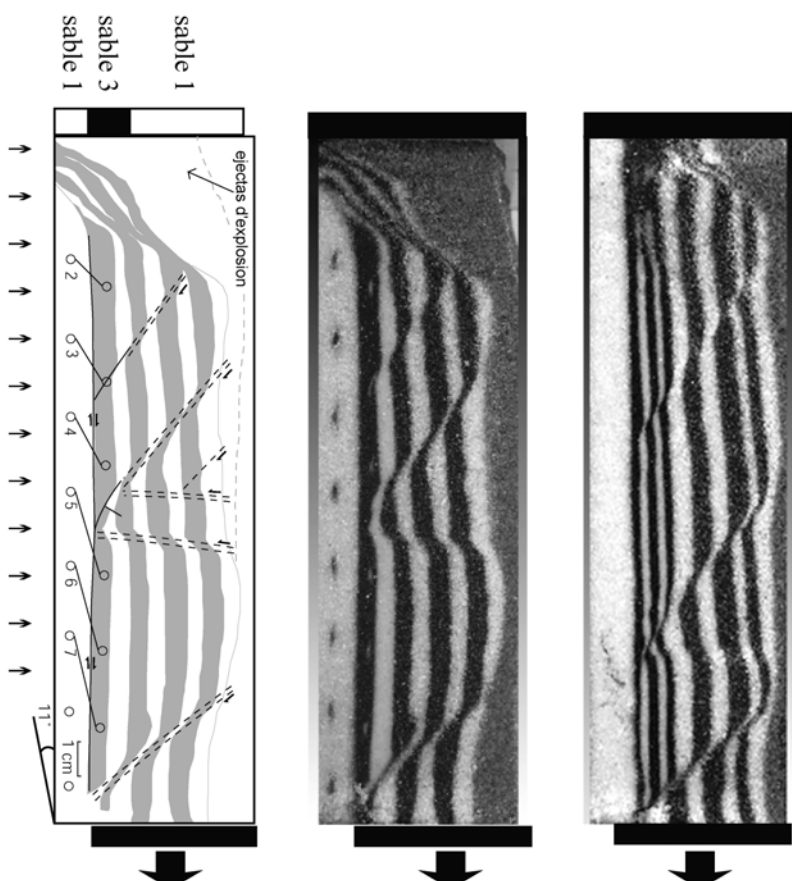
avec α la pente, z la profondeur (= 4cm) et $\rho_{sab} = 1600 \text{ kg.m}^{-3}$

6.2.1 Description des expériences

A. Série A

Les expériences de la série A effectuées pour une pression basale inférieure à 400 Pa ($\lambda_d^* < 0.6$) ne développent pas de faille normale (fig. 6.11a). Un simple talus se forme dans l'espace créé par le retrait du bord mobile. Sa pente diminue lorsque la pression de fluide augmente.

Expériences en extension: série A - pente de 7°




b - $P = 500 \text{ Pa}$, $\lambda^* = 0.7$

Pour les expériences à $\lambda^* = 0.7$ et $\lambda^* = 0.75$ (fig. 6.11b et c), la déformation se traduit par de nombreuses failles normales faiblement espacées délimitant des blocs basculés. L'apparition de ces failles se fait près du bord mobile en début d'expérience, puis elles migrent vers l'arrière de la boîte au cours de l'extension. Plus la pression de fluide augmente, plus la déformation se délocalise rapidement vers l'arrière du modèle.

L'expérience à $P = 620$ Pa (fig. 6.11d) montre un style de déformation différent. Les failles normales sont beaucoup plus espacées et ne sont qu'au nombre de 3. Elles délimitent des blocs basculés qui ne présentent que très peu de déformation interne. Après seulement 12 à 15% de déformation, les failles ont atteint l'arrière de la boîte.

Dans aucun des modèles le niveau de base de sable 1 n'est affecté par la déformation. Toutes les failles normales prennent naissance à la base du niveau de faible perméabilité. Elles sont toutes plus ou moins rectilignes dans les 3 cm de sable grossier et n'amorcent qu'une légère courbure à la base.

B. Série B

Dans la série B, la pente est de 11° . Les observations sont similaires à celles que nous venons de faire sur la série A. En dessous de 300 ou 400 Pa, seul un talus se développe. Pour l'expérience à $\lambda^* = 0.65$, les failles sont peu espacées, délimitent des blocs basculés et se propagent vers l'arrière au cours de la déformation. Pour $\lambda^* = 0.7$, les failles normales délimitent des blocs rigides, non basculés et non déformés.

Nous pouvons tout de même souligner des différences majeures avec la série A :

- les mêmes observations sont faites à des pressions de fluide plus faibles, ce qui est en accord avec la pente plus forte,
- des failles antithétiques se développent plus facilement dans les expériences à forte pente, ce qui est en contradiction avec les observations de Vendeville (1987) ou McClay and Ellis (1987). Dans leurs expériences, elles étaient en effet associées à des pentes plus faibles.

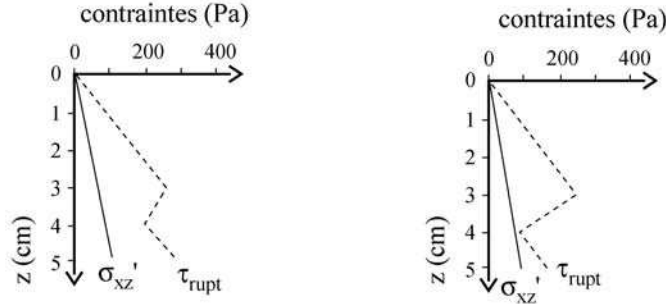
6.2.2 Propagation du décollement

Pour les deux séries d'expériences précédentes, nous avons observé la formation:

- d'un simple talus pour les expériences à très faible pression,
- de failles normales rapprochées et de blocs basculés pour les pressions de fluide moyennes, la déformation se déplaçant progressivement vers l'arrière du modèle,
- de très peu de failles et d'une déformation très rapidement située à l'arrière du modèle pour les très fortes pressions.

Afin de mieux contraindre les mouvements des blocs entre les failles, nous avons placé des marqueurs de sable dans les modèles A.c (fig. 6.11c) et B.b (fig. 6.12b). Ces marqueurs situés dans la couche de sable 3 étaient initialement à la verticale de ceux situés dans la couche basale de sable 1. Les coupes permettent de quantifier leurs déplacements relatifs. Pour l'expérience B.b, les points 5, 6 et 7 ont tous subi un déplacement identique d'environ 2 cm. La même observation est valable pour les marqueurs 3 et 4, avec une amplitude plus faible. Ces déplacements sont caractéristiques de glissements de blocs rigides sur un décollement relativement efficace. La rigidité du bloc contenant les points 5, 6 et 7 indique que le décollement était bien présent partout sous ce bloc dès le début de la déformation. Pour l'expérience A.c au contraire, le déplacement des marqueurs

s'atténue progressivement vers l'arrière du modèle, ce qui traduit bien le recul de la déformation et un développement progressif et lent du décollement à la base du sable fin.



a - Expérience A.c, P = 550 Pa

b - Expérience A.d, P = 620 Pa

FIG.6.13 : Profils de contraintes cisailantes (σ'_{xz}) et contraintes cisailantes nécessaires à l'activation d'un décollement parallèle à la pente (τ_{rupt}), calculées pour les modèles A.c et A.d ($\mu = 1$ et $c = 0$ Pa)

Nous avons estimé la contrainte cisailante (σ'_{xz}) à la base de la couche de sable fin pour les expériences A.c et A.d grâce à un modèle de pente infini (équation 6.1). Nous avons également calculé la contrainte cisailante nécessaire à la rupture (τ_{rupt}) sur le niveau de décollement en estimant le profil de pression et en utilisant $\mu = 1$ et $c = 0$ pour le sable 3. Nous avons tracé ces deux courbes sur les graphiques de la figure 6.13. On voit que l'on est beaucoup plus près de la rupture à la base du niveau de confinement pour l'expérience à 620 Pa qu'à 550 Pa. En terme de coefficient de sureté σ'_{xz}/τ_{rupt} (lorsque $\sigma'_{xz}/\tau_{rupt} = 1$, le décollement est activé), le modèle A.d atteint 0.85 tandis que dans l'expérience A.c, il n'est que de 0.5.

Le retrait du piston crée une extension dans la partie aval du modèle. Cela se traduit par une diminution de σ'_{xx} dans cette zone, et par conséquent une diminution de $\frac{\partial \sigma'_{xx}}{\partial x}$ (x étant pris parallèle à la pente et dirigé vers le bas). Si l'on considère la première équation de l'équilibre des contraintes:

$$\frac{\partial \sigma'_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma'_{xz}}{\partial z} = \rho_{sab} \cdot g \cdot \sin \alpha$$

on remarque que la diminution de $\frac{\partial \sigma'_{xx}}{\partial x}$ provoque l'augmentation de $\frac{\partial \sigma'_{xz}}{\partial z}$. La contrainte cisailante à la base du niveau de sable fin est, à priori, accrue lorsque l'on étire le modèle. Dans le cas du modèle A.d, la variation de σ'_{xz} est suffisante pour activer le décollement tandis qu'elle ne l'est pas pour le modèle A.c.

Cette explication, un peu schématique, permet d'expliquer la propagation d'un décollement à l'arrière d'un glissement en fonction du coefficient de sureté sur le plan de rupture potentiellement activable.

6.2.3 Pendage des failles normales

Les pendages des failles normales (mesuré par rapport à l'horizontal) des modèles de la série A ont été reportés dans le graphiques 6.14. Les mesures ont été faites dans les 3 cm de sable grossier, sur les dernières failles formées pour s'affranchir des problèmes de rotation de blocs.

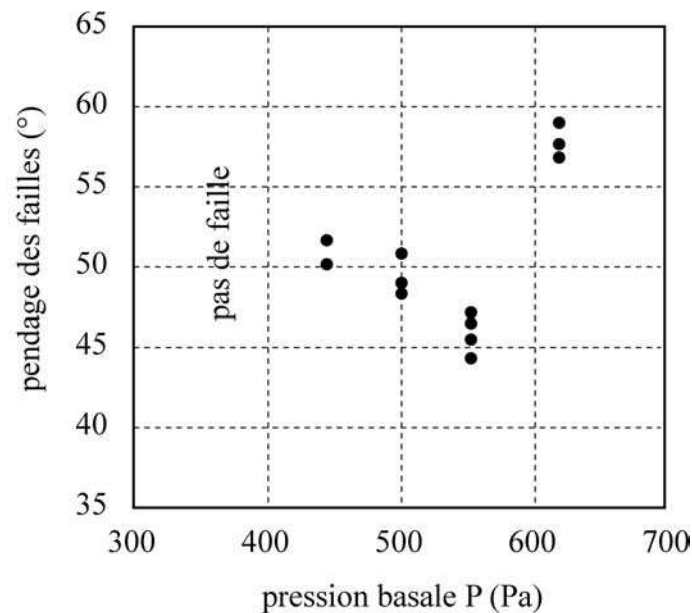


FIG.6.14 : Evolution du pendage des failles normales (mesuré par rapport à l'horizontal) en fonction de la pression basale.

On observe une diminution du pendage, lorsque la pression de fluide augmente. Seules les failles de l'expérience à très fortes pression déroge à cette règle. Elles apparaissent beaucoup plus raides. Les mêmes observations ont été faites pour les modèles inclinés de 11° .

Nous avons vu, grâce aux expériences numériques, qu'à forte pression de fluide, le décollement se propageait très rapidement vers l'arrière du modèle. Dans Mourgues (2000), nous avons interprété le fort pendage des failles normales de ces expériences comme lié à la baisse du frottement sur le détachement. En considérant une baisse de contrainte cisailante sur le décollement de 20% (Mandl et al., 1977), une variation linéaire de σ_{xz}' avec la profondeur et un état des contraintes dicté par la loi de Mohr-Coulomb, cette hypothèse avait assez bien été vérifiée.

La diminution du pendage, quant à elle, peut être aisément interprétée comme une variation de l'orientation de la résultante des forces de volume subie par le système incliné en raison de la force de courant (figure 6.4).

Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons réalisé des expériences complémentaires. Celles-ci consistent en des tests d'extension, identiques à ceux réalisés au chapitre 3, mais sur des systèmes inclinés. Les modèles sont longs de 40 cm, épais de 4 cm, et réalisés sur le dispositif décrit au chapitre 3 avec du sable homogène de type 2. Une discontinuité de vitesse créée à la base en tirant un tamis, produit un graben. Les expériences sont présentées sur le schéma 6.15a.

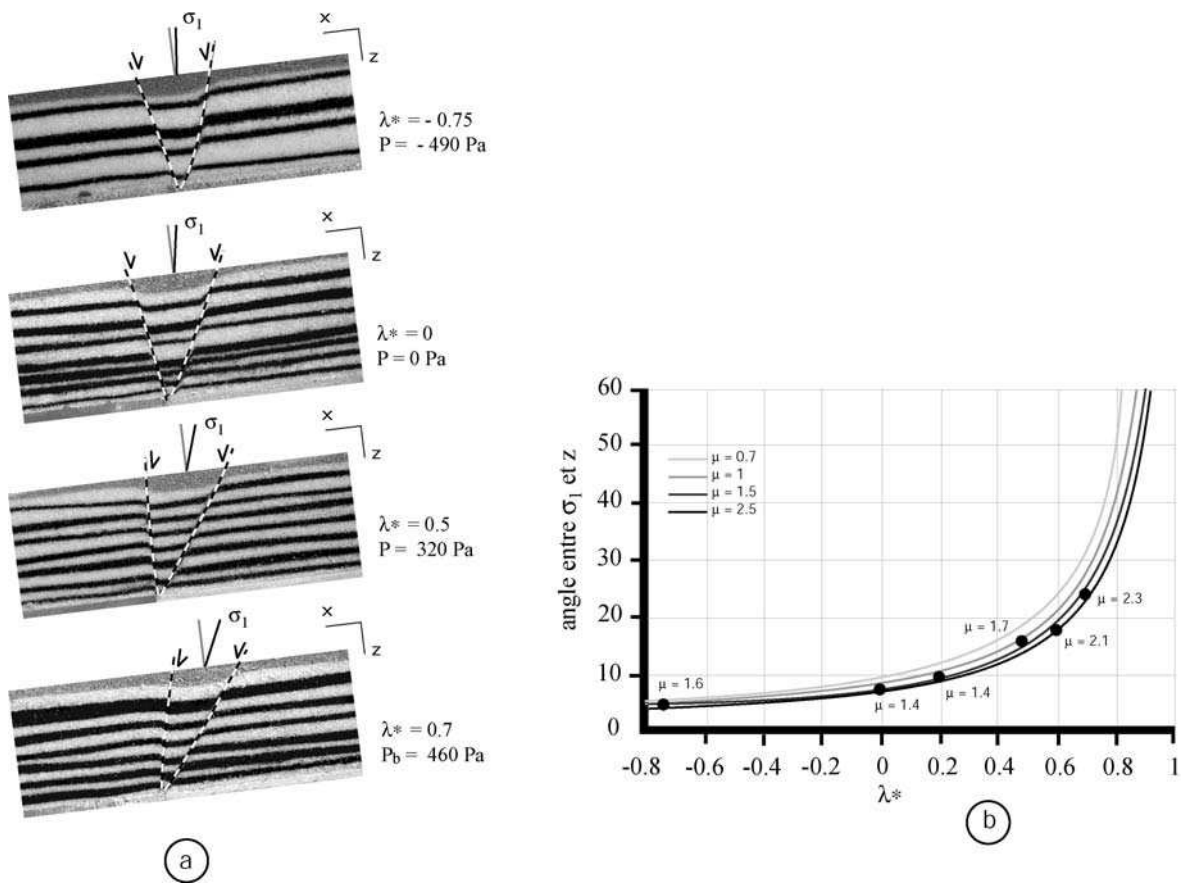


FIG.6.15 : Tests d'extension sur des modèles de sable homogène inclinés et soumis à différents gradients de pression (a). La bissectrice de l'angle d'ouverture des grabens est supposée donner la direction de la contrainte principale σ_1 . Cet angle est reporté sur le graphique (b) où sont tracées des courbes théoriques calculées par un modèle 1D à la rupture (voir texte). Sont également indiquées les valeurs du coefficient de friction déterminées pour chaque expérience grâce à l'angle d'ouverture des grabens.

En supposant qu'à la rupture la contrainte principale effective σ_1' est la bissectrice des deux failles conjuguées formées, nous avons reporté dans le graphique l'orientation de σ_1' en fonction de λ^* .

On observe très bien une rotation des grabens lorsque la pression de fluide augmente, si bien que pour $\lambda^* = 0.7$, l'une des failles normales possède un jeu inverse. En revanche, lorsque l'on aspire l'air en dessous du modèle ($\lambda^* < 0$), c'est à dire lorsqu'il est soumis à une force de courant dirigée vers le bas, l'angle entre σ_1' et la pente augmente pour avoisiner un angle droit.

Afin d'analyser l'orientation des contraintes, nous utilisons les équations d'équilibre en contraintes effectives pour un système infiniment long (eq. 6.1 et 6.2). On écrit ainsi:

$$\frac{\partial \sigma'_{xz}}{\partial z} = \rho_{sab} \cdot g \cdot \sin \alpha$$

$$\frac{\partial \sigma'_{zz}}{\partial z} = \rho_{sab} \cdot g \cdot \cos \alpha - \left. \frac{\partial P}{\partial z} \right|_{nh}$$

La perméabilité des modèles est supposée constante ainsi que $\left. \frac{\partial P}{\partial z} \right|_{nh}$. Ces équations sont intégrées entre 0 et z:

$$\sigma'_{xz} = \rho_{sab} \cdot g \cdot z \cdot \sin \alpha$$

$$\sigma'_{zz} = \rho_{sab} \cdot g \cdot z \cdot \cos \alpha - \Delta P \quad (6.11 \text{ et } 6.12)$$

avec $\Delta P = P|_z - P_{atm}$

σ'_{zz} et σ'_{xz} peuvent être exprimées en fonction des contraintes effectives principales σ'_1 et σ'_3 :

$$\sigma'_{zz} = \frac{\sigma'_1 + \sigma'_3}{2} + \frac{\sigma'_1 - \sigma'_3}{2} \cos(2\varpi)$$

$$\sigma'_{xz} = \frac{\sigma'_1 - \sigma'_3}{2} \sin(2\varpi) \quad (6.13 \text{ et } 6.14)$$

où ϖ est l'angle entre σ'_1 et z.

A la rupture, supposons que les contraintes obéissent à une loi de Coulomb $\tau' = \mu \cdot \sigma'_n$ avec $\mu = \tan \phi$. On peut ainsi écrire une relation entre les contraintes principales:

$$\sigma'_3 = \frac{1 - \sin \phi}{1 + \sin \phi} \cdot \sigma'_1 \quad (6.15)$$

Pour toute valeur de P, il est possible de trouver σ'_1 , σ'_3 et ϖ solutions des équations 6.11, à 6.15. Comme $\left. \frac{\partial P}{\partial z} \right|_{nh}$ ne varie pas avec la profondeur, ϖ non plus.

Nous avons tracé la solution ϖ en fonction de λ^* pour différentes valeurs de friction interne μ sur le graphique 6.15b. On observe un très bon accord entre données expérimentales et courbes théoriques. La valeur de μ déterminée grâce à l'angle d'ouverture des failles conjuguées est indiquée à côté de chaque mesure de ϖ . Pour les faibles valeurs de λ , les valeurs expérimentales se situent entre les courbes $\mu = 1$ et $\mu = 1.5$, ce qui correspond à la valeur de μ mesurée. Lorsque la pression augmente, l'angle d'ouverture entre les failles diminue et les points se situent entre les courbes $\mu = 1.5$ et 2.5.

Remarque: la réorientation des contraintes principales est une conséquence prévisible des forces de courant. Effectuer un calcul des contraintes totales à l'état hydrostatique puis retrancher la suppression de toutes les composantes des contraintes aboutit à une solution erronée où l'orientation des contraintes est indépendante de la pression:

$$\tan(2\varpi) = - \frac{2\sigma'_{xz}}{(\sigma'_{xx}|_h - P) - (\sigma'_{zz}|_h - P)} = - \frac{2\sigma'_{xz}}{\sigma'_{xx}|_h - \sigma'_{zz}|_h}$$

Une telle erreur provient de l'hypothèse implicite que l'état de contraintes totales est invariant alors qu'il dépend des forces de courant (cf. chap.2).

Failles normales listriques

Dans les séries d'expériences A et B, le profil de pression n'était pas uniforme avec la profondeur, ce qui est généralement le cas dans les systèmes naturels (voir chapitre 1). Selon l'analyse faite ci-dessus, un profil non linéaire des pressions implique un changement de l'orientation des contraintes principales ainsi qu'une variation du pendage des failles en profondeur. Sur la figure 6.16a, nous avons dessiné un profil de pression assez classique où le fluide reste à l'état hydrostatique jusqu'à une profondeur Z_a . A ce niveau, une barrière de perméabilité provoque un accroissement très rapide de la pression. Nous avons utilisé ce profil et l'analyse des contraintes à la rupture pour calculer l'orientation des contraintes principales (la pente de surface est supposée de 5° et $\mu = 0.6$) et la forme de la faille normale associée (fig. 6.16b). Cette dernière apparaît listrique. A la profondeur Z_d , l'angle entre σ_1' et l'axe des z atteint les 60° . La faille est ainsi parallèle à la pente et joue le rôle de surface de décollement pour le glissement.

Cette analyse correspond à celle qui avait été faite par Crans et al. (1980) et Mandl et Crans (1981) en utilisant une construction géométrique dans un diagramme de Mohr.

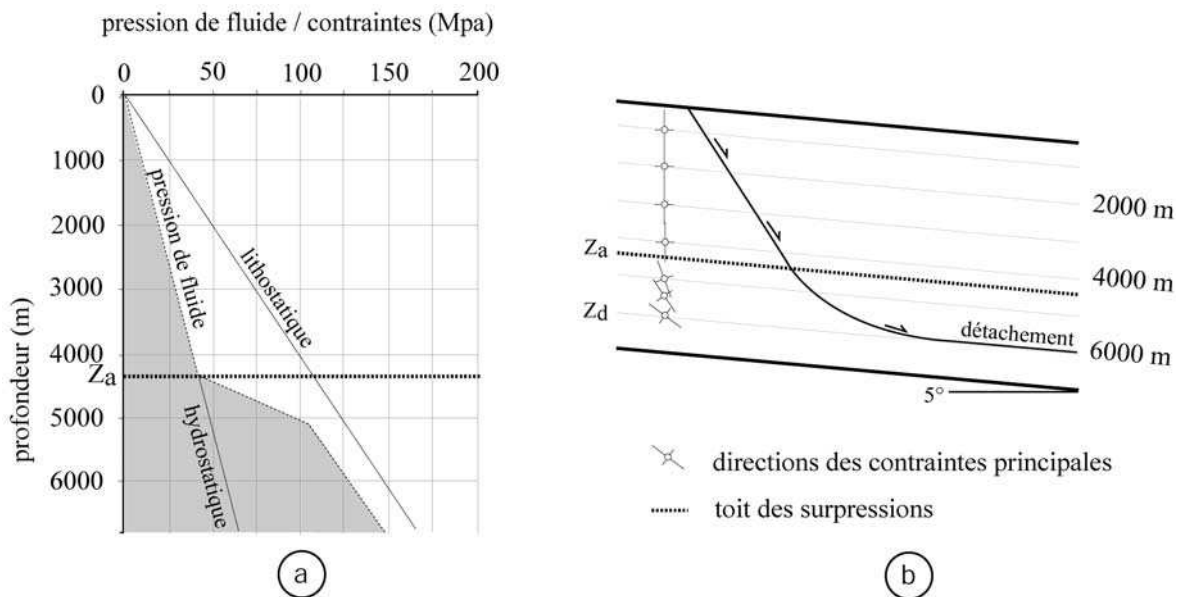


FIG.6.16 : (a) Profil naturel typique de pression. (b) En utilisant le modèle 1D à la rupture (voir texte), nous avons calculé l'orientation des contraintes principales en fonction de la profondeur pour une pente de 5° . Est également tracé le profil de la faille normale associée. A la profondeur Z_d , la faille est parallèle à la pente, le détachement est activé.

Pour changer l'orientation de la force de volume résultante, il faut que la force de courant agisse dans une direction autre que celle de la gravité. Dans le modèle précédent, nous admettions que le gradient de pression était perpendiculaire à la pente. Or, nous pouvons tout autant supposer une surface horizontale et des variations latérales de pression, comme c'est certainement le cas dans les

systèmes très compartimentés de la mer du Nord ou de Trinidad. Nous avons testé cette hypothèse grâce à des tests en extension mettant en jeu une distribution de pression de fluide plus complexe que précédemment. La discontinuité de vitesse à la base des modèles a cette fois été placée juste à la limite du réservoir d'air. D'un côté, la pression basale était celle du réservoir et de l'autre celle de l'atmosphère (fig. 6.17). Le schéma 6.17a montre la distribution de pression calculée. On voit qu'il y a un très fort gradient de pression horizontal à la base. Les failles normales que l'on obtient sont courbes, le graben est totalement dissymétrique et prend la forme typique d'une virgule.

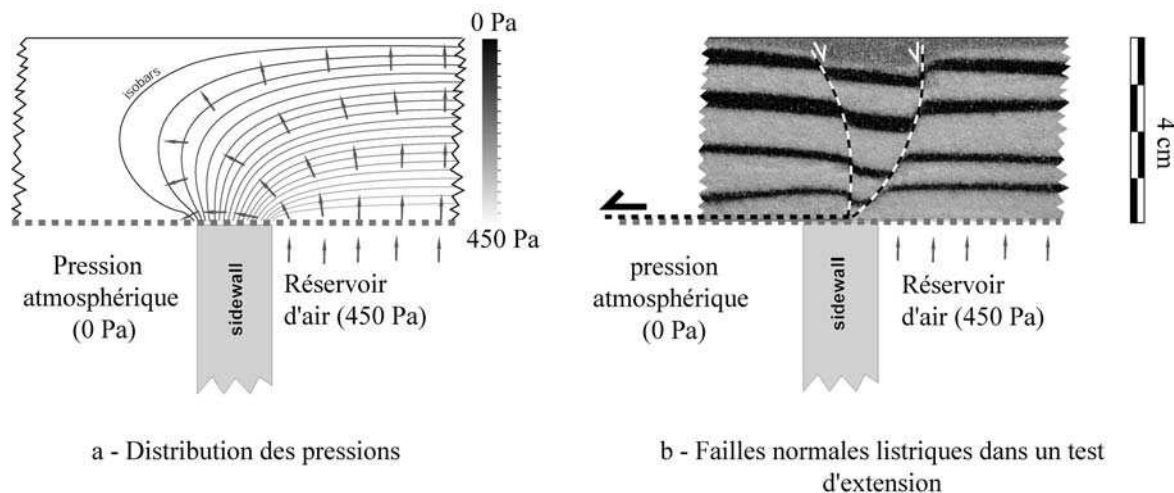


FIG.6.17 : Test en extension, à l'horizontal, effectué en limite de réservoir pour tester l'influence des forces de courant horizontales sur l'orientation des failles normales.

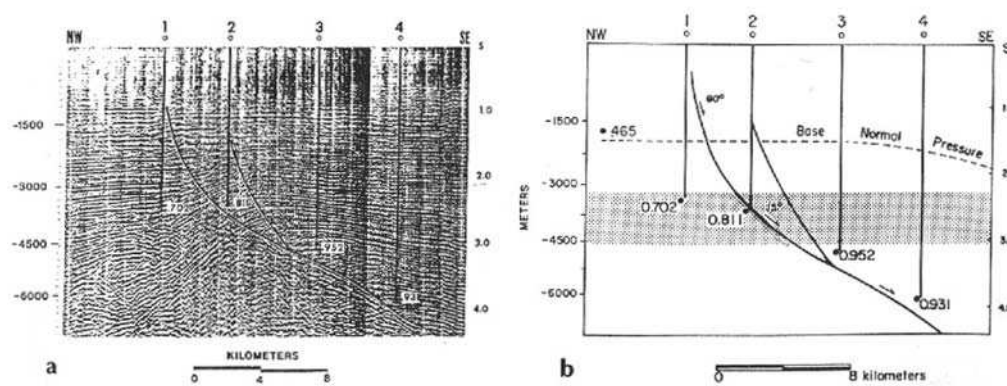


FIG.6.18 : Exemple de relation entre les zones en surpression et la listricité des failles (Bradshaw et Zoback, 1988).

Il est évident que la réorientation significative des contraintes n'aura lieu que dans le cas où les forces de courant horizontales seront du même ordre de grandeur que les contraintes effectives verticales, ce qui suppose un état critique de surpression.

Beaucoup d'auteurs se sont intéressés à la formation des failles listriques (Bradshaw and Zoback, 1988; Price, 1977; Shelton, 1984; Vendeville and Cobbold, 1988). Shelton (1984) avait résumé les théories existantes à l'époque.

Il est assez fréquent d'observer une relation entre l'aplatissement des failles normales et leur passage dans des niveaux en surpression (fig. 6.18). Bradshaw et Zoback (1988) expliquent ce phénomène par une réfraction des contraintes entre des couches de viscosités différentes. Bien que Mandl et Crans (1981) aient déjà développé le modèle de glissement gravitaire dans lequel les pressions de fluide aboutissent à des failles listriques, il semble qu'il n'ait pas eu beaucoup d'impacts. Dans les cas naturels, il est en effet très difficile de déterminer la cause principale de la listricité d'une faille car beaucoup de facteurs rentrent en jeu: sédimentation syn-déformation, la compaction des sédiments lorsque la pression de fluide diminue etc ...

Nous espérons que nos expériences conforteront le modèle de Mandl et Crans (1981) et clarifieront le rôle que peuvent avoir des pressions de fluide sur l'orientation des contraintes et les structures tectoniques.

Remarque: La même analyse de Coulomb a été utilisée par Byerlee (1992) pour montrer le changement d'orientation des failles de Riedel autour d'un décrochement contenant de fortes pressions de fluide. Les forces de courant agissent, dans ce cas, dans le plan horizontal.

6.3 Table à injection d'air et expériences tests de glissement

Les expériences précédentes ne simulaient que la zone en extension d'un glissement. En essayant de simuler le glissement complet (zones en extension, translation et compression), nous avons été confrontés très rapidement à un problème de dispositif expérimental.

6.3.1 Les limites de l'ancien dispositif

Les premières expériences de glissements complets ont été faites sur le dispositif précédent. Les modèles étaient construits avec une structure interne classique: 1 cm de sable 1 à la base, 1 cm de sable 3 puis 2 cm de sable 1 au sommet. Ils étaient réalisés dans une boîte de 60 cm de long et 40 cm de large, bien plus grande que la fenêtre de pression du réservoir (fig. 6.19) situé en dessous. La pression sous les parties du tamis hors de la zone d'injection était maintenue à la pression atmosphérique. Le dispositif était incliné de 11°. En augmentant doucement la pression d'air dans le réservoir, on voyait apparaître une zone en extension à l'arrière de la fenêtre d'injection, puis une zone en compression de l'autre côté traduisant un glissement de la partie du modèle soumis à la surpression.

Le glissement se produisait par de brefs à-coups. Les pressions nécessaires au glissement étaient très élevées ($\lambda^* = 0.85$) et le modèle semblait avoir beaucoup de mal à glisser. Le graben créé dans la zone en extension était comblé de sable au fur et à mesure du glissement pour éviter les explosions qui se produisaient systématiquement.

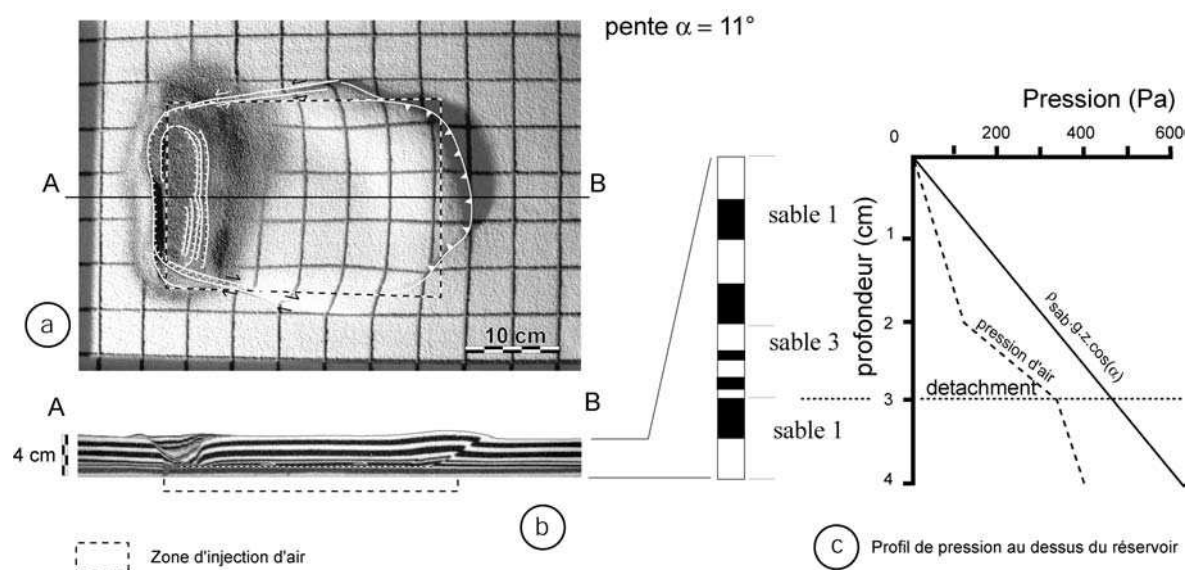


FIG.6.19 : Expérience de glissement au-dessus d'une fenêtre de pression (a) réalisée sur le dispositif de la figure 6.9. La coupe (b) montre parfaitement la structure avec un décollement à la base du sable fin (c) Le graben à l'arrière est comblé au fur et à mesure pour éviter les explosions (voir chapitre 3).

En coupe, les modèles montraient parfaitement le glissement dont le décollement se situait à la base du sable fin. Le sable du dessous restait non déformé. Les failles normales et inverses en amont et aval montraient une forme plutôt listrique, en accord avec le modèle de Mandl et Crans (1981).

Nous avons réalisé plusieurs expériences de ce type. Cependant, elles étaient très problématiques et peu satisfaisantes pour plusieurs raisons :

- En raison de la petite taille (20×30 cm) de la fenêtre d'injection, l'apparition d'un glissement nécessitait soit de très fortes pressions, soit une pente très importante, soit des modèles très fins pour lesquels les incertitudes relatives sur les pressions devenaient trop importantes.
- Il était impossible de modifier la taille et la forme de la fenêtre sans démonter toute la partie supérieure du réservoir...ce qui n'était pas envisageable.
- Les fortes pressions mises en jeu provoquaient, au moins une fois par expérience, une explosion du graben, en raison de la diminution d'épaisseur du modèle dans cette zone (voir chapitre 3). Pour éviter ce phénomène, nous remplissions les grabens de sable au fur et à mesure de leur apparition. Cependant, le glissement se produisait par de brefs à-coups dont la rapidité nous empêchait de combler les grabens dès leur création, ce qui conduisait inévitablement à des explosions.
- Lorsqu'un volcan apparaissait, il était impossible de l'arrêter sans diminuer drastiquement la pression du réservoir... ce qui prend du temps. Tout une partie du modèle était ainsi à chaque fois détruite. En effet, dès leur apparition, les explosions augmentent en amplitude et deviennent cycliques. Ceci est lié à l'appel d'air créé par la baisse de perméabilité dans le cratère qui est constamment alimenté par le réservoir très proche et dont la pression reste quasi-homogène.

- Il était impossible de créer des distributions de pression non uniformes à la base du modèle, ce qui obligeait, finalement, à avoir des modèles d'épaisseur constante, sous peine de modifier λ^* sur le décollement.

Nous avons donc réalisé un nouveau dispositif qui devait limiter tous ces problèmes et répondre aux exigences suivantes:

- limiter l'apparition des volcans destructeurs,
- de plus grande taille,
- possibilité de modifier facilement la forme et la taille de la fenêtre d'injection,
- possibilité de distribution de pressions non uniformes en base du modèle.

6.3.2 Description de la table à injection d'air

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, pour obtenir une pression d'air non uniforme à la base d'un modèle, il faut quadriller l'espace par des injecteurs délivrant chacun une pression spécifique. Comme pour le dispositif utilisé au chapitre 5, celui que nous avons construit pour les expériences de glissements comporte deux parties:

- un réservoir d'air où la pression est supposée uniforme,
- un système d'injection qui permet d'obtenir une distribution de pressions sous le modèle.

Le réservoir (fig.6.20b et e) consiste en un caisson parallélépipédique ouvert en haut de 110 cm de long, 55 cm de largeur et 25 cm de hauteur. L'alimentation en air se fait en 8 points régulièrement répartis au fond. En raison de la faible hauteur de ce réservoir et de l'important flux d'air entrant, nous avons disposé deux plaques percées de 32 et 128 trous ($\phi = 1$ cm) sensées "casser" les flux d'air pour obtenir une distribution homogène de pression dans la partie supérieure, juste en dessous des injecteurs.

Le système d'injection (fig. 6.20b) qui vient se poser au dessus du réservoir comporte 20 rangées de 10 tubes soit 200 injecteurs de 5×5 cm de côté chacun et 25 cm de hauteur. Cette partie est prévue pour être facilement retirée du dessus du réservoir.

La zone d'injection potentiellement utilisable est d'environ 0.5 m².

A l'intérieur de chaque injecteur, se trouvent deux tamis de 100 μ m. L'un, situé en bas, est fixe, l'autre près du sommet peut être retiré pour que l'on puisse remplir les injecteurs de sable.

La pression peut être mesurée dans le réservoir basal et dans la partie supérieure de 5 injecteurs que l'on a situé sur la figure 6.20a. Ces mesures de pression permettent de vérifier nos calculs de distributions de pressions (voir paragraphe suivant).

Il est également possible de définir la forme de la zone d'injection en bouchant un certain nombre de tubes. Pour cela, le dispositif est ouvert, et l'on fixe des plaques en dessous des tamis inférieurs des injecteurs qui ne doivent pas fonctionner (figure 6.21).

La résolution spatiale pour les pressions et la forme de la zone d'injection est déterminée par la largeur des tubes, soit 5 cm.

Les modèles de sable sont construits directement au dessus des injecteurs. Des plateaux latéraux disposés tout autour du dispositif permettent d'augmenter encore la surface disponible et font de cette machine une véritable table à injection d'air (fig.6.20.c).

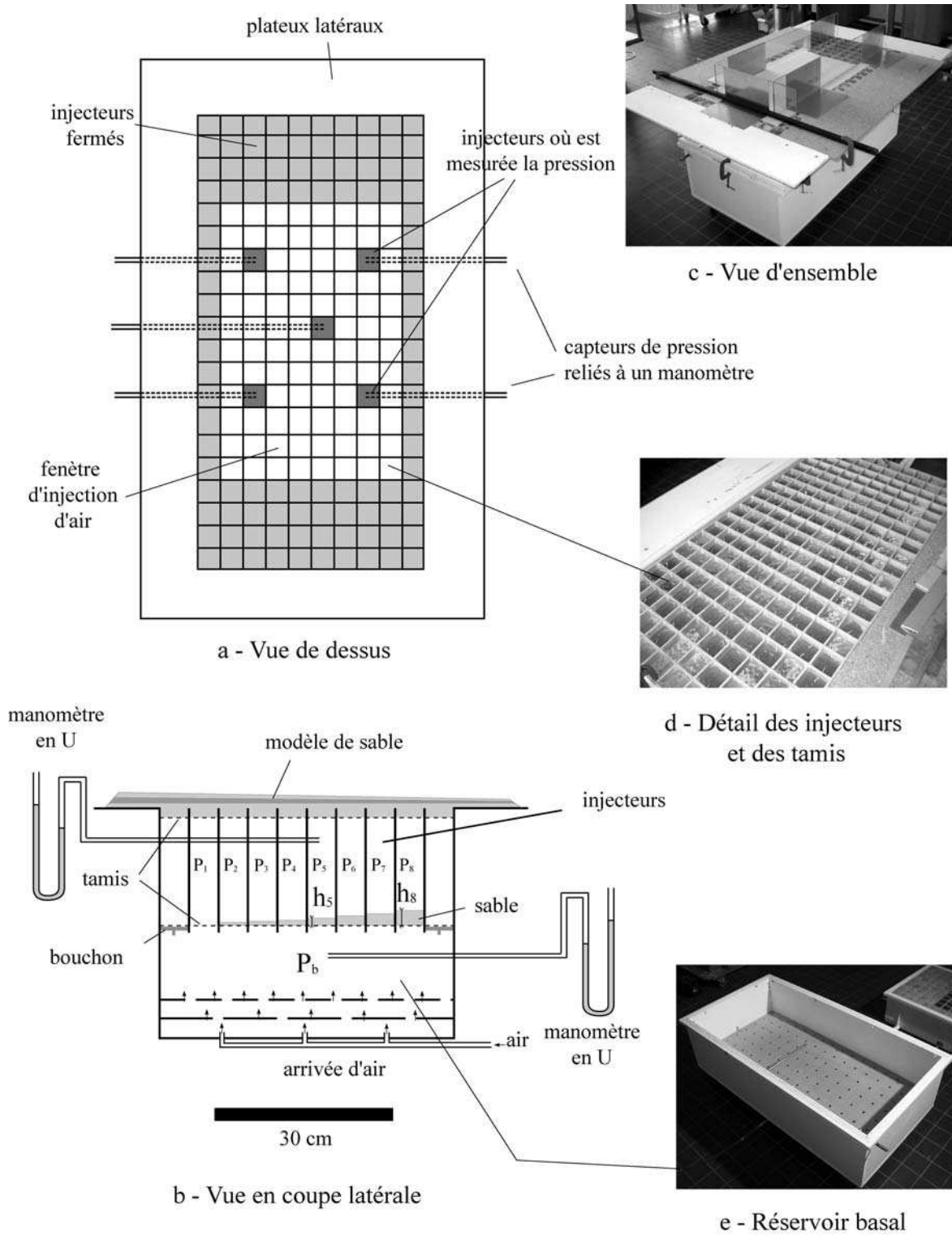


FIG.6.20 : La table à injection d'air

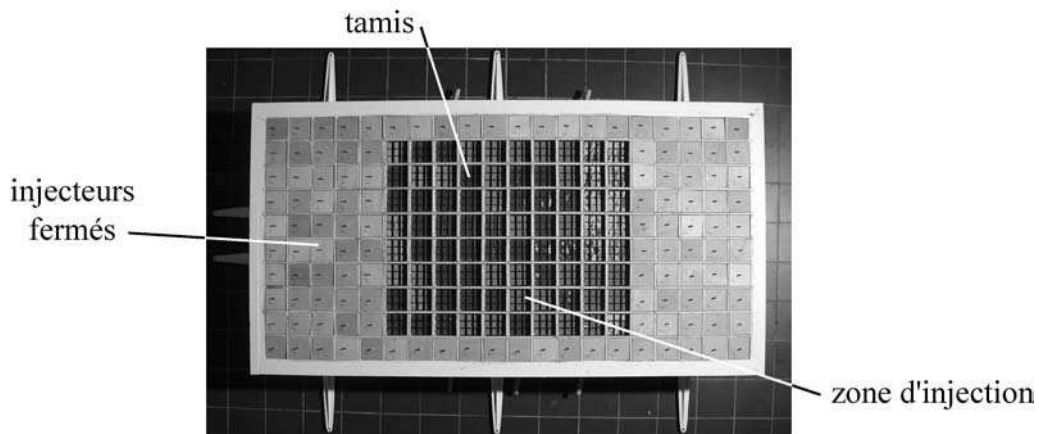


FIG.6.21 : Vue de dessous du système d'injection. Les tubes peuvent être ouverts ou fermés pour définir la géométrie de la zone d'injection.

6.3.3 Vérification du fonctionnement des injecteurs

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, le système des injecteurs peut être utilisé de deux façons:

- Mode 1: chaque injecteur est rempli d'une certaine quantité de sable servant à plus ou moins réduire la pression entre le réservoir et la base du modèle. On obtient ainsi une distribution non uniforme de pression.
- Mode 2: tous les injecteurs sont remplis de sable qui sert, cette fois, de zone tampon et permet une régulation de la pression lorsque l'épaisseur du modèle varie.

La table d'injection a surtout été utilisée en mode 1 (voir le travail sur l'Amazone). Pour vérifier la compatibilité entre une distribution de fluide calculée et les pressions mesurées sous le modèle, nous avons fait une expérience test simple. Un modèle de sable homogène de 3.1 cm a été construit sur toute la surface de la table à injection. Nous avons défini une zone d'injection de 40×40 cm au centre de la table. Chaque ligne d'injecteurs (8) était remplie d'une quantité croissante de sable (comme sur le schéma 6.20b), afin d'obtenir une variation latérale de la pression d'air sous le modèle. Pour plusieurs valeurs de pression dans le réservoir, nous avons mesuré la pression dans les 5 tubes contenant un capteur (fig. 6.20a) et nous l'avons comparée avec la pression prédite au sommet de chaque injecteur par un calcul en une dimension. Les résultats sont reportés sur la figure 6.22. On observe globalement une bonne adéquation entre mesures et prédictions 1D. On peut toutefois noter que la pression mesurée est légèrement supérieure à la pression calculée.

Ce test nous permet de conclure que:

- conformément à ce que nous attendions, le système d'injection nous permet de créer une distribution de pression non homogène et contrôlée avant l'expérience;
- un calcul en 1D appliqué à chaque injecteur est suffisant pour estimer la quantité de sable nécessaire pour obtenir une pression donnée. Nous n'avons donc pas besoin de lourds calculs en 2D ou 3D.

Dans la suite, et notamment dans l'expérience sur l'Amazone, un contrôle des pressions est systématiquement fait avant et pendant chaque expérience sur les injecteurs munis d'un capteur.

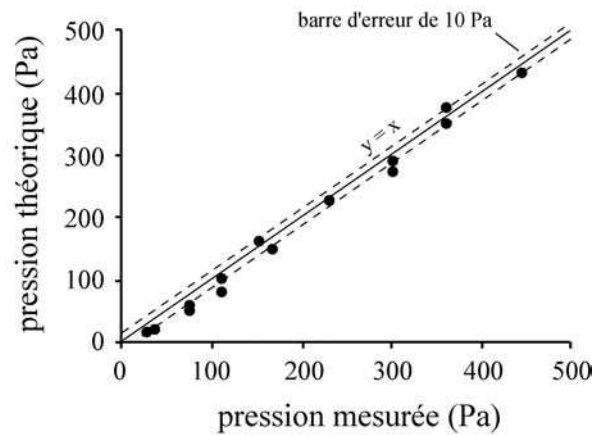


FIG.6.22 : Vérification du fonctionnement des injecteurs. Les pressions mesurées dans les 5 injecteurs munis d'un capteur, sont comparées aux valeurs théoriques déterminées à partir d'un calcul 1D.

6.3.4 Expériences tests de glissements

Nous avons réalisé plusieurs expériences pour tester le potentiel du dispositif (taille d'injection maximale utilisable) et vérifier son aptitude à reproduire des glissements. La première, réalisée sur une faible pente (5°), était destinée à créer des explosions pour vérifier le comportement des injecteurs. Puis nous avons réalisé une série d'expériences permettant de comparer l'initiation de glissements de différentes longueurs.

Tous ces glissements ont été réalisés entre deux parois de verre espacées de 20 ou 25 cm et fixées sur le dispositif (fig. 6.23). La zone d'injection d'air est toujours une zone rectangulaire située entre ces parois. La déformation est cylindrique.

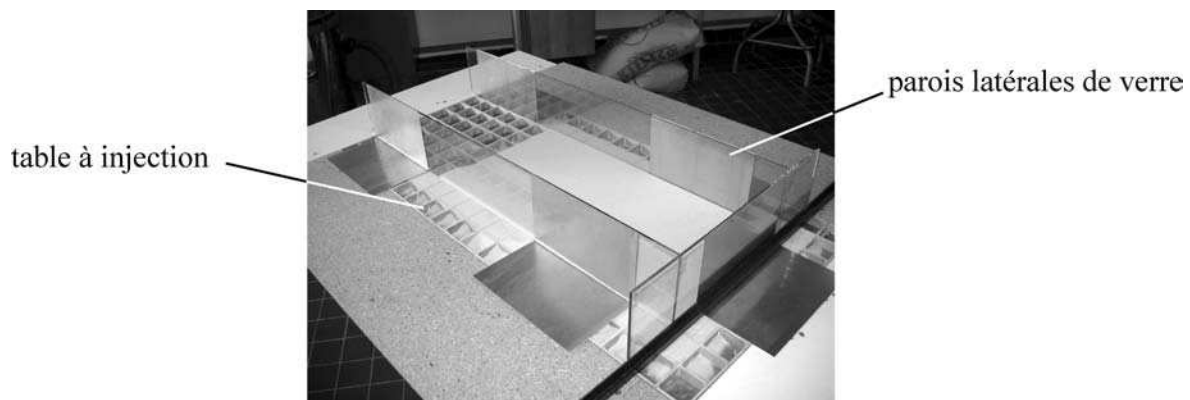


FIG.6.23 : Vue des parois de verre installées sur le système d'injection et définissant la zone de glissement

Les modèles sont toujours construits de la même façon: 1 cm de sable grossier (type 1) au dessus des injecteurs, 1 cm de sable de type 3 comme couche de faible perméabilité et 1.5 cm de sable 1. Les glissements ont donc, à priori, une épaisseur de 2.5 cm si l'on admet un détachement à la base du sable fin.

A. Glissement sur pente faible

La première expérience a été réalisée pour une pente de 5° . La zone d'injection mesure 40 cm de long et 20 cm de large et atteint la paroi de verre située en aval. Les injecteurs sont vides. La pression est augmentée progressivement. Au alentours de 450 Pa de pression dans le réservoir, on observe quelques petits mouvements de surfaces et à 470 Pa, un glissement bref de plus de 1.4 cm se produit faisant apparaître une zone en extension en amont et des structures compressives à proximité du mur. On continue à augmenter la pression. Le modèle de sable continue à glisser. Pour des pressions de 490 Pa, il se produit quelques petites explosions et un "bouillonnement" se crée dans le graben. Du sable fin de la couche située à 1.5 cm de profondeur remonte en surface et s'étale à la manière d'un fluide pour remplir tout le graben (fig. 6.24). Ces remontées peuvent être assimilées à des volcans de boue (Graue, 2000).

Dans les grabens, l'épaisseur de sable a pu être réduite d'environ 50% sans qu'à aucun moment, les petites explosions ne dégénèrent en gros volcans destructeurs, comme dans le cas d'un réservoir à pression uniforme placé juste en dessous du modèle. Le sable est bien fluidisé, mais le système reste stable. Ce comportement est attribué à la présence des parois verticales des injecteurs qui interdisent les flux latéraux d'air sous le modèle et évite ainsi l'appel d'air créé par la baisse de perméabilité locale des zones fluidisées.

B. Effet de la longueur du décollement sur la dynamique des glissements

Cette série d'expériences était destinée à comparer des glissements de longueurs différentes. Comme précédemment, les parois latérales de verre étaient espacées de 25 cm. Nous avons utilisé 4 tailles de fenêtre d'injection: 20, 30, 50 et 70 cm. Ces fenêtres étaient situées au milieu du modèle de sorte que la compression aval ne se faisait pas contre un mur. Aucun fluide n'était injecté hors de ces zones.

La pression à la base était réglée à 450 Pa, puis nous inclinons progressivement le modèle par paliers de 0.2° . Des marqueurs ponctuels étaient disposés en surface. Nous avons ainsi pu mesurer des déplacements et regarder comment démarrait le glissement.

Des photos des expériences sont montrés sur la figure 6.24. Les premières sont prises juste après le premier mouvement qui crée une structure visible à l'œil nu (nous avons en effet observé des mouvements très faibles de surface avant). Les secondes montrent le stade final auquel nous avons arrêté l'expérience. Pour l'expérience de 70 cm, nous montrons les stades successifs du glissement (fig. 6.26).

Dans tous les modèles, la zone en extension coïncide avec l'arrière de la fenêtre d'injection. Pour l'expérience de 70 cm, le glissement a créé 3 fronts de compression successifs qui ont reculé au fur et à mesure que la pente augmentait, le premier s'étant formé à la limite aval de la zone de surpression. La partie en translation, entre la zone en extension et le front de compression, était ainsi à chaque fois réduite. Pour les expériences courtes (20 et 30 cm), un seul front s'est formé.

Pour chaque expérience, nous avons suivi la position d'un marqueur situé à l'arrière du glissement, sur la partie en translation (non déformée par le graben arrière), grâce aux photographies prises entre chaque nouvelle inclinaison. Les résultats sont tracés sur le graphique 6.27.

Expérience de glissement sur faible pente (5°) et fluidisation

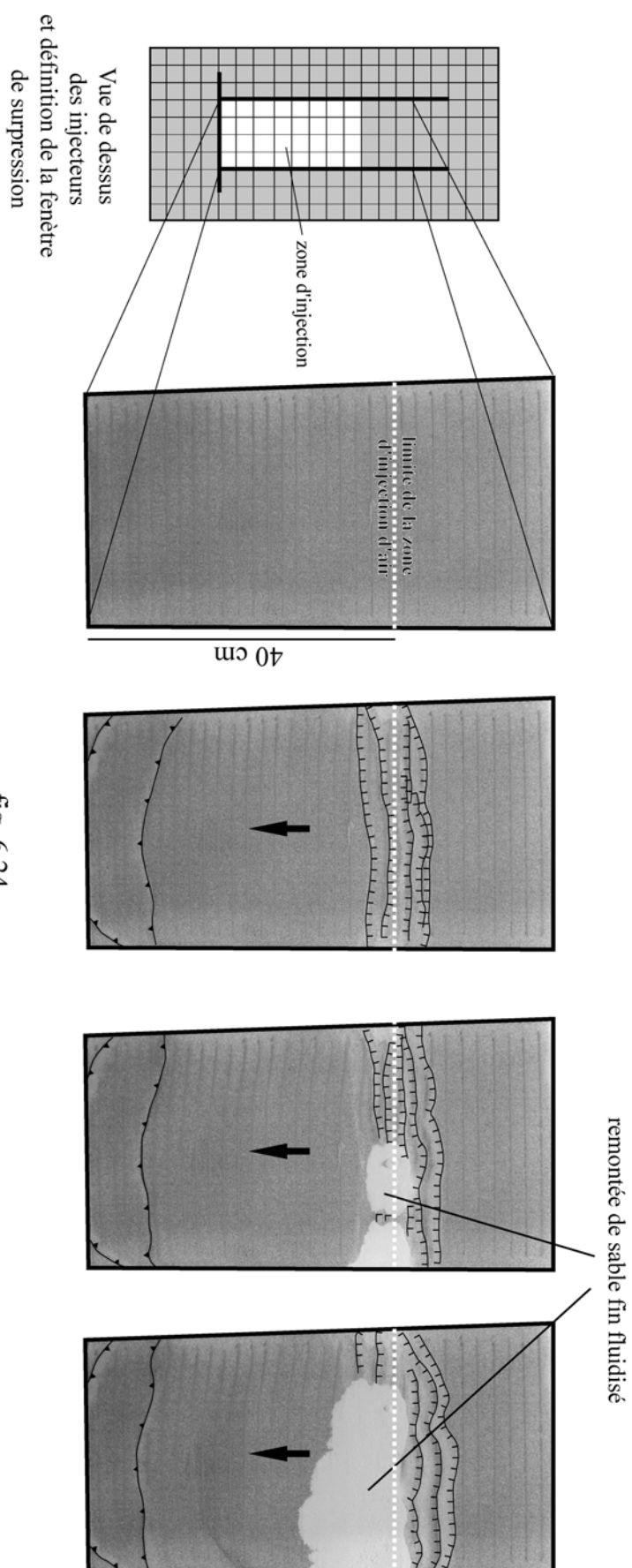


fig. 6.24

Glissements tests: influence de la longueur de décollement, $P = 450\text{Pa}$

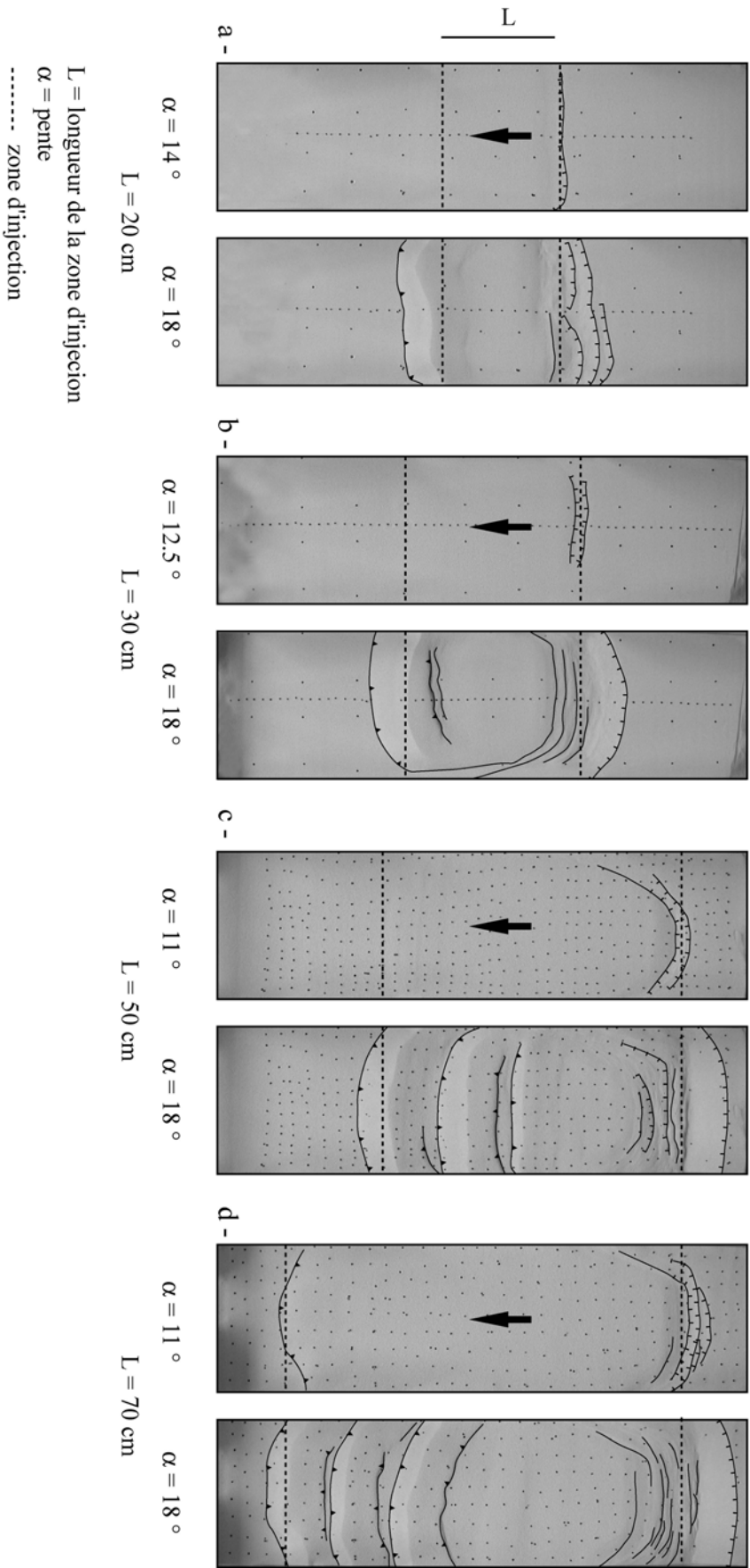


fig. 6.25

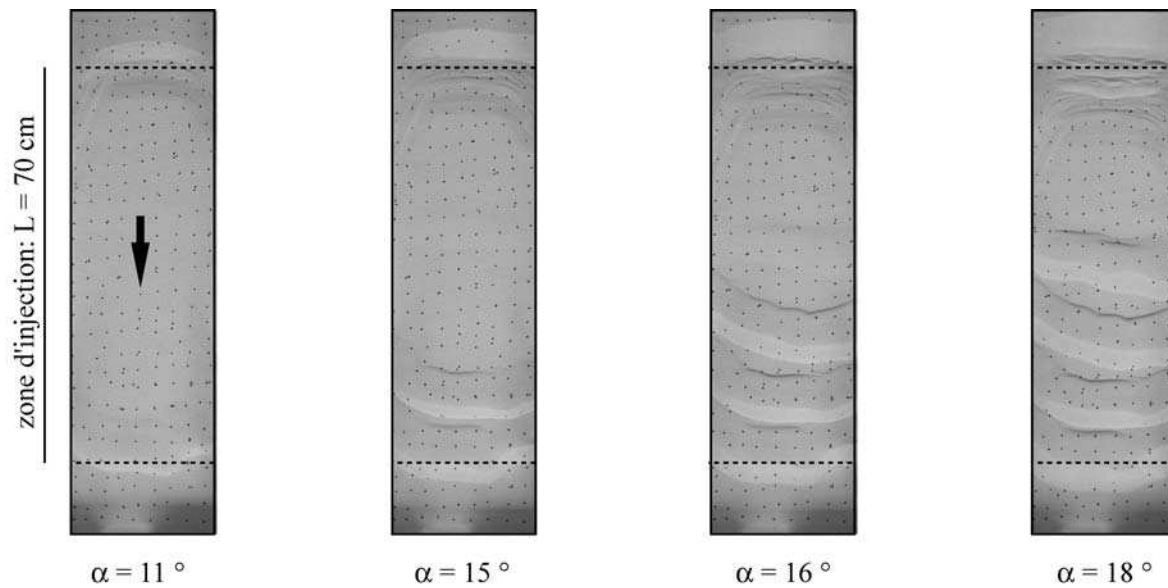


FIG.6.26: Evolution du glissement de 70 cm (vue de dessus).

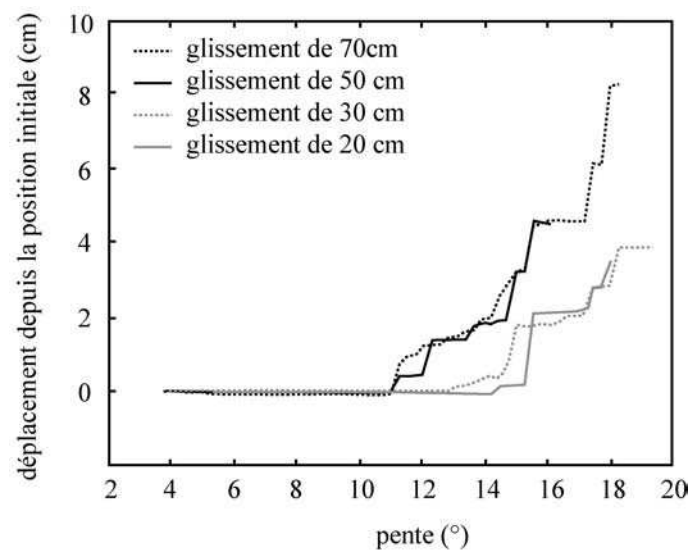


FIG.6.27 : Déplacement d'un marqueur situé à l'arrière des glissements en fonction de l'inclinaison.

On peut faire les remarques et interprétations suivantes:

- plus la fenêtre de surpression est courte, plus la pente nécessaire au glissement est élevée, ce qui est en accord avec la théorie. En effet, plus la zone d'injection est courte, plus on s'éloigne du modèle de pente infini et plus le frottement en bas de pente (sur la faille inverse) prend de l'importance face à la masse qui glisse.

- les premiers mouvements sont différents pour les glissements longs et courts. Pour le glissement de 70 cm, le premier mouvement est très bref et correspond à un glissement du marqueur de 1cm. Sur la figure 6.25d, on voit qu'une faille inverse se crée en bas de la zone d'injection. Le glissement de 50 cm montre un comportement semblable mais une amplitude moins élevée (0.5 cm de glissement) et aucune structure compressive n'est visible. Pour les expériences à 20 et 30 cm, les premiers mouvements sont différents. Le marqueur se déplace lentement de quelques millimètres au fur et à mesure que la pente augmente. Ce n'est, grossièrement, qu'après 1° d'augmentation de pente qu'un glissement réel apparaît. Comme précédemment, nous pensons que cette différence de comportement entre les systèmes longs et courts est liée à la masse du glissement mis en jeu et sa capacité à créer une rupture dans la zone en compression de bas de pente. Nous interprétons les premiers mouvements observés comme l'initiation du décollement à la base du sable fin. Or la création d'un détachement, c'est à dire, d'une zone de cisaillement, implique une diminution de la contrainte cisailante supportée dans cette zone. Une partie de la masse se trouvant au dessus est donc reportée sur σ_{xx} qui augmente alors le long de la pente. Si la longueur du décollement est assez grande, la contrainte σ_{xx} mobilisée en bas de pente permet la création d'une faille inverse. La surface de glissement est alors complète. Si au contraire, le décollement est trop court, l'augmentation de σ_{xx} n'est pas suffisante pour initier la rupture, la masse reste stable, "retenue par le bas". Les mouvements que l'on observe avant le premier vrai glissement sont alors interprétés comme une simple compaction du sable au dessus d'un niveau de décollement qui est déjà créé.
- L'amplitude des glissements augmente avec la diminution de longueur du décollement. Il est assez frappant de constater que la dynamique change radicalement en fonction de la taille de la masse qui glisse. Pour l'expérience à 70 cm, on observe un glissement de plus de 2 cm plus ou moins continu entre 11 et 15°. En revanche, pour le glissement de 20 cm, la même distance est parcourue presque instantanément par un glissement brutal après 15° de pente. Globalement, les courbes de déplacement des petits glissements sont des marches d'escaliers alternant des phases de stabilité longues (1 à 2°) et des phases de glissements brutaux qui parcourent des distances assez importantes (2cm). Pour les grands décollements, chaque petit glissement observé est faible, ce qui donne un aspect continu au déplacement. Il n'y a pas de réelle phase de stabilité. Pour le glissement à 70 cm, on observe ce comportement jusqu'à 14-15°, puis on passe à une dynamique saccadée de système court en raison du recul des chevauchements et de la diminution de taille de la zone en glissement. Ce phénomène est lié à l'augmentation de la résistance en bas de pente en raison du relief créé.

Ces observations sont en accord avec les précédentes et l'on peut les interpréter ainsi: les systèmes courts développent un détachement mais restent dans une stabilité précaire (si l'on fait vibrer légèrement le dispositif, ils glissent), retenus par le bas, ils accumulent alors une énergie potentielle au fur et à mesure de l'augmentation de la pente. Dès que la rupture en bas se produit, cette énergie est libérée et se dissipe au cours d'un glissement assez long. Ce glissement permet à la masse déplacée de retrouver une configuration hyperstable qui ne sera déstabilisée de nouveau qu'après une importante augmentation de pente. Au contraire, le glissement des systèmes longs est possible dès l'initiation du décollement. Aucune grosse énergie potentielle n'est gardée par le système qui peut glisser au fur et à mesure de l'augmentation de pente. Chaque mouvement est faible et la configuration retrouvée reste proche de l'état initial, le système est donc re-déstabilisé à la moindre nouvelle perturbation.

6.3.5 Conclusion

Ces quelques simulations tests nous ont donc montré l'importance de la résistance en bas de pente et de la dimension du décollement sur la dynamique du glissement. Faute de temps, ces expériences n'en sont restées qu'au stade de tests et une étude plus quantitative devra être

envisagée, notamment sur la mobilisation des contraintes par l'apparition d'un détachement basal. Une comparaison avec des glissements naturels de tailles variées devra être entreprise pour tester la pertinence de tels expériences analogues.

Dans ces modèles, les détachements sont des surfaces de cisaillement qui peuvent atteindre $0,35 \text{ m}^2$. Le dispositif semble ainsi très bien adapté à une étude de la propagation d'une rupture sur une grande surface, notamment en mesurant les déplacements avec une caméra à grande vitesse.

Nous avons également pu constater que l'on pouvait créer des systèmes de stabilité contrôlée en modifiant la pression au pore. Il est ainsi possible de générer des modèles très instables, capables de glisser à la moindre perturbation. Cela peut donc constituer un cadre expérimental à l'étude de facteurs déclencheurs comme la secousse sismique, pour des glissements superficiels.

En pouvant régler en début d'expérience la pression de fluide dans chaque injecteur, on peut créer des niveaux de décollement dont l'efficacité varie dans l'espace, comme ce qui était testé, par exemple, dans le modèle numérique de Strayer and Suppe (2002).

Dans le paragraphe, qui prend la forme d'un article, nous utiliserons la table d'injection pour simuler un glissement de forme analogue à celui que l'on rencontre dans le delta de l'Amazone.

6.4 Rôle des surpressions de fluide et de la génération d'hydrocarbures sur la formation des structures gravitaires du delta de l'Amazone

Résumé

Depuis près de 10 Ma, 10 km de sédiments se sont accumulés dans le delta au débouché de l'Amazone. Ces formations sont déformées par une série de failles normales du côté du continent et de failles et plis inverses dans leur partie plus fine vers le large. Toutes ces structures viennent s'enraciner sur un décollement long d'une centaine de kilomètres. Nous attribuons l'ensemble de ces déformations à une déstabilisation des sédiments sous l'effet de la gravité.

Le niveau de décollement apparaît comme une surface nette de glissement située dans le Crétacé terminal. L'absence de niveau ductile (boues argileuses ou évaporites) montre que le détachement est lié à des surpressions de fluide. Parmi les causes probables des surpressions, le déséquilibre de compaction et la génération d'hydrocarbures sont les mécanismes les plus efficaces. Les sédiments du Crétacé terminal sont anciens et déjà bien lithifiés, ce qui laisse à penser qu'ils sont peu sujets à la compaction. Nous pensons ainsi que la cause probable des surpressions est la génération d'hydrocarbures. Cela semble confirmé par la forme du détachement qui coïncide avec la position de roches mères du Cénomaniens-Turonien entrées en génération de gaz.

Nous utilisons la modélisation analogique pour étayer cette hypothèse et montrer comment la forme des structures gravitaires observées est conditionnée par la géométrie de la zone en surpression.

Article soumis à **Marine and Petroleum Geology**

Mechanism of thin-skinned detachment in the Amazon Fan: assessing the importance of fluid overpressure and hydrocarbon generation

P. R. Cobbold^{1*}, R. Mourgues¹, K. Boyd²

¹*Géosciences-Rennes (UMR6118 du CNRS), Campus de Beaulieu, 35042 Rennes, France*

²*Brazil Deepwater Exploration, BP, Sunbury-on-Thames, United Kingdom*

* Corresponding author. Tel. +33 223236096; fax: +33 223236100.

E-mail address: peter.cobbold@univ-rennes1.fr

Abstract

Since about 10 Ma, continental sediment up to 10 km thick has accumulated at the mouth of the Amazon River, forming the Amazon Fan. Thin-skinned extensional and contractional structures root into a common detachment, hundreds of km long. Extensional faults have formed landward of the prograding delta slope and contractional folds and faults have formed seaward of it. By plan-view restoration, we show that extension and contraction balance. We therefore infer that slope instability has provided the driving force for thin-skinned deformation.

The detachment is a sharp surface within Late Cretaceous strata. However, there is no evidence for soft layers, such as evaporites or muds. Abnormal fluid pressure provides a more reasonable explanation for detachment. At depths of several thousand meters, deep wells have encountered fluid overpressures.

Amongst the possible causes of abnormal fluid pressures are compaction and hydrocarbon generation. Although compaction may have contributed to fluid overpressures encountered in wells, we argue that hydrocarbon generation provides the best explanation for detachment in Cretaceous rocks, which are old and lithified. In particular, the broadly triangular area of detachment coincides with an inferred pod of Cenomanian-Turonian source rock during gas generation.

We have developed new techniques of sandbox modelling to investigate the geometries of fault patterns produced by fluid flow through porous media. For the Amazon Fan, we have been able to reproduce the structural pattern, on the assumption that fluid overpressures existed over a broadly triangular area beneath the detachment.

Key words: Amazon Fan, thin-skinned detachment, slope instability, fluid overpressure, hydrocarbon generation.

1. Introduction

The submarine Amazon Fan or Amazon Cone (Foz do Amazonas, in Portuguese) lies off the NE coast of Brazil, near the mouth of the Amazon River (Fig. 1). Prior to 10 Ma, this river flowed northward into the Caribbean Sea, from a source area in the Andean foreland. Then, for some

unknown reason, possibly tectonic, it diverted to its present eastward course, flowing into the Atlantic Ocean.

Since about 10 Ma, up to 10 km of continental sediment has accumulated in the Amazon Fan, at an average rate of up to 1 mm/yr. Although the Lower Fan reaches water depths of more than 4000 m, most of the sediment is in the Upper Fan, under water depths of 100 to 3000 m (Damuth, 1975; Flood and Piper, 1997; Mickelsen et al., 1997). The surface of the Upper Fan is remarkably conical and has a good degree of bilateral symmetry about an axis that coincides with the submarine Amazon Channel and deeply incised Amazon Canyon. Under the concentrated weight of the fan, the lithosphere has deflected (Driscoll and Karner, 1994), forming a depression much like the imprint of a human heel.

In the last few decades, the Ocean Drilling Program has provided a wealth of information on the shallow structure, sedimentary environments and biostratigraphic age of the Amazon Fan (Flood and Piper, 1997; Mickelsen et al., 1997; Damuth and Kowsmann, 1998). However, the deeper structure has remained more elusive. Although the Amazon Fan is on a passive margin, it contains a variety of internal structures, including faults and folds. These are thin-skinned and root into a common detachment. They appear to have resulted mainly from slope instability, under the action of gravitationally induced stresses. The detached area is hundreds of km wide and some of the folds have amplitudes of several kilometres, yet little information on them has reached the public domain.

In this paper, we describe the results of a project on thin-skinned structures in the Amazon Fan. As well as describing structural styles, our objective was to identify causes of detachment, including the possible roles of fluid overpressure and hydrocarbon generation. To gain further mechanical insights, we have done experiments on granular materials, in which pore fluids migrate down overpressure gradients.

2. History of exploration

What is known about the deep structure of the Amazon Fan is mainly a result of petroleum exploration.

In the 1970s and 1980s, the Brazilian state oil company, Petrobras, and foreign companies under risk contracts, started systematic exploration of the area. From early results, Schaller (1971) described the stratigraphic sequences of the Foz do Amazonas Basin. Out of a total of 51 wells, most were on the shelf (Fig. 1); but well 1-APS-51A (drilled by Exxon in 1982) was in 438 m of water and went through nearly 4000 metres of Amazon Fan sediment (Brandão and Feijó, 1994, their fig. 8.7). One of the first seismic profiles to be released was across the upper part of the fan (Petrobras, 1984). It revealed listric growth faults and associated rollover anticlines in an extensional domain about 25 km long and 4 km deep. Subsequently, Figueiredo (1985) published a geological sketch map of the Amazon Fan and surrounding area, as well as a longer seismic profile (about 70 km) across the domain of growth faults. In 1976, Petrobras discovered a sub-commercial accumulation (Pirapema) of some 10^9 m³ of gas (Figueiredo, 1985). As part of a synthesis of salt and shale tectonics around the Brazilian continental margin, Schaller and Dauzacker (1986) described another seismic profile (89-RL-49), running about 15 km across the extensional domain. The authors attributed extensional structures to slope instability, fluid overpressures and associated shale tectonics. Finally, from Petrobras data, Brandão and Feijó (1994) produced a detailed chronostratigraphic chart of the Foz do Amazonas Basin and described intervals from five key wells (1-APS-1, 1-APS-18, 1-APS-21, 1-APS-29 and 1-APS-51A).

In the 1990s, Brazil opened exploration to foreign companies, under the auspices of the Brazilian National Petroleum Agency (ANP). This led to widespread interest in the Amazon Fan and its possible deep-water plays. Recent reviews have considered possible source rocks

(Advocate, Young, Ross, Buerkert, Neal, et al., 1998), histories of subsidence and maturation (Silva and Maciel, 1998), and shallow gas hydrates (Sad, Silveira and Silva, 1998). Silva and Maciel (1998) showed (1) an interpreted seismic profile, about 300 km long across the entire Amazon Fan (although at a scale of about 1:4,000,000, so that details are obscure); (2) a lithospheric profile, based on gravity data and modelling; and (3) subsidence profiles for the time interval since 115 Ma. The lithospheric profile has the bulk of the Amazon Fan resting on thinned crust of the continental margin, rather than on oceanic crust.

Since 1998 and 1999, BP and partners have explored blocks BFZ-2 and BM-FZA-1 (Fig. 1), BP being the operator. The work has involved additional seismic profiles, 3D seismic surveys, and two deepwater wells. Well 1-BP-2-APS (under 967 m of water, Block BFZ-2), had shows of gas and oil, reported in April and July 2001 (ANP Website).

3. Data

For our study, we had access to (1) seismic data, (2) well data, (3) biostratigraphic ages (mainly from nannofossils) from 8 wells, and (4) a geochemical evaluation of hydrocarbon seeps, oil and gas shows from well 1-BP-2-APS, and potential source rocks.

The seismic data included both 2D profiles and 3D seismic data. The total line length of 2D seismic profiles was more than 10,000 km. Petrobras shot the older profiles and the ANP provided them to BP. Western Geophysical shot more recent profiles, some for BP and some as speculative data. The 3D seismic data were acquired for BP over an area of 6,000 km².

Characteristic seismic reflectors were identified, dated, and correlated across the area of study. They were then used to generate regional maps, showing depth contours for each reflector and thickness contours for selected intervals. Travel times were converted to approximate depths, using velocity data from wells.

Of the original seismic profiles, six were converted to true depth and used to study the shapes of structures. The profiles trend northeast, almost parallel to the axis of the Amazon Fan (for location, see Fig. 1). In what follows we will refer to two of them (Fig. 2).

Of the regional maps we have made simplified versions (Fig. 3), showing a limited number of contours. The maps are for (1) depth to thin-skinned detachment, (2) depth to top Miocene, (3) thickness of source rock and (4) depth to top basement.

4. Regional stratigraphy and structure

In discussing the regional stratigraphic sequences and structure of the area, it is convenient to consider first the fan itself and then what lies under and around it.

The base of the Amazon Fan (dated at approximately 10 Ma) is up to 10 km deep, implying an average rate of accumulation of about 1 mm/yr (Fig. 2). The base of the Pliocene (5.2 Ma) reaches a depth of 5 km, in other words, the average rate has remained steady in recent times. Locally, however, rates have been as fast as 25 mm/yr (Flood and Piper, 1997). The deposits (Fig. 4) include shoreline facies (Tucunará Formation) to deepwater facies (Orange Formation). Although much of the fan is mud-rich, the Ocean Drilling Program (ODP), shallow seismic profiling, and high-resolution scanning of the sea bottom have shown that sand is an important component of the fan, making up channel-fill, base-of-channel, and lower-fan deposits (Flood and Piper, 1997; Damuth and Kowsmann, 1998).

Beneath the Amazon Fan are other stratigraphic sequences, more regional in extent and more typical of a passive margin (Figs. 2 and 4). Above a Precambrian to Triassic basement, Barremian to Albian fluvio-deltaic and lacustrine strata (Caciporé Formation) infill a series of half-grabens,

which formed during a period of continental rifting that preceded opening of the Atlantic (Figueiredo, 1985). On the equatorial margin of Brazil, rifting had a component of right-lateral wrenching and pull-apart grabens have triangular or rhombohedral shapes (Fig. 3D). Unconformably overlying the rift strata is a transgressive sequence of Cenomanian-Turonian deep-water mudstones and siltstones (lower Limoeiro Formation; Schaller, 1971). They formed under anoxic marine conditions and provide a recognized source interval of regional extent (Advocate et al., 1998; Silva and Maciel, 1998). Above the mudstones is a prograding platform sequence of sandstones and siltstones (upper Limoeiro Formation) of broadly Late Cretaceous age (Coniacian to Palaeocene). The sands form potential reservoir rocks. From the Pliocene to the Miocene, a stable carbonate platform developed on the shelf, resulting in bioclastic limestones (Amapá Formation). Laterally equivalent calcilutites and monotonous deep-water mudstones (Travosas Formation) provide potential seals for underlying sand reservoirs.

5. Thin-skinned structures

Thin-skinned structures in the Amazon Fan root into a detachment surface that is as deep as 10 km (Figs. 2 and 3). To a first approximation, extensional structures lie under less than 500 m of water, whereas contractional structures are beneath 1000 to 1500 m of water.

The extensional domain contains listric normal faults, stratigraphic wedges and rollover anticlines. Most listric faults dip seaward. However, big rollovers occur between conjugate pairs of faults, dipping landward and seaward. Most of the listric faults root into a detachment that is close to top Cretaceous, but some root into a shallower detachment that is close to base Amazon Fan.

The contractional domain contains folds and thrust faults, most of which verge seaward. Strata onlapping the fold limbs provide evidence for coeval sedimentation and contraction. In the cores of major anticlines, structural complexity and lack of seismic resolution make for difficult and ambiguous interpretation. However, most structures appear to root into the sharp detachment near top Cretaceous.

For top Miocene, a remarkable feature of the structural pattern is its lack of bilateral symmetry (Fig. 3A). Structures in the northwest half of the fan (exploration block BFZ-2) are different from those in the southeast half of the fan (block BM-FZA-1). In the northwest block, the area of thin-skinned structures is about 200 km wide. To account for variations in stratigraphic thickness, most of the deformation must have occurred during deposition of the Amazon Fan. Extensional structures are slightly concave seawards. In contrast, the leading seaward edge of contractional structures is a lobe, convex seawards. Around it, top Miocene has been uplifted in the hanging walls of reverse faults. On its flanks, faults are steep and may have strike-slip components. In its hinge, thrusts break through to the current sea floor, causing noticeable relief on 3D seismic images. In places, canyons cut through hanging wall anticlines. Locally, top Miocene reaches the sea bottom along a relatively steep ramp. As no corresponding flat is visible above Pliocene or Pleistocene sediment, we infer that erosion must have removed it, as fast as it formed.

There is good evidence that these thin-skinned structures are due to slope instability, under the action of gravitationally induced stresses, as suggested by Schaller and Dauzacker (1986).

1. Extensional and contractional structures are linked. They root into a common flat-lying detachment surface.

2. The extensional domain is near the top of the slope, whereas the contractional domain is near the toe of the slope.

3. On regional profiles, the total amount of extension is broadly equivalent to the amount of contraction.

In the southeast block, the area of thin-skinned structures is no wider than 50 km. To account for variations in stratigraphic thickness, some of the deformation must have occurred before deposition of the Amazon Fan. Possibly this early deformation was due to prograding Late Cretaceous clastic sediment (upper Limoeiro Formation, Fig. 4). The contraction concentrated in one area, forming a large anticlinal stack (Fig. 2). In post-Pliocene times, this anticline went into extension, probably it became part of the shelf, when the Upper Fan prograded over it.

Despite differences in timing, a single sharp detachment surface underlies both the extensional and contractional domains, as well as the relatively undeformed domain between them (Fig. 3B). Depth to detachment is greatest under the upper fan, where sediment thickness is greatest. More generally, depth contours have an element of bilateral symmetry about the axis of the fan. This is because the detachment is stratigraphically controlled (near top Cretaceous), so that the contours reflect depth of burial under the fan. In contrast, the area of detachment is asymmetric with respect to the fan, as are the overlying structures. In the northwest block, the area of detachment is wide and its seaward edge has a convex frontal lobe. In the southeast block, the detachment area tapers. We infer that this asymmetry reflects factors other than the weight of the fan.

6. Restoration in map view

We have used a simple method of kinematic restoration in map view (Rouby, Cobbold, Szatmari, Demercian, Coelho et al., 1993) to obtain the displacement field for selected points at top Miocene (Fig. 5).

On a map, fault heaves show as lenses (Fig. 3A), representing stratigraphic gaps (for extensional faults) or overlaps (for contractional faults). Because of doubtful interpretation, overlaps are almost certainly underestimated, both in number and in width. Although fault lenses may be isolated, it requires little extrapolation to make them interconnect. At this stage, top Miocene is visible as a series of discrete fault blocks (Fig. 5A). Restoration is then a simple matter of closing the gaps and undoing the overlaps, in such a way as to minimize all misfits. For the Amazon Fan, we have done this manually, assuming that the surrounding area did not deform, and paying attention more to closing the gaps than to undoing the overlaps. The operation results in a good fit, except in the areas of overlaps (Fig. 5B). On comparing block patterns in the current and restored states, we obtain displacement vectors for selected material points.

The overall displacement pattern is noticeably asymmetric about the axis of the Amazon Fan. Most vectors trend nearly north - south, highly oblique to the symmetry axis of the fan, but nearly parallel to the axis of the main frontal lobe. The largest values of displacement (about 35 km) occur within that lobe. They decrease abruptly across the main flanking faults, proving strike-slip components (right-lateral in the northwest and left-lateral in the southeast).

From the results of map-view restoration, we see that it would be dangerous to restore northeast-trending regional sections alone, on the assumption that all deformation has been within those planes of section. In Profile 5, the contractional domain is close to a lateral edge of thin-skinned deformation. Displacement vectors are strongly oblique to the section and the amount of in-plane horizontal contraction is deceptively small. The resulting structures reflect wrenching, rather than thrusting. In contrast, the extensional domain is not close to a lateral edge. The amount of horizontal extension is therefore large. Clearly, the amounts of extension and contraction do not balance properly in these vertical sections.

7. Possible causes of detachment

From the shape of the Amazon Fan we infer that detachment was remarkably efficient.

The sedimentary wedge containing thin-skinned structures is less than 10 km thick and as much as 300 km long (Fig. 2). Its upper boundary (the sea bottom) slopes seaward at no more than 2° , whereas its lower boundary (the detachment) is nearly horizontal, or even slopes landward at fractions of a degree. In other words, the sedimentary wedge has a very small angle of taper. For such a slim wedge and assuming a frictional material, a mechanical analysis of stresses at equilibrium leads to the inevitable conclusion that basal shear stress is very small, in comparison with the weight of overlying sediment (for details, see Dahlen, 1990).

What induced such small shear stresses at the base of the Amazon Fan? What caused the detachment to form where it did? Various possibilities come to mind.

7.1. Salt

Worldwide, perhaps the commonest cause of thin-skinned detachment is a layer of weak salt. Was this the cause of detachment in the Amazon Fan?

The answer is probably no, for the following reasons.

1. The thin-skinned detachment is not a layer, but a sharp discontinuity.
2. No well has intersected Cretaceous salt.
3. No reflections or features that are characteristic of salt show on the seismic data.
4. In the cores of anticlines seismic velocity is relatively slow, whereas it should be fast for salt.
5. In the cores of anticlines, stratigraphic thickening is due to repetitions across thrusts, rather than to ductile deformation.

7.2. Soft mud

A layer of soft mud, especially if it is overpressured, is another good candidate for detachment. Is this what happened in the Amazon Fan? Again, the answer is almost certainly no, for the following reasons.

1. The thin-skinned detachment is not a layer, but a sharp discontinuity.
2. On the shelf, no well has intersected soft Cretaceous mud. Instead, the material is dry, lithified rock. That is hardly surprising, because it is at least 70 million years old.

7.3. Fluid overpressure

If there was no soft layer, the reason for detachment might be fluid overpressure. Indeed, several lines of evidence point in this direction.

1. Several wells encountered significant fluid overpressures. For two wells on the shelf, the pressure gradient became equal to about two thirds of the difference between lithostatic and hydrostatic gradients, at depths below 3000 m; whereas for one well further offshore (1-APS-51A), overpressure set in at shallow depths (Fig. 6). For two wells even further offshore (1-BP-2-APS and 1-BP-1A-APS), similar overpressures appeared at shallow depths and persisted down to several kilometres below the sea bottom (data not shown).

2. The thin-skinned detachment is a sharp discontinuity, rather than a layer of finite thickness.

3. The leading edge of thin-skinned deformation does not coincide with any obvious changes in lithological composition.

4. The host rock for detachment (Late Cretaceous sandstone) may be porous enough to act as a reservoir for overpressured fluid.

5. Overlying Tertiary mudstones may provide a good regional seal.

8. Possible causes of fluid overpressure

If fluid overpressure was the cause of detachment in the Amazon Fan, as seems likely from the evidence discussed above, what processes could have generated it?

For sedimentary basins in general, the most likely causes of overpressure would appear to be compaction and hydrocarbon generation (Osborne and Swarbrick, 2002). Which of these is most important in the Amazon Fan?

8.1. Compaction

Compaction of fine-grained, water-saturated sediment is held to be the most common mechanism for generating fluid overpressure in sedimentary basins, especially if sediment is young and has accumulated rapidly.

In the Amazon Fan, where sediment is younger than 10 Ma and has accumulated at about 1 mm/yr, compaction would seem a good mechanism for explaining overpressure. Indeed, it might well explain the overpressures encountered in wells down to several kilometres. However, it does not so easily explain overpressure at the observed level of detachment, for the following reasons.

1. The detachment is up to 10 km deep and the host rocks are more than 70 million years old. They almost certainly became cemented and lithified, before deposition of the Amazon Fan.

2. In wells on the shelf, equivalent rocks are indeed cemented and lithified.

3. The detachment area is not bilaterally symmetric about the Amazon Fan, as might be expected if fluid overpressures were due to compaction in the fan itself.

8.2. Hydrocarbon generation

Although hydrocarbon generation is perhaps not the most popular mechanism for generating overpressures, it has found acceptance in specific cases.

In the Amazon Fan, we consider that hydrocarbon generation is likely to have been the major factor, for the following reasons.

1. In well 1-BP-2-APS, there were shows of oil and gas (ANP Website). The gas has proven to be in part thermogenic. Thus a petroleum system is operating, or has operated in the past.

2. The geochemical signature of oil shows in wells 1-BP-2-APS and 1-APS-10B (Pirapema field) is typical of a marine source rock and correlates with extracts from Cenomanian-Turonian mudstones in well 1-APS-29.

3. Cenomanian-Turonian source rock is regionally widespread on the shelf (Advocate et al., 1998; Silva and Maciel, 1998). From our seismic data, it appears to underlie the entire area of thin-skinned structures and detachment.

4. According to numerical modelling (Silva and Maciel, 1998; and our own results), Cenomanian-Turonian source rock should have reached the gas window by the time that detachment was most active (about 6 Ma).

5. The area of detachment area coincides with that of the inferred source pod, both being asymmetric about the Amazon fan.

We conclude that gas generation was probably the main cause of deep fluid overpressure in the Amazon Fan.

9. Sandbox modelling of detachment in the Amazon Fan

Sandbox modelling is a powerful method for studying the development of tectonic structures at various scales (for example, see the thematic list of references in Cobbold and Castro, 1999). By a careful choice of model materials, the dimensionless ratio between reference values of gravitational force and surface force (stress) can be made the same in experiment as it is in nature, ensuring dynamic similarity.

Recently, we have developed new experimental techniques, which allow for fluid flow through the pore spaces of granular materials, under the action of overpressure gradients (Cobbold and Castro, 1999). In this way, we have been able to study the behaviour of granular materials, under the effects of seepage forces and very small effective stresses (Mourgues and Cobbold, 2003). In horizontally layered models, if materials have different grain sizes and therefore different permeabilities, vertical profiles of fluid pressure are jagged. Beneath any one sealing layer of small permeability, fluid pressure may attain a nearly lithostatic value, so that effective normal stress is very small. The layer interface then slips easily, forming a sharp detachment.

For practical reasons, we have used compressed air as a pore fluid. Following a first application to thrust wedges (Cobbold, Castro and Mourgues, 2001), we have started to model the effects of slope instability (Mourgues and Cobbold, 2003).

Consider a horizontally layered model, at the boundaries of which air pressure is atmospheric, except over a given basal window, where it is nearly lithostatic. Air flows from bottom to top, according to Darcy's law. If the operator tilts the model, it will slip along the interface where pore pressure is closest to lithostatic. The area that slips is found to overlie the basal window (Mourgues and Cobbold, 2003).

In order to have basal windows of any required shape, we have constructed a new apparatus for feeding air to the base of a model, from a reservoir at uniform pressure (Fig. 7). At its base, the reservoir receives compressed air through a system of perforated plates, which diffuse the flow. From the reservoir, air flows through a first sieve, into a series of rectangular tubes, 5 cm wide. The model itself rests on a second sieve, which allows compressed air to flow through it.

Each rectangular tube contains a different preset thickness of sand. The air pressure is constant in each tube, but different from one tube to another. The pressure in each tube depends on the thickness of sand within it and also on the thickness and permeability of the overlying model. For a given model, by pre-selecting the thickness of sand in each tube, it is possible to have any desired steady value of basal fluid pressure. By varying the thickness of sand, from one tube to another, it is possible to approximate, stepwise horizontally, to any required distribution of fluid pressure. We use U-tube manometers to monitor the pressure in the basal reservoir, as well as within five of the tubes.

Assuming that the ratio, λ , of fluid overpressure to lithostatic pressure was uniform and steady over a source pod under the Amazon Fan, we have modelled its horizontal distribution to within a resolution of 5 cm in the model, which is equivalent to about 20 km in nature. We have assumed that the source pod was broadly triangular in shape, as in Fig. 3D.

We built a wedge-shaped model of layered quartz sand (Figs. 7 and 8). The three tapering layers were of different grain sizes: 315 μm for the lowermost layer, 125 μm for the intermediate one and 200 μm for the uppermost layer. This ensured that the maximum value of λ was at the base of the intermediate layer, as in the experiments of Cobbold et al. (2001) and Mourgues and Cobbold (2003). At the surface of the model we laid a marker grid of thin sand stripes, 2.5 cm apart (Fig. 8).

Once the model was in place, we tilted it and the underlying apparatus though an angle of 8° to the right. We then increased the fluid pressure in the reservoir. At a pressure of 4.5 cm of water (measured in a U-tube), the model started to slip (Fig. 8a). It did so only over an area within the central part of the modelled source pod (dashed contour, Fig. 8). The resulting structures were normal faults at the upper edge of the slide, reverse faults at the lower edge, and strike-slip faults at the sides. As a result of frictional stick-slip, sliding soon stopped. We therefore increased the fluid pressure to 4.7 cm of water, which produced a further slide (Fig. 8b). This procedure we continued in steps, up to a maximal pressure of 5.4 cm of water (Fig. 8d). As the pressure increased, so the area of the slide widened, until it occupied almost the entire area of modelled source pod. At later stages of sliding, new structures formed well within the limits of the modelled source pod. Finally, the surface grid showed that the central part of the model had slipped some 10 cm, equivalent to about 40 km in nature. It also rotated clockwise about a pole that was close to the apex of the broadly triangular source area.

On comparing our experimental results with the structure of the Amazon Fan, we notice similarities and differences.

The main similarities are the sharpness of the detachment and the area and shapes of thin-skinned structures. In the model, the shape of an overpressured area directly controls the shape of a sliding zone. The same would appear to have happened in the Amazon Fan, if we assume that sliding was due to hydrocarbon generation.

The main difference between model and nature is that structures in the model initiated in the central part of the overpressured area, whereas those in nature appear to have initiated in the southeast corner of an overpressured area. To improve the fit between model and nature, the former should allow lateral propagation of an area of overpressure through time. However, this would require a more complex apparatus than the one at our disposal.

10. Conclusions

1. In the Amazon Fan, a flat-lying detachment links normal faults at the top of the slope to thrusts at the bottom of the slope.
2. Fluid overpressure was probably the cause of detachment.
3. Gas generation was probably the cause of fluid overpressure.
4. Hydrocarbons probably came from a Cenomanian-Turonian source interval that was regionally widespread.
5. In sandbox models, fluid overpressure over a broadly triangular area resulted in slope instability and a fault pattern that was similar to that of the Amazon Fan.

Acknowledgements: We thank the managements of BP Brasil Ltda and their partners in the Foz area (Shell, British Borneo, Petrobras, AGIP, Exxon-Mobil, Total-Fina-Elf) for supporting this project and for permission to publish the main results. The experiments were done at Géosciences-Rennes. R. M. is grateful to his father for help in constructing the experimental apparatus.

References

- Advocate, D.M., Young, S.W., Ross, A.H., Buerkert, T.P., Neal, J.E., Mahon, K.L. 1998. Post-rift hydrocarbon systems, Greater Amazon Mouth, Brazil: Transition from shelf to basin and source distribution controls. AAPG International Conference, Rio de Janeiro, Extended Abstracts, 602-603.
- Brandão, J.A.S.L., Feijó, F.J. 1994. Bacia da Foz do Amazonas. Boletim de Geociências da Petrobrás, 8: 91-99.
- Cobbold, P.R., Castro, L. 1999. Fluid pressure and effective stress in sandbox models. Tectonophysics, 301: 1-19.
- Cobbold, P.R., Durand, S., Mourgues, R. 2001. Sandbox modelling of thrust wedges with fluid-assisted detachments. Tectonophysics, 334: 245-258.
- Dahlen, F.A., 1990. Critical taper model of fold-and-thrust belts and accretionary wedges. Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 18: 55-99.
- Damuth, J.E. 1975. Amazon Cone: Morphology, sediments, age and growth pattern. Geological Society of America Bulletin, 86: 863-878.
- Damuth, J.E., Kowsmann, R.O. 1998. New evidence for extensive sand distribution in "mud-rich" submarine fans: insights and fan models based on ODP drilling of Amazon Fan. AAPG International Conference, Rio de Janeiro, Extended Abstracts, 406-407.
- Driscoll, N.W., Karner, G.D. 1994. Flexural deformation due to Amazon Fan loading: A feedback mechanism affecting sedimentary delivery to margins. Geology, 22: 1015-1018.
- Figueiredo, A.M.F. de, 1985, Geologia das bacias brasileiras. In: Avaliação de Formações no Brasil (edited by E.J. Viro), Schlumberger, Rio de Janeiro, p. I-1 - I-38.
- Flood, R.D., Piper, D.J.W. 1997. Amazon Fan sedimentation: the relationship to Equatorial climate change, continental denudation, and sea-level fluctuations. In: Flood, R.D., Piper, D.J.W., Klaus, A. and Peterson, L.C. (editors), Proceedings of the Ocean Drilling Program, Scientific Results, 155: 653-675.
- Mickelsen, N., Maslin, M., Giraudeau, J. and Showers, W. 1997. Biostratigraphy and sedimentation rates of the Amazon Fan. In: Flood, R.D., Piper, D.J.W., Klaus, A. and Peterson, L.C. (editors), Proceedings of the Ocean Drilling Program, Scientific Results, 155: 577-591.
- Mourgues, R., Cobbold, P.R. 2003. Some tectonic consequences of fluid pressures and seepage forces as demonstrated by sandbox modelling. Tectonophysics (in press).
- Petrobrás. 1984. Foz do Amazonas Basin, offshore Brazil. In: Seismic expression of structural styles (edited by A.W. Bally), AAPG Studies in Geology, 15: p. 2.2.3-66 - 2.2.3-69.
- Rouby, D., Cobbold, P.R., Szatmari, P., Demercian, S., Coelho, D., Rici, J.A. 1993. Least-squares palinspastic restoration of regions of normal faulting - application to the Campos basin (Brazil). Tectonophysics, 221: 439-452.
- Sad, A.R.E., Silveira, D.P., Silva, S.R.P., Maciel, R.R., Machado, M.A.P. 1998. Marine gas hydrates along the Brazilian margin. AAPG International Conference, Rio de Janeiro, Extended Abstracts, 146-147.

- Schaller, H. 1971. Estratigrafia preliminar da Bacia Sedimentar da Foz do Amazonas. 25 Congresso Brasileiro de Geologia, São Paulo, Anais, 3: 189-202.
- Schaller, H., Dauzacker, M.V. 1986. Tectônica gravitacional e sua aplicação na exploração de hidrocarbonetos. Boletim Técnico da Petrobrás, 29: 193-206.
- Silva, S.R.P. da, Maciel, R.R. 1998. Foz do Amazonas Basin hydrocarbon system. AAPG International Conference, Rio de Janeiro, Extended Abstracts, 480-481.

Figure captions

Fig. 1. Amazon Fan, NE Brazil. Inset (bottom right) shows general location. Sea-bottom contours (labelled in metres) define conical upper surface to fan. Axis of bilateral symmetry (dashed line) trends NE-SW. Area of available data (dashed square) encloses polygonal exploration blocks, BFZ-2 and BM-FZA-1, established by Brazilian National Petroleum Agency (ANP) during licensing rounds 0 and 1. Of the 51 wells (circles), only 1-BP-2-APS and 1-BP-1A-APS are in waters deeper than 500 m. Regional seismic profiles (white bars), 3 in each block, trend almost parallel to fan axis.

Fig. 2. Regional seismic profiles 2 and 5. For locations, see Fig. 1. Profiles span entire width of thin-skinned deformation in blocks BFZ-2 and BM-FZA-1, respectively. Vertical scale (in metres) has been obtained by conversion of arrival times, using seismic velocity data from wells. Notice two-fold vertical exaggeration. Ages of characteristic seismic reflectors (in colour; notice error bars) are mainly from nannofossils. Faults (yellow lines) are from later interpretation.

Fig. 3. Simplified maps of depth to top Miocene (A), depth to detachment (B), thickness of Cenomanian-Turonian source rock (C), and depth to top basement (D). Outer box encloses area of available data (see Fig. 1). Key (A, top right) indicates depth below sea level in km. Thin black contours (B, C, D) are also in km below sea level. Thick contours indicate leading edges (B, C). Bathymetry (thin grey contours) is in m (as in Fig. 1).

Fig. 4. Chronostratigraphic chart, Foz do Amazonas Basin (modified after Brandão and Feijó, 1994). Amongst possible source rocks (diamonds containing letter S), Cenomanian-Turonian interval is best defined. For further description, see text.

Fig. 5. Restoration in map view of top Miocene marker. Maps show fault blocks (grey) in current state (A) and restored state (B). Restoration is by minimizing gaps (white strips) and overlaps (dark grey) between blocks. Displacement vectors for selected material points (thick black lines, B) have been obtained by superposing the two maps. Bathymetry (thin grey contours) is in m (as in Fig. 1).

Fig. 6. Pressure profiles for a cluster of three wells (1-APS-10B, 1-APS-53, and 1-APS-54A) near shelf edge and one well (1-APS-51A) further offshore. For locations, see Fig. 1. Data points represent weight of drilling mud. They are assumed to indicate pore fluid pressure in surrounding rock. Straight lines indicate nominal hydrostatic and lithostatic gradients.

Fig. 7. Experimental apparatus (schematic longitudinal section). For details, see text.

Fig. 8. Sandbox model of slope instability due to fluid overpressure beneath Amazon Fan. Photographs of top surface illustrate four stages in progressive development of thin-skinned structures above a sharp basal detachment, for basal air pressures (expressed as height of equivalent column of water) of 4.5 cm (A), 4.7 cm (B), 4.9 cm (C) and 5.4 cm (D). Base and surface of model both slope toward top of page. Area of basal overpressure (within dashed black polygon) is comparable in shape to inferred Cenomanian-Turonian source pod beneath Amazon Fan (see Fig. 3D). Fault traces (white lines) are from scarps or offset gridlines at surface. Notice that slope instability spread no further than area of basal overpressure.

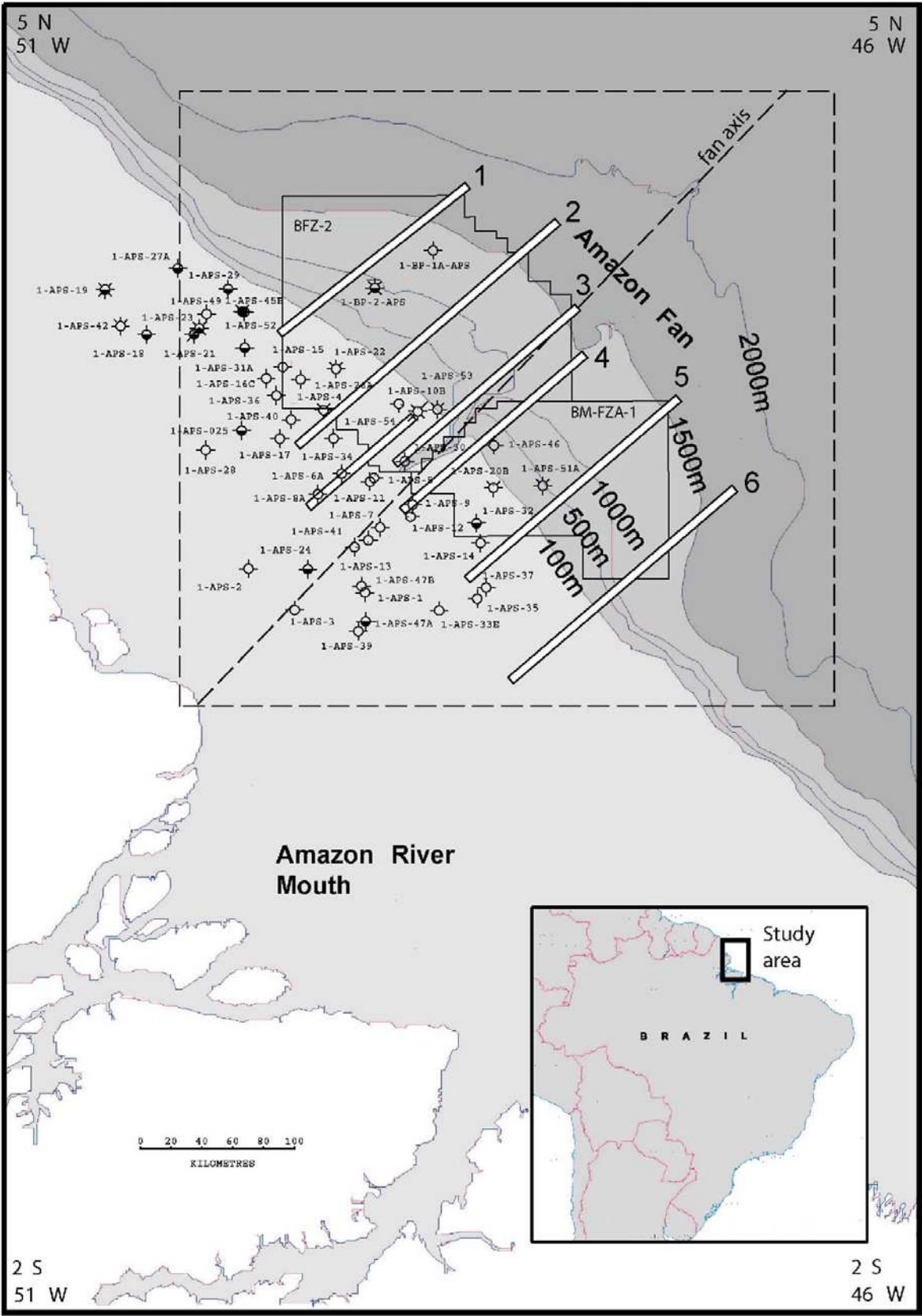


Figure 1

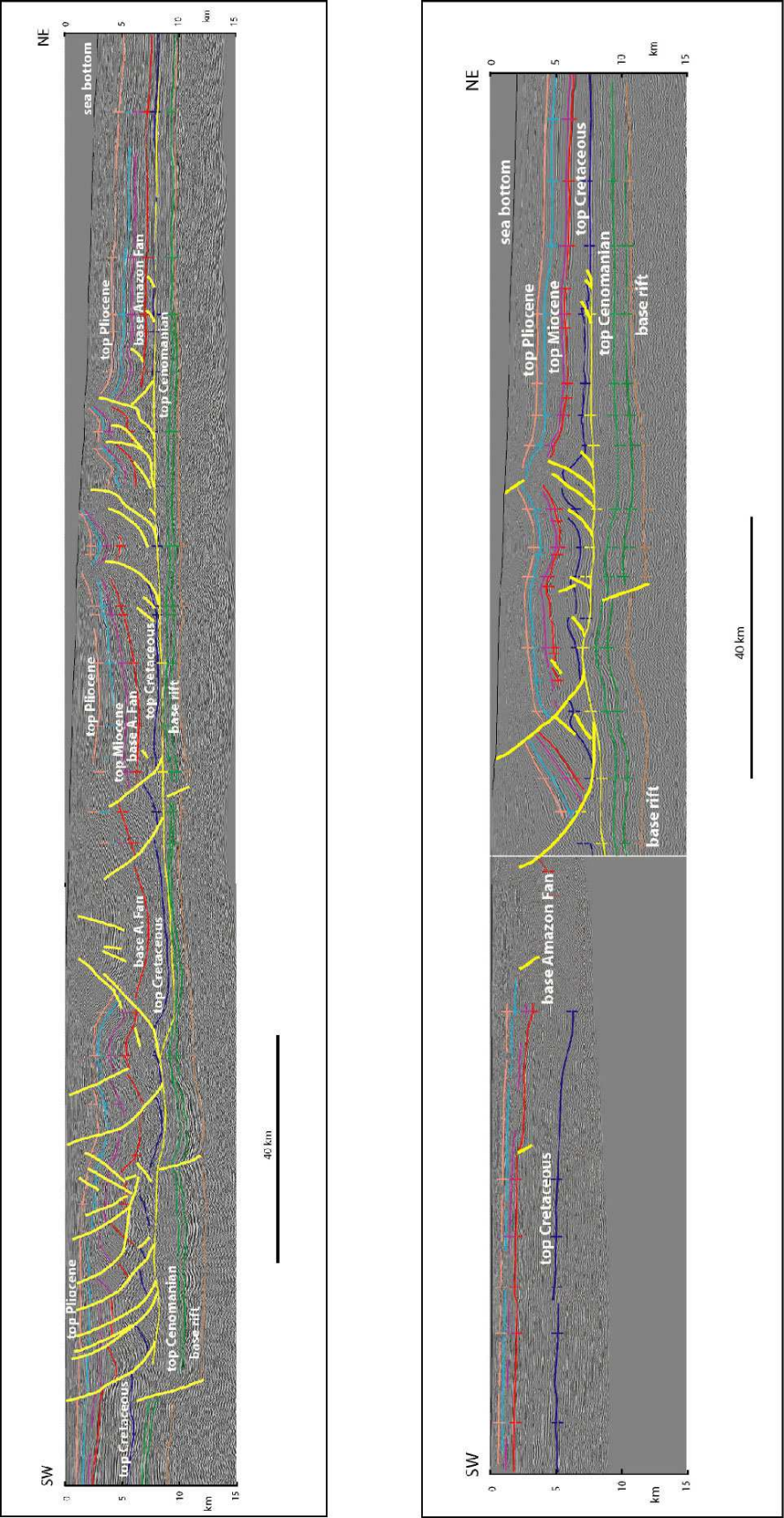


Figure 2

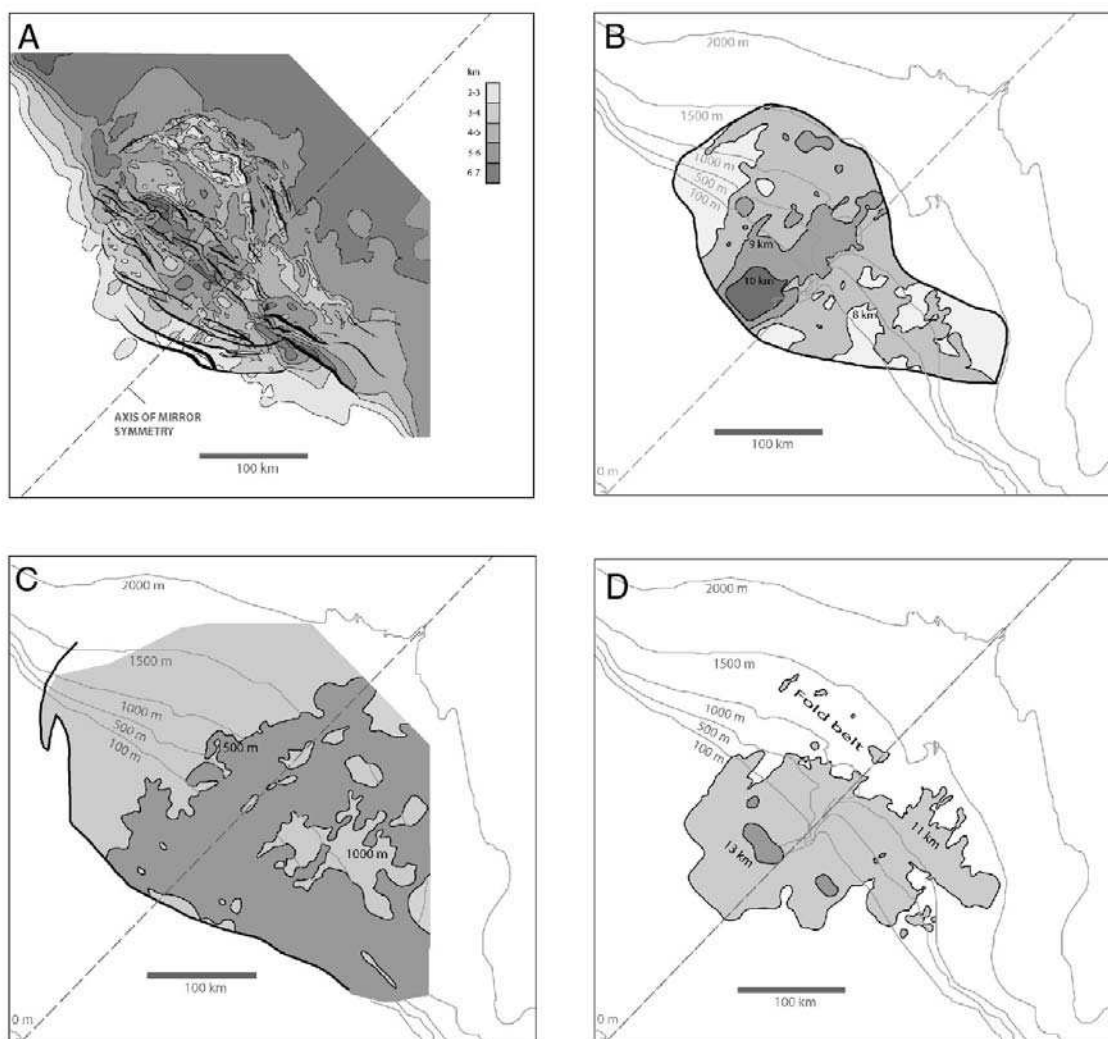


Figure 3

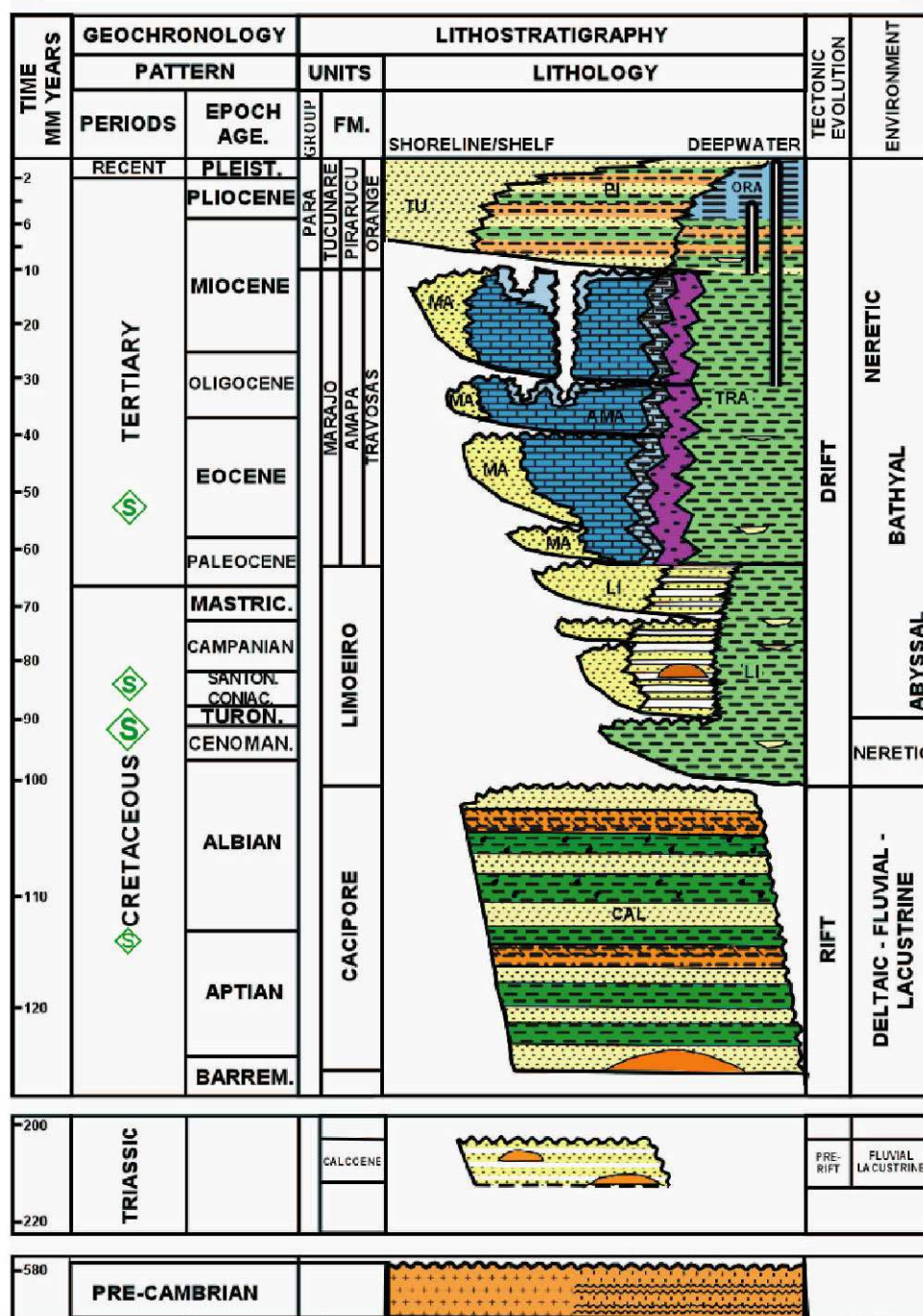


Figure 4

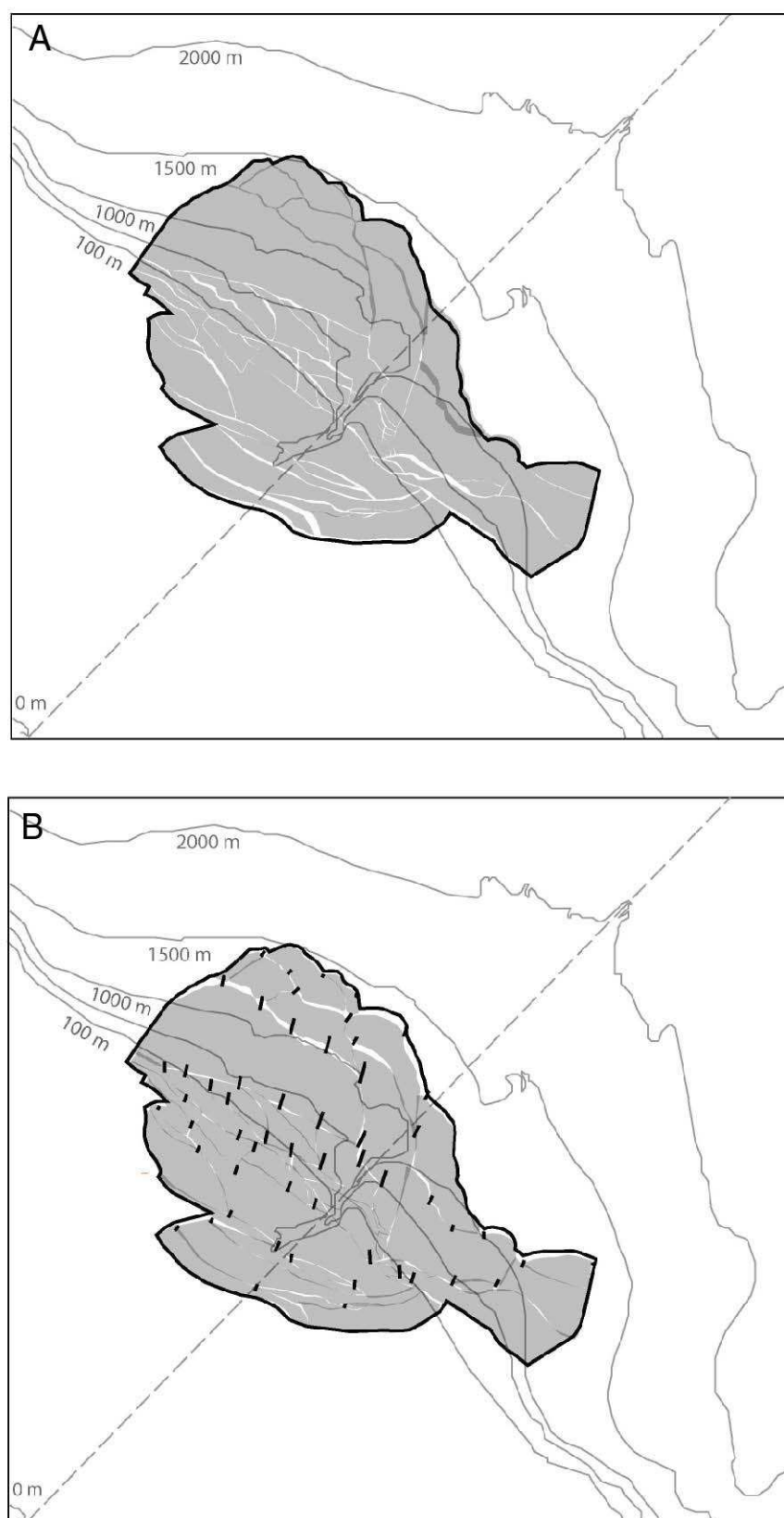


Figure 5

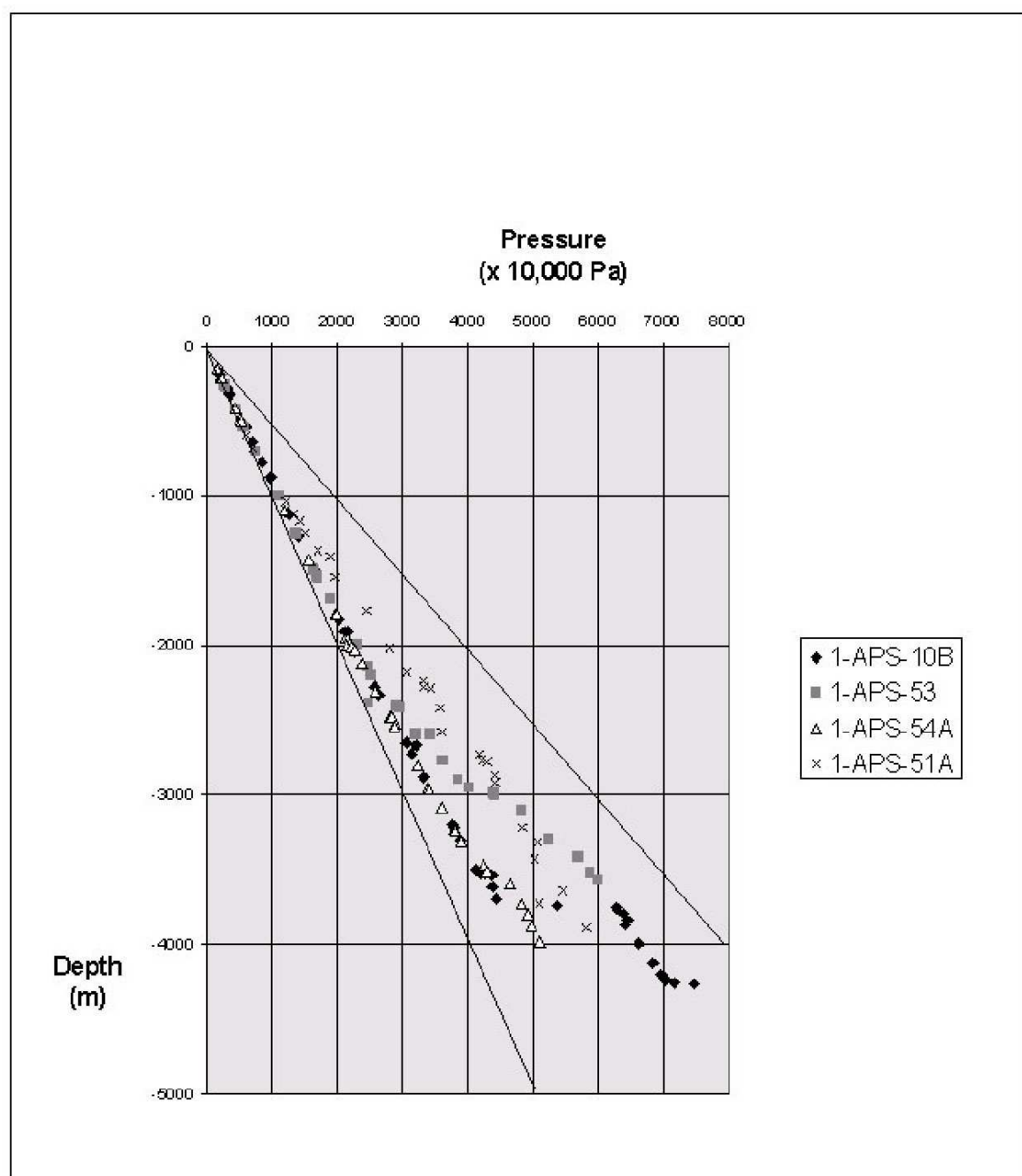


Figure 6

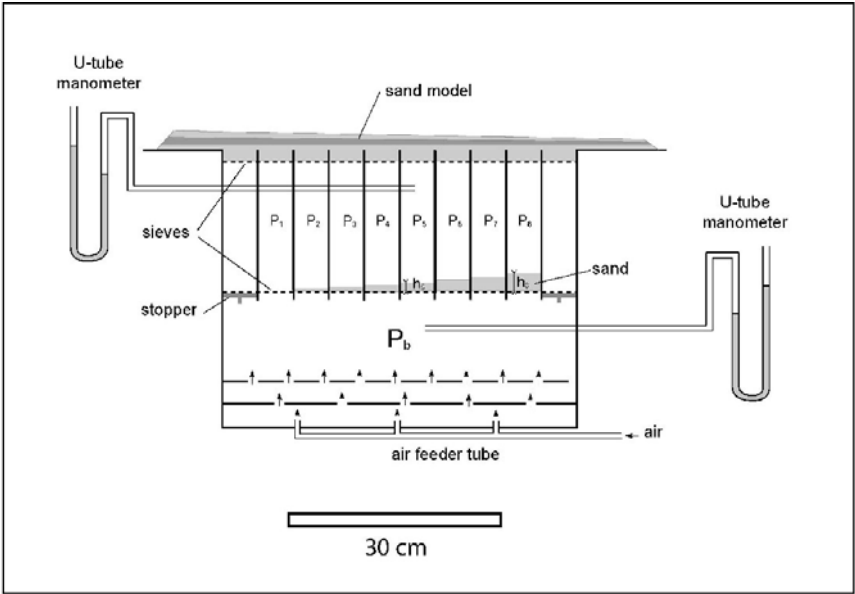


Figure 7

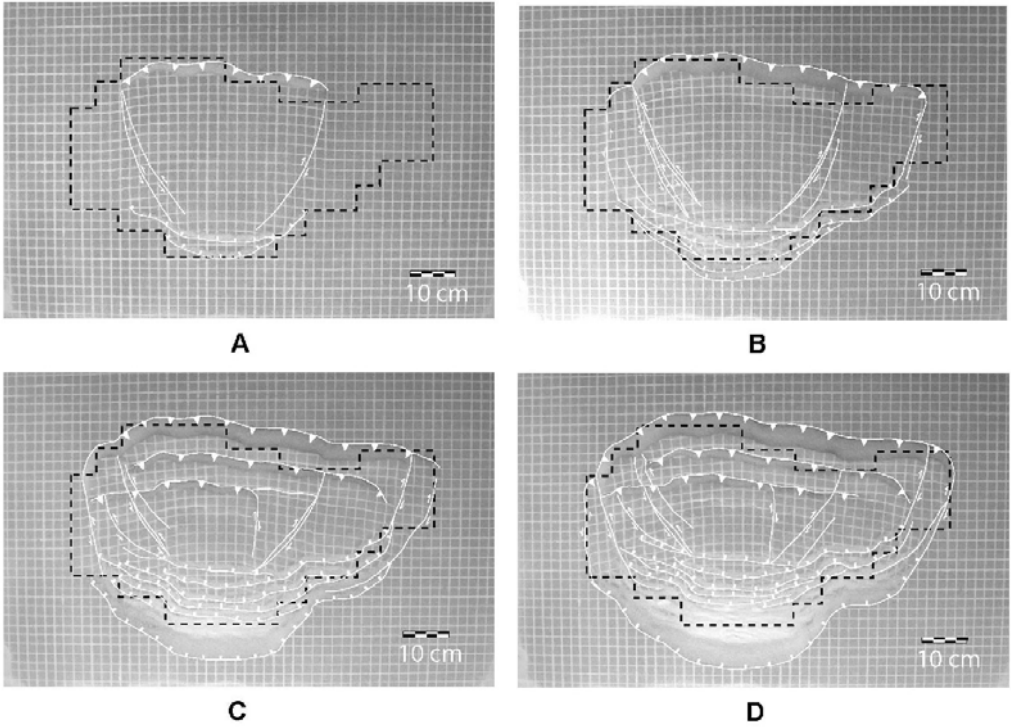


Figure 8

Chapitre 7

Etude numérique d'une déstabilisation de pente granulaire sous l'effet d'un gradient de pression et perspectives

Dans ce dernier chapitre, nous opérerons un changement d'échelle drastique pour nous intéresser à l'évolution de la texture d'un milieu granulaire soumis à un gradient de pression de fluide. Dans le chapitre 5, nous avons utilisé la méthode des éléments distincts pour simuler un modèle de sable et par extension, une déformation compressive de grande échelle.

Nous n'avons volontairement interprété les résultats que d'un point de vue macroscopique, en regardant la géométrie des zones de cisaillement, leur répartition dans l'espace et leur fonctionnement dans le temps. La méthode numérique des éléments distincts était ainsi abordée comme une alternative à une méthode d'éléments finis, comme l'envisageait Burbidge et Braun (2002). Nous l'employons, maintenant, dans un cas plus classique de simulation de milieu granulaire. **Ces quelques expériences que nous présentons posent le cadre de futurs développements et axes de recherches à envisager pour la suite.**

L'aspect discontinu de la matière se retrouve dans beaucoup de phénomènes naturels: avalanches de débris, écoulements pyroclastiques, fracturation, fluidisation et injection de matériel dans des volcans de boue etc... Tous ces phénomènes ont deux points communs:

- Pendant une phase plus ou moins longue, la matière passe d'un état solide et cohérent à un état fortement divisé et parfois très dynamique. La loi de comportement décrivant le système change ainsi radicalement. Dans le cas d'une déstabilisation de pente par exemple, on envisage très souvent la limite de stabilité par un modèle de Mohr Coulomb. Le matériau est supposé élasto-plastique ou visco-élasto-plastique... Une fois l'instabilité déclenchée, le glissement évolue et se trouve traité par des modèles d'écoulement simplifiés (eq. de St Venant) intégrant des termes de dissipation de l'Energie. Les lois rhéologiques ne sont alors pas évidentes à choisir et peuvent varier au cours de l'écoulement, lors de la fragmentation du matériau. Dans le cas de la fluidisation et de l'injection de sable ou de boue dans des cheminées de gaz et fractures, le changement de

comportement du matériau est, là encore, radical, entre un état de solide gorgé d'eau et un état de fluide capable de s'immiscer dans les moindres fractures.

- Tous ces phénomènes font intervenir une phase fluide qui joue un rôle primordial.

Des méthodes numériques comme celle des éléments distincts dont le comportement de chaque grain n'est régi que par des lois de contact et les équations de la dynamique, peuvent constituer un cadre méthodologique très utile dans les études des couplages entre fluide et déformations et des transitions de comportement associées.

Très récemment, Staron (2002) a utilisé un modèle de dynamique des contacts pour simuler le déclenchement d'une avalanche de débris. Elle a montré comment la texture et la transmission des forces entre grains évoluaient jusqu'à la déstabilisation globale d'un système que l'on inclinait. Nous avons réalisé le même type d'expériences mais avec un fluide aux pores. Nous regardons, ainsi, comment évolue la distribution des forces dans un système granulaire horizontal jusqu'à sa fluidisation, ainsi qu'un milieu incliné soumis à un gradient de pression perpendiculaire à la pente (comme dans nos expériences analogiques).

7.1 Texture et chaînes de forces dans un milieu granulaire

L'une des propriétés fondamentales des milieux granulaires est l'hétérogénéité de la transmission des forces qui leur confère des propriétés parfois surprenantes. Une expérience simple permet d'illustrer ces propriétés: le tas de sable. Supposons que l'on construise un tas de sable conique par pluviation à partir d'un point central. Si l'on mesure la pression en chaque point sous le tas, on s'aperçoit qu'elle est minimale sous la partie centrale et maximale à la périphérie. Si au contraire, le même tas de sable n'est plus construit par pluviation ponctuelle mais par saupoudrage, le déficit de pression disparaît! (Geng et al., 2001; Vanel et al., 1999)

L'explication de ce phénomène se trouve dans les chaînes de forces qui se forment entre les grains. Ces chaînes sont observables sur la figure 7.1. Cette image est tirée d'une expérience de photo-élasticité. Un empilement de cylindres de plexiglass est construit et soumis à une compression. Les propriétés photo-élastiques dont les caractéristiques optiques dépendent des contraintes, permettent de visualiser les chaînons d'éléments qui transmettent la force appliquée (en blanc). Les cylindres foncés ne ressentent pratiquement pas la compression.

Dans l'expérience du tas de sable, la pluviation centrale crée une anisotropie dans le réseau des chaînes de forces qui redistribue les contraintes vers la périphérie. Le saupoudrage, quant à lui, ne crée pas cette anisotropie.

Nous voyons donc que la transmission hétérogène des forces est une propriété forte des milieux granulaires. Entre l'échelle macroscopique et celle élémentaire de la taille des grains, elle définit une échelle intermédiaire caractéristique de la longueur de transmission des efforts. L'exemple du tas de sable nous a également montré que l'organisation des forces et plus généralement la texture des empilements granulaires constituent une mémoire du milieu et dépend de leur histoire.

7.2 Evolution d'un milieu granulaire horizontal vers la fluidisation

7.2.1 Description de l'expérience

Nous avons construit un empilement numérique de 5 cm de hauteur dans une boîte de 20 cm de large avec des disques de rayons uniformément distribués entre 0.7 et 1 mm ($V = 0.33$). Les parois verticales sont non-frottantes. L'empilement a été construit à partir d'une maille hexagonale (voir chapitre 5), puis sédimentation. L'expérience consiste à augmenter petit à petit la pression de fluide à la base du système, en maintenant celle du sommet nulle, jusqu'à la fluidisation (perte de poids des grains). Comme dans les expériences du chapitre 5, le fluide est à l'état stationnaire. L'augmentation de pression est ainsi une succession d'états d'équilibre et ne se traduit pas par une vague de pression qui migre. Lorsque le milieu est fluidisé, il apparaît des bulles. Leur évolution n'est pas correcte du point de vue physique. Ces bulles apparaissent à partir de 880 Pa de pression basale ($\lambda^* = 0.93$), c'est à dire avant que le gradient de pression ne soit équivalent au poids du milieu granulaire (950 Pa).

Sur le graphique 7.2, nous avons reporté la contrainte moyenne exercée par les disques sur le fond de la boîte en fonction de la pression de fluide basale. On observe une décroissance linéaire jusqu'à 880 Pa qui est en parfait accord avec la contrainte effective. Si cette droite se poursuivait, elle couperait l'axe des abscisses à 950 Pa, l'équivalent du poids des grains. Au delà de 880 Pa, on observe une décroissance un peu plus rapide qui traduit l'apparition des bulles. Ces bulles d'air soutiennent une partie des disques qui ne participent alors plus à la charge exercée sur le fond. Au delà de 900 Pa, on observe de très grosses variations de la contrainte. Le système est devenu très dynamique et les pics correspondent aux rebonds des éléments sur le fond lors de l'éclatement des bulles (fig. 7.3).

7.2.2 Evolution de l'empilement

Au cours de l'expérience, nous avons suivi un certain nombre de paramètres.

A. Coordinance moyenne des particules

La coordinance z d'une particule est le nombre de contacts qu'elle forme avec ses voisines. Dans un volume V contenant N_p particules et N contacts, la coordinance moyenne des particules est:

$$z = \frac{2N}{N_p} \quad (7.1)$$

L'évolution de z est reportée sur le graphique 7.4. A $P = 0$ Pa, la coordinance moyenne est proche de 3.5, ce qui est analogue aux expériences de Staron (2002) et dans la gamme des empilements iso-statiques ($3 \leq z \leq 4$, (Tkachenko and Putkaradze, 1999)). En effet, un certain nombre de contacts est nécessaire pour geler les degrés de liberté de chaque élément et permette au système d'atteindre l'équilibre. En revanche, lorsque la coordinance est trop grande et excède 4, le système est considéré comme hyperstatique (ex: empilement hexagonal).

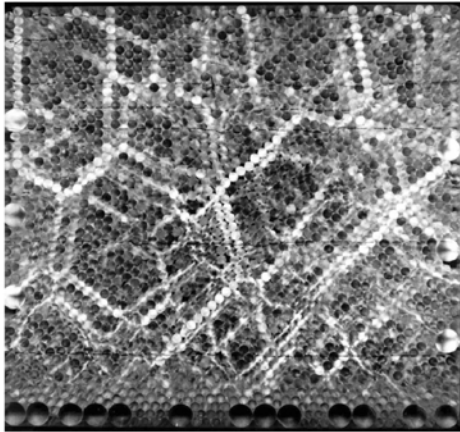


FIG.7.1: *Expérience de photo-élasticité avec des cylindres de plexiglass. Les éléments clairs transmettent le maximum de force.*

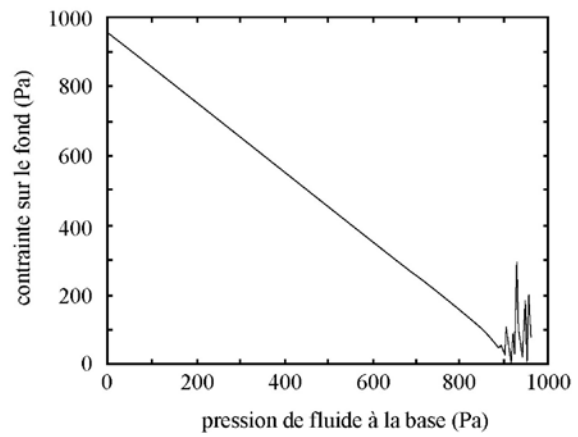
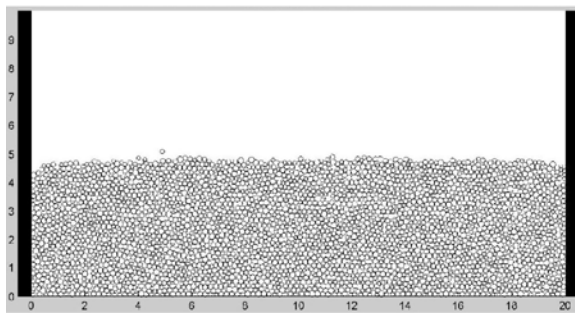
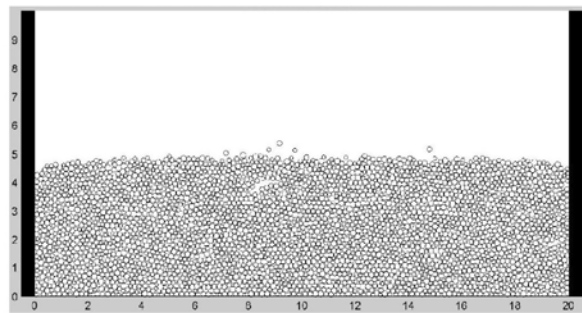


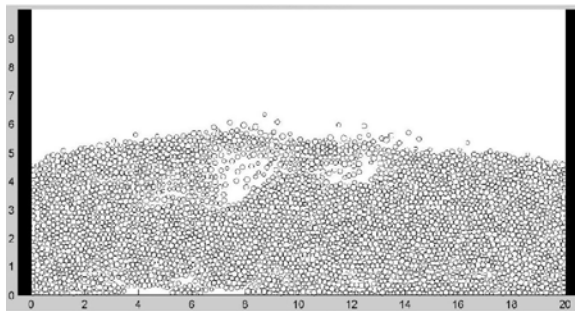
FIG.7.2



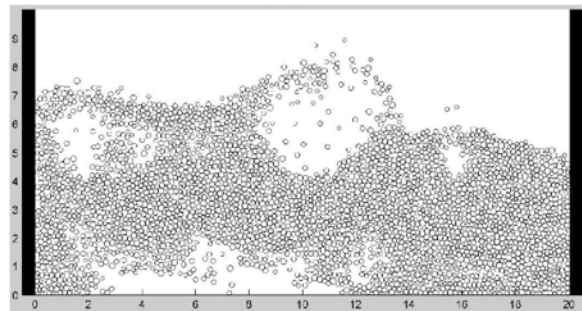
pression basale: 850 Pa



pression basale: 890 Pa



pression basale: 905 Pa



pression basale: 915 Pa

FIG.7.3: *Apparition et éclatement de bulles caractérisant la fluidisation*

Lorsque le gradient de pression de fluide augmente, on observe une diminution de la coordinance; le système perd donc de ses contacts. La décroissance s'accélère au delà de 700 Pa. z passe en dessous de 3 à 880 Pa, le système n'est alors plus statique. C'est en effet à ce moment là qu'apparaissent les bulles et que le système devient dynamique.

B. Volume de l'échantillon

Nous avons mesuré le volume total de l'échantillon (fig.7.5) en créant un maillage triangulaire entre les éléments (voir chapitre 4). On n'observe qu'une très faible augmentation du volume du milieu granulaire lorsque la pression de fluide augmente. Cette faible dilatation linéaire est sûrement liée à l'élasticité des éléments du système qui sont déformables dans notre modèle. La dilatation s'accélère à partir de 800 Pa et le système explose à 900 Pa de pression basale (éclatement des bulles).

Il n'y a donc pas de réelle dilatation du système avant la fluidisation, ce qui confirme nos tests de perméabilité sur échantillon de sable (chapitre 3) qui ne montraient pratiquement aucune variation de perméabilité lorsque l'on augmentait la pression. Le sable ne se décompacte pas avant la fluidisation. Ce résultat est intéressant. En effet, nous avons vu que dans les expériences de déformation à forte pression, la déformation était plus diffuse. Cette différence de comportement n'est donc pas liée à un état plus lâche du sable soumis aux gradients de pression extrêmes.

C. Tenseur des contraintes

Le calcul d'un tenseur des contraintes à partir de données micromécaniques nécessite de définir un volume élémentaire dans lequel seront prises en compte les forces transmises à chaque contact des éléments. La direction même des contacts qui transmettent les forces permet d'introduire l'aspect géométrique de l'empilement dans le calcul des contraintes. Nous avons employé la formule (Dano, 1998; Radjai et al., 1998; Staron, 2002):

$$\sigma_{ij} = \frac{1}{V} \sum_{\alpha \in V} f_i^\alpha \cdot l_j^\alpha + \frac{1}{V} \sum_{k \in V} m_k v_i^k v_j^k \quad (7.2)$$

où V est le volume élémentaire contenant N contacts et N_p particules k .

f_i^α est la composante i de la force au contact α et l_j^α la composante j du vecteur joignant les centres des deux éléments du contact α . m^k et v^k sont la masse et la vitesse des particules k .

Dans nos expériences, nous regardons l'évolution des systèmes avant qu'ils ne soient dynamiques. Nous négligeons donc le terme $\frac{1}{V} \sum_{k \in V} m_k v_i^k v_j^k$.

Sur les graphique 7.6 et 7.7, nous avons reporté les évolutions de la contrainte moyenne $\sigma_o = \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2}$ et de la contrainte déviatorique $\sigma_d = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}$ calculées dans un élément de volume de 4 cm² placé au centre du modèle.

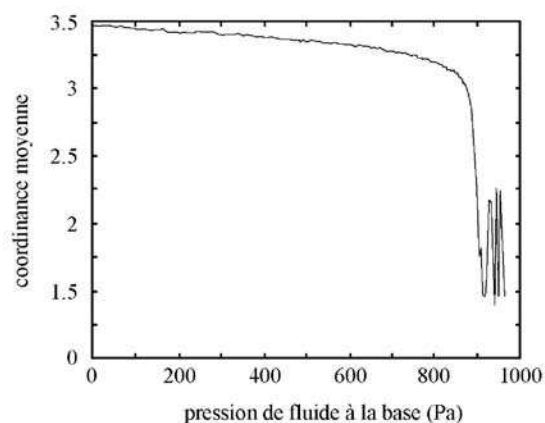


FIG.7.4

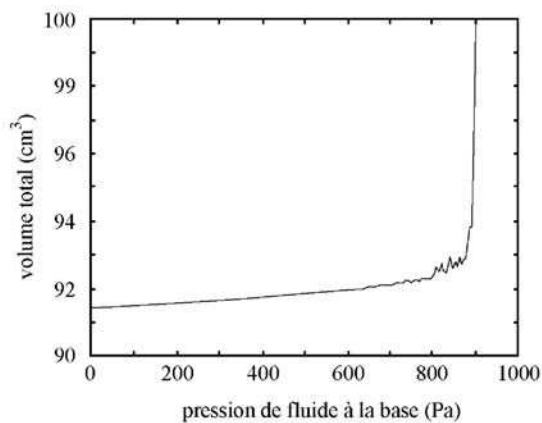


FIG.7.5

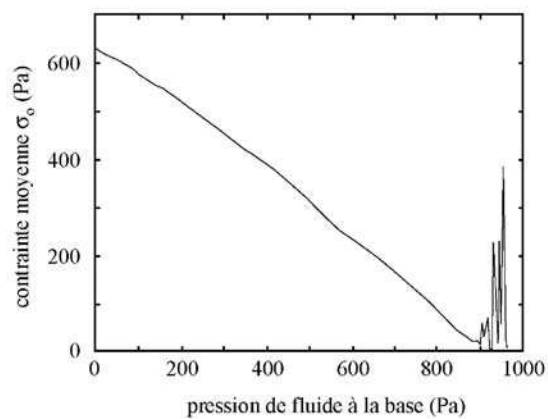


FIG.7.6

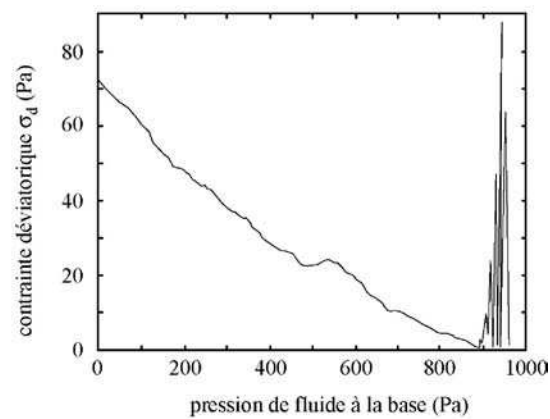


FIG.7.7

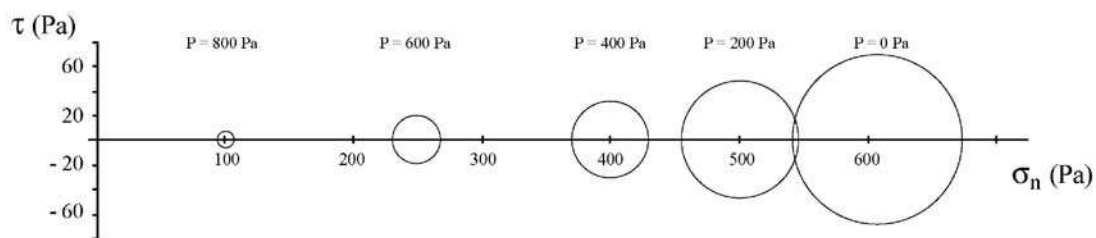


FIG.7.8: Evolution du cercle de Mohr des contraintes transmises entre grains en fonction de la pression

σ_o diminue linéairement lorsque la pression basale augmente, pour venir presque s'annuler à 950 Pa. σ_d montre la même décroissance. Ceci est bien en accord avec le modèle élastique que nous avons traité au chapitre 2. En terme de cercles de Mohr, cela se traduit par une diminution du rayon lorsque le cercle s'approche de l'origine (fig. 7.8). On peut noter que la décroissance de σ_d n'est pas aussi régulière que celle de σ_o . La courbe présente en effet deux parties. De 0 à 500 Pa, la pente de la courbe semble trop importante. Si l'on poursuivait cette tendance, elle couperait l'axe des abscisses à 700 Pa seulement, ce qui est en dessous de la pression de fluidisation. Vers 500 Pa, σ_d réaugmente un peu puis poursuit sa décroissance avec une pente légèrement plus douce pour couper l'axe des abscisses à 900-950 Pa. Ce changement d'évolution de σ_d vers 500 Pa est difficile à interpréter et notamment la décroissance trop importante dans la première partie. On peut supposer que l'on a une réorganisation locale du réseau. Cependant, rien n'est visible sur l'évolution de la coordinance (fig.7.4) par exemple.

D. Distribution statistique des forces, sous réseaux fort et faible

Afin d'étudier plus en détail la transmission des forces dans le milieu, nous nous affranchissons des forces de volume que subissent les particules (gravité et gradient de pression), et nous renormalisons toutes les forces de contact en fonction de la profondeur (Staron, 2002).

Pour cela, nous calculons la force moyenne $\langle f \rangle$ transmise aux contact en fonction de la distance au fond de la boîte h , exprimée en nombre de rayons moyen R (fig.7.9). La courbe $\langle f \rangle = f(h(R))$ est linéaire. Cela montre que les contraintes ne saturent pas en profondeur (pas d'effet de silo) et que l'effet du gradient de pression est également constant suivant la profondeur.

La courbe est approximée par une droite d'équation $\langle f \rangle = a.h(R) + b$. Les forces transmises sont alors normalisées:

$$F = \frac{f}{a.h(R)+b} \quad (7.3)$$

avec F les forces normalisées et f les forces aux contacts.

Cette normalisation des forces permet de comparer nos échantillons à un échantillon soumis à une contrainte homogène (Radjai et al., 1998).

L'une des caractéristiques des empilements granulaire réside dans la distribution statistique de l'intensité des forces transmises aux contacts des particules. Cette distribution a été calculée pour les forces normalisées dans nos échantillons et est présentée sur le graphique 7.10, dans l'état initial ($P = 0$ Pa). La distribution obéit à deux lois et est en parfait accord avec les résultats de (O'Hern et al., 2001; Radjai et al., 1996; Staron, 2002).

$$P(F) = \begin{cases} P(1).F^{-\alpha} & \text{si } F < 1 \\ P(1).e^{\beta(1-F)} & \text{si } F > 1 \end{cases} \quad (7.4)$$

avec $\alpha = 0.3$ et $\beta = 1.5$. Ces deux distributions séparées par $F = 1$ permettent de distinguer 2 types de réseaux de contacts: les contacts dits forts dont le module est supérieur à 1 et les contacts faibles dont le module est inférieur à 1. En général, les contacts faibles représentent à peu près 60% des contacts. Sur la figure 7.11, nous avons dessiné le réseau des contacts forts. On voit qu'ils forment des chaînes de forces englobant des amas de grains où les contacts sont faibles. Comme nous l'avons fait pour le réseau global, nous pouvons définir le tenseur des contraintes propre à chaque sous-réseau:

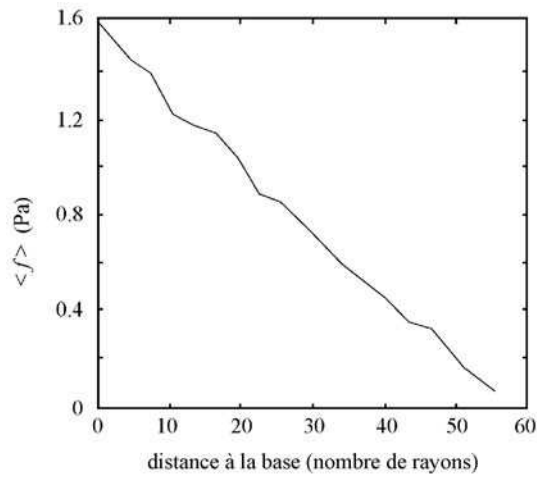


FIG.7.9

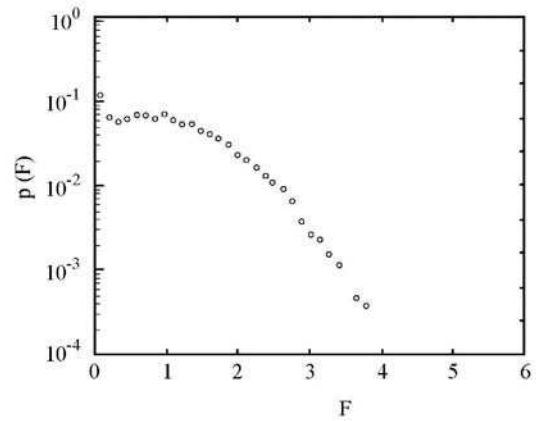


FIG.7.10

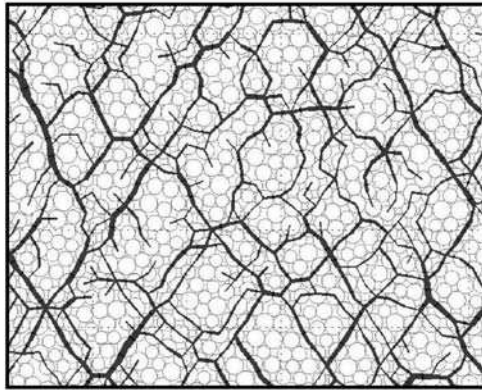


FIG.7.11: Représentation des forces de contact du réseau fort. La largeur des traits est proportionnelle à la force normalisée transmise.

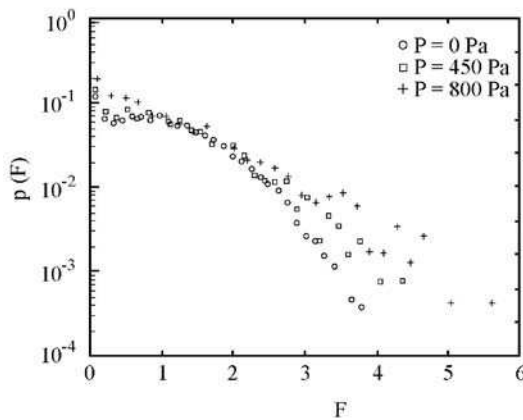


FIG.7.12

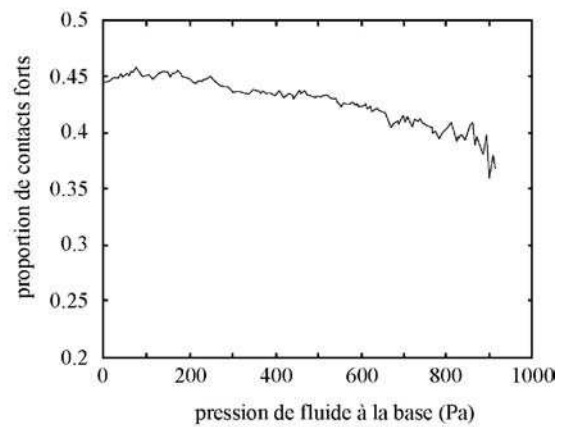


FIG.7.13

$$\sigma_{ij}^{fort} = \frac{1}{V} \sum_{\alpha \in V} f_i^{\alpha fort} \cdot l_j^{\alpha fort} \quad (7.5) \quad \text{et} \quad \sigma_{ij}^{faible} = \frac{1}{V} \sum_{\alpha \in V} f_i^{\alpha faible} \cdot l_j^{\alpha faible} \quad (7.6)$$

On a alors:

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{fort} + \sigma_{ij}^{faible} \quad (7.7)$$

Nous avons suivi l'évolution de ces deux sous-réseaux jusqu'à la fluidisation.

Le graphique 7.12 montre les distributions de forces pour différentes pressions basales. On constate que la distribution se linéarise lorsque le gradient de pression augmente. On augmente notamment l'apparition de forces F de modules supérieurs à 5 ou 6. Pour $P = 800$ Pa, la distribution entre les deux distribution ne se distingue plus.

Cette linéarisation est interprétée comme un effet de la décharge globale subie par le réseau lors de l'augmentation des forces de courant. Lorsque le milieu granulaire n'est plus soumis à aucune charge, l'existence des 2 réseaux n'est plus justifiée. Cela apparaît comme une des caractéristiques fondamentales séparant un état statique normal d'un état fluidisé.

Le graphique 7.13 montre l'évolution de la proportion de contacts forts. Initialement de 44%, elle décroît régulièrement. Cette diminution n'est peut-être pas très pertinente car pour les fortes pressions la distinction des deux réseaux devient difficile à distinguer, notamment la valeur $F = 1$ n'a plus la même signification.

Sur les graphiques 7.14 et 7.15, nous avons reporté l'évolution des contraintes moyennes et déviatoriques calculées pour les deux sous-réseaux. On fait les observations suivantes:

- Le réseau faible ne participe qu'à une très faible partie de la contrainte moyenne.
- pratiquement toute la contrainte déviatorique est supportée par le réseaux fort qui ne représente que 44% des contacts.

Les cercles de Mohr représentant l'état des contraintes des deux réseaux dans l'état initial sont représentés sur la figure 7.16. On s'aperçoit très bien que la participation du réseau faible à la contrainte globale se limite, finalement, à un terme de pression hydrostatique (cercle des contraintes proche du point). Cela est en parfait accord avec les résultats de Radjai et al. (1998) et Staron (2002) qui avaient montré que la résistance du matériau était globalement assurée par les 40% de contacts forts uniquement.

- Lorsque la pression de fluide augmente, les contraintes moyennes des deux réseaux diminuent pour tendre vers 0 à $\lambda^* = 1$. Le réseau faible est donc affecté par la décharge.
- La contrainte déviatorique du réseau fort diminue également régulièrement, tandis que celle du réseau faible reste très faible et constante.

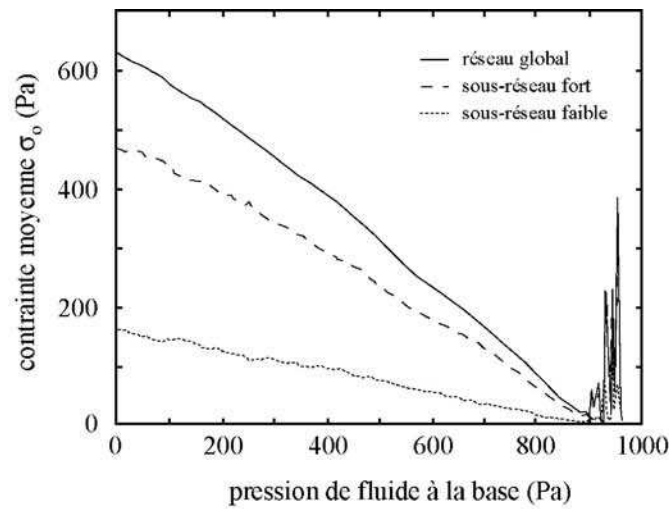


FIG.7.14

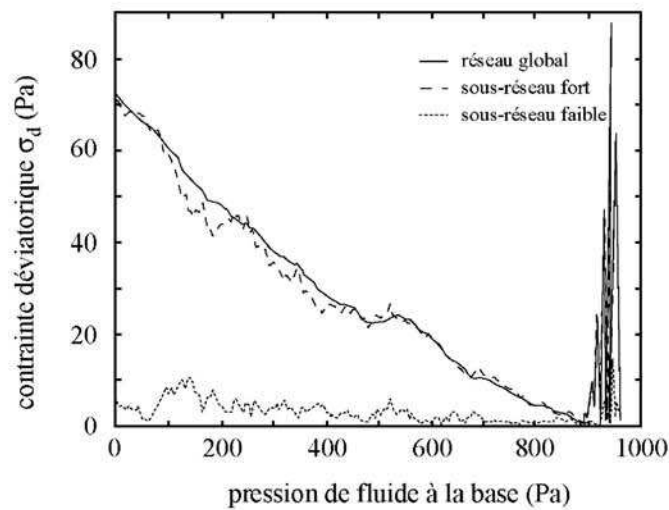


FIG.7.15

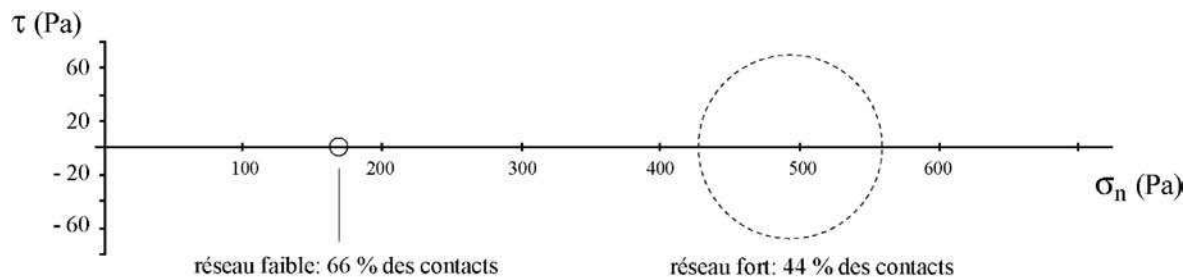


FIG.7.16: Représentation de l'état de contrainte des réseaux fort et faible.
 Le réseau fort supporte toute la contrainte déviatorique. Le réseau faible agit comme un terme de pression (rayon du cercle très faible)

E. Conclusion

Le passage d'un état statique à l'état fluidisé se caractérise par:

- une quasi-absence de dilatation hormis la réponse élastique des grains.
- une diminution de coordinance des éléments (c'est à dire une perte globale de contacts) qui devient inférieure à 3 lorsque le système devient dynamique.
- un changement de la transmission des forces qui se traduit par:
 - un changement de distribution des modules des forces de contact normalisées,
 - la disparition progressive du réseau fort sous l'effet de la décharge, ce qui traduit la perte de résistance du matériau.

7.3 Milieu granulaire incliné soumis à un gradient de pression

L'expérience consiste cette fois à soumettre un milieu granulaire incliné à un gradient de pression perpendiculaire à la pente. Le modèle est construit de la même manière que précédemment mais dans une boîte de 50 cm de long avec 15000 éléments de 0.46 à 0.7 mm de rayon. Les disques sédimentent dans une boîte horizontale, puis le modèle est incliné doucement. La pression est alors augmentée de 4.5×10^{-4} Pa à chaque pas de temps.

Sous l'effet du gradient de pression et de la force de gravité, l'empilement se déstabilise peu avant 600 Pa de pression basale. La figure 7.17 montre les zones en cisaillement. A 550 Pa, elles sont peu étendues. A 590 Pa, le milieu granulaire glisse en étant cisailé de toutes parts. Seule la partie en bas à droite, protégée par le mur, reste stable.

Comme précédemment, nous avons enregistré un certain nombre de paramètres, tous mesurés dans une zone de 20 cm de large et 2 cm d'épaisseur située au centre du modèle pour s'affranchir de l'effet des parois.

En théorie, pour un modèle Coulombien infiniment long, la déstabilisation a lieu lorsque $\tau/\sigma_n = \mu$ (avec τ la contrainte cisailante effective parallèle à la pente et σ_n la contrainte effective normale).

Sur la figure 7.18, nous avons reporté l'évolution de τ/σ_n mesuré en fonction de la pression basale. Figure également le rapport théorique $\tau_o / (\sigma_{no} - P)$ calculé à partir des contraintes σ_{no} et τ_o présentes à $P = 0$. On s'aperçoit que les deux courbes se corrélaient bien avec, cependant, quelques oscillations dans le rapport mesuré. Peu avant 600 Pa, τ/σ_n passe par un maximum de 0.32 qui correspond au coefficient de friction de notre milieu granulaire. Cette valeur est identique à celle mesurée lorsque l'on incline le modèle jusqu'à sa déstabilisation (voir chapitre 4).

Comme précédemment, nous avons normalisé les forces de contact en fonction de la profondeur. La distribution des modules normalisés est reportée sur le graphique 7.19 pour 0 et 550 Pa. Comme pour l'expérience horizontale, la distribution se linéarise et la distinction entre les deux réseaux s'atténue.

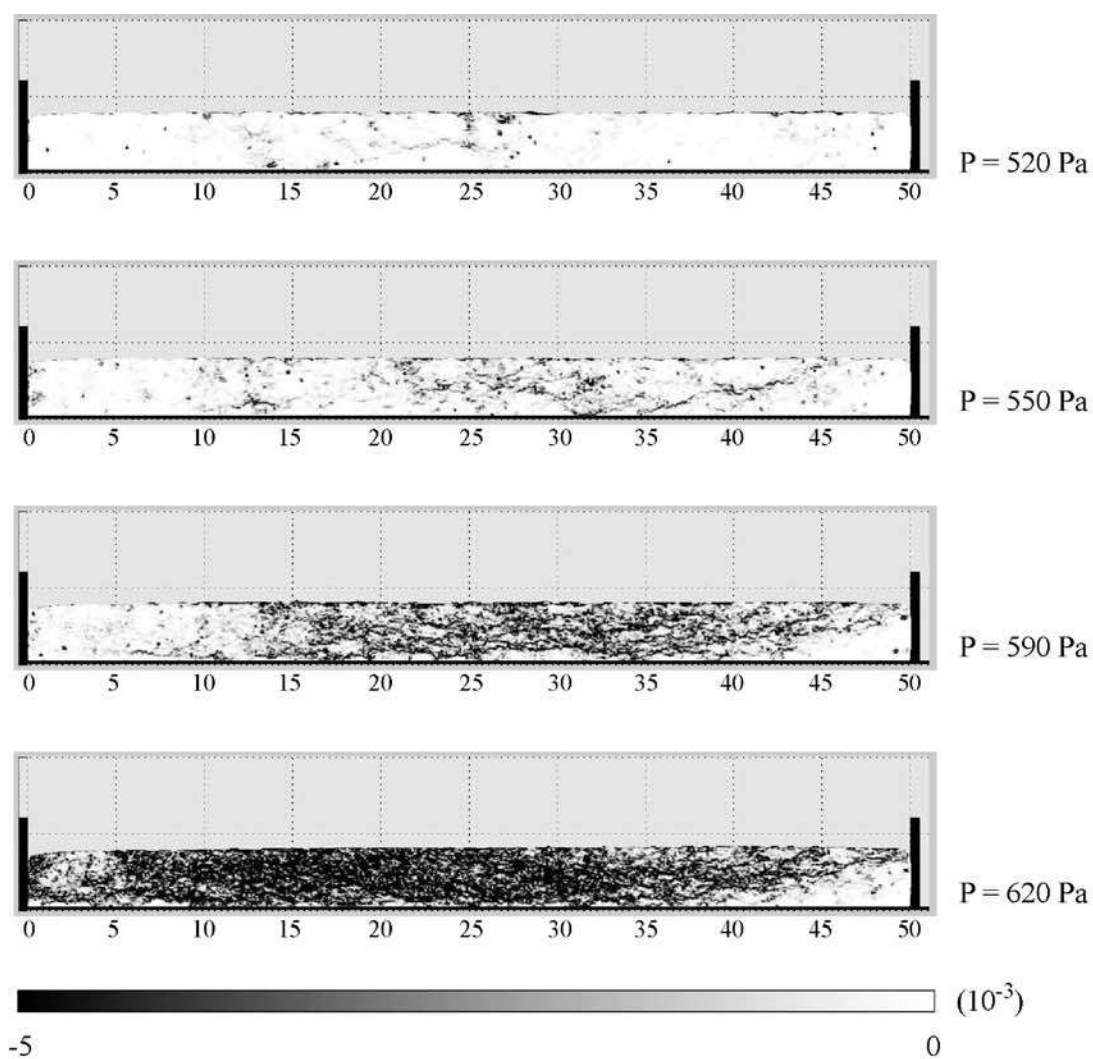


FIG.7.17: Evolution de la déformation cisailante en fonction de la pression de fluide appliquée (pente de 5°).

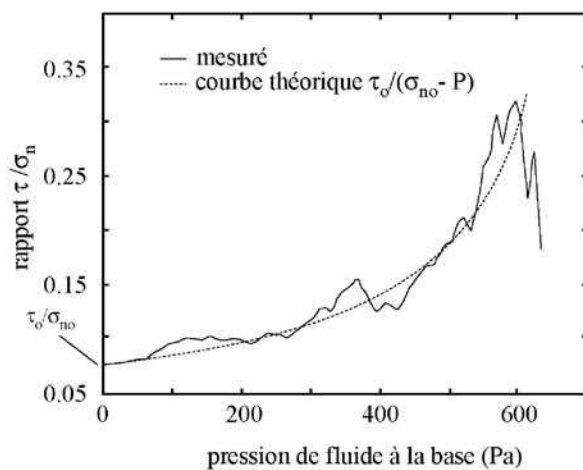


FIG.7.18

La proportion de contacts forts ($F > 1$) est reportée sur le graphique 7.20. Dès le départ, cette proportion (0.42) est inférieure à celle du modèle horizontal (0.44). Cela provient sûrement d'un réarrangement des grains qui se produit dès que l'on incline le système avant d'augmenter la pression. Staron (2002) a en effet montré que dans les 2 ou 3 premiers degrés d'inclinaison, les grains bougent pour trouver une configuration plus stable, caractérisée par un nombre de contacts forts légèrement plus faible. Initialement plus faible, la part du réseau fort décroît donc beaucoup moins, lorsque la pression augmente, que dans l'expérience de fluidisation. Juste avant la déstabilisation, elle atteint 40 %, valeur caractéristique des systèmes en cisaillement (Radjai et al., 1998).

Les valeurs de τ/σ_n calculées pour les deux sous-réseaux et le réseau global à partir des forces de contact normalisées sont reportées sur le graphique 7.21. Plusieurs remarques peuvent être faites :

- Au début de l'expérience, ces rapports sont de signes opposés pour les réseaux forts et faibles. Ceci traduit une différence d'orientation des tenseurs des contraintes associés.
- Lorsque la pression augmente, le rapport τ/σ_n augmente pour le réseau fort mais s'annule dans le réseau faible. Ceci confirme encore que seul le réseau fort supporte la contrainte cisailante.
- La diminution de τ/σ_n pour le réseau faible montre bien que les deux réseaux se différencient clairement du point de vue mécanique, mais si la distribution des modules de force, comme nous l'avons vu précédemment, se linéarise.
- Le rapport τ/σ_n du réseau fort (0.35) au moment de la déstabilisation est supérieur à celui du réseau global (0.32). Le réseau fort seul est donc plus stable que la structure entière. C'est donc la présence du réseau faible, qui se comporte mécaniquement comme un fluide, qui déstabilise le milieu granulaire. Staron (2002) en était arrivée à la même conclusion et avait montré comment l'empilement était déstabilisé par les glissements entre grains dans les amas du réseau faible.

Le changement de direction de la force de volume résultante (gravité + gradient de pression) appliquée aux grains et l'augmentation associée du rapport τ/σ_n supporté par le réseau fort peuvent être visualisés grâce à des cartes des contacts forts (fig.7.22). Les forces aux contacts sont représentées par des traits reliant le centre des billes; l'épaisseur étant proportionnelle au module normalisé.

Pour une pression nulle, le réseau de contacts forts apparaît assez homogène avec deux directions privilégiées (à 60 et 120° de la pente) qui résultent en grande partie de la construction de l'échantillon. Lorsque P augmente, on observe une croissance des amas de contacts faibles (zones blanches) et la direction privilégiée à 120° devient prédominante. Le réseau fort apparaît ainsi complètement orienté à 120° pour une pression basale de fluide de 500 Pa. Cette réorientation des contacts peut être mesurée par l'anisotropie de texture déterminée à partir du tenseur de fabrique défini par Radjai et al. (1998):

$$\phi_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{\alpha \in V} n_i^\alpha \cdot n_j^\alpha \quad (7.8)$$

avec n_i et n_j les composantes sont les composantes du vecteur unitaire reliant les éléments au contact α .

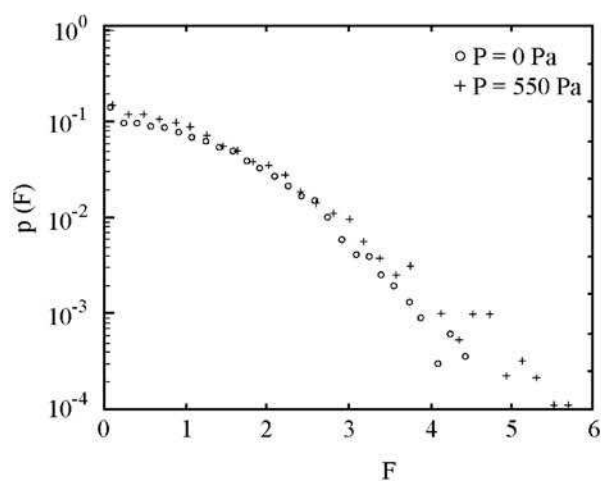


FIG.7.19

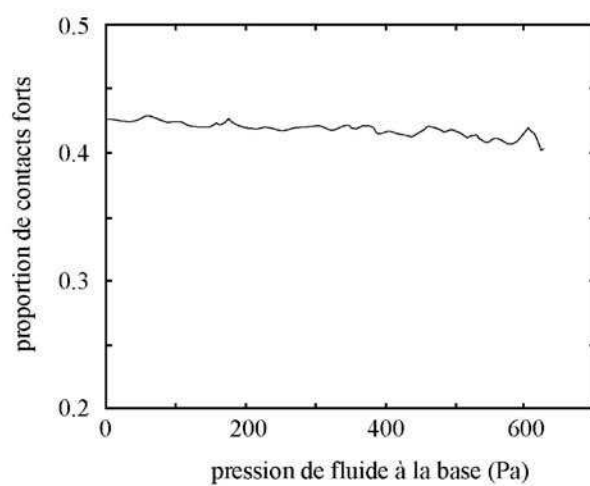


FIG.7.20

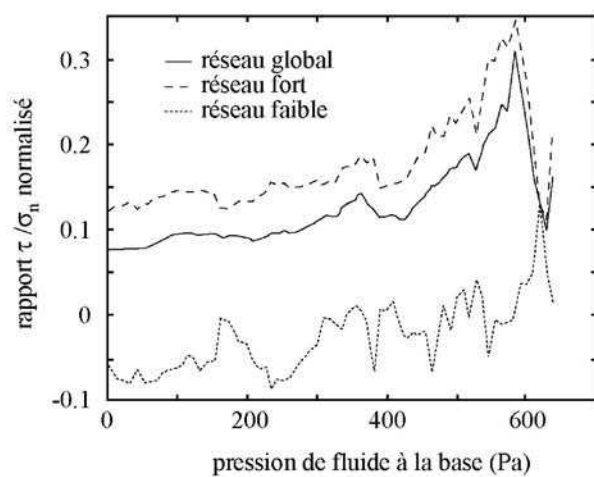


FIG.7.21

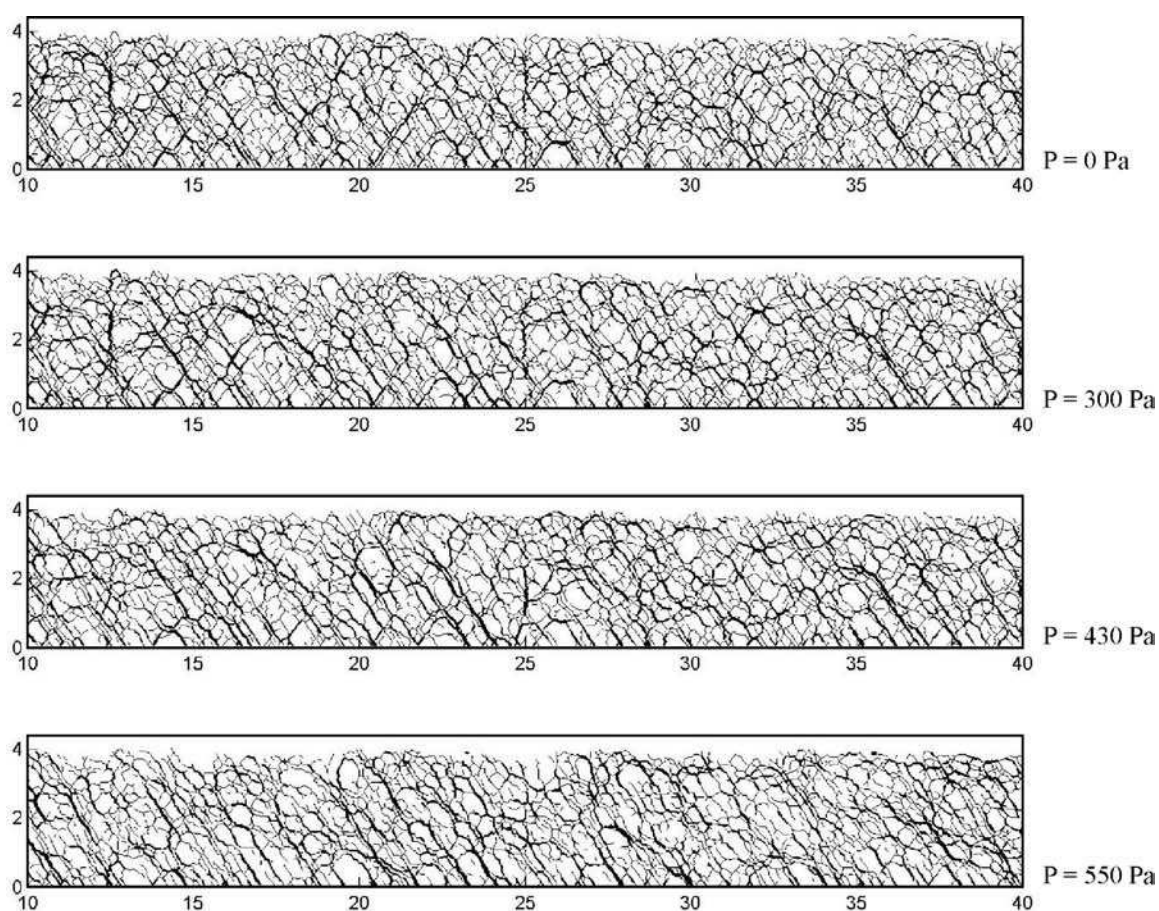


FIG.7.22: Evolution du réseau fort vers la déstabilisation du milieu granulaire, provoquée par l'augmentation de pression. On voit que le réseau a tendance à tourner sous l'effet du gradient de pression.

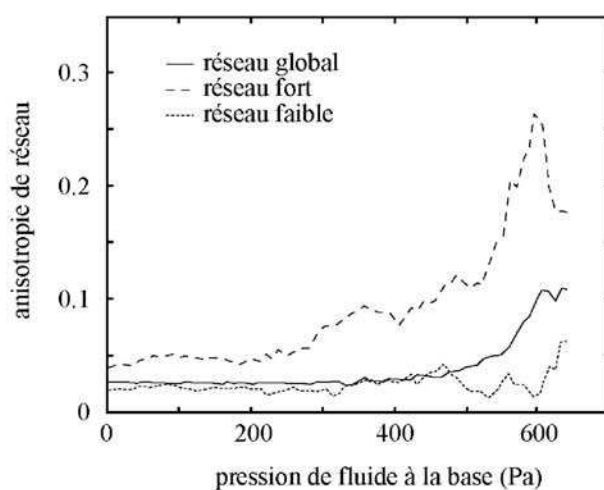


FIG.7.23

L'anisotropie est alors $a = 2(\phi_1 - \phi_2)$ avec ϕ_1 et ϕ_2 les valeurs propres du tenseur de fabrique.

L'anisotropie des trois réseaux est reportée sur la figure 7.23. On voit que pour le réseau faible, elle reste constante et très faible, tandis que celle du réseau fort augmente drastiquement en suivant la même évolution que τ/σ_n .

Conclusion

Cette expérience de déstabilisation d'un milieu granulaire incliné nous a donc montré que:

- le matériau global répond très bien à un modèle Coulombien en contraintes effectives.
- Bien que la distribution des modules de force soit modifiée et se linéarise lorsque la pression augmente (comme dans le cas de la fluidisation horizontale), du point de vue des contraintes, la distinction entre les deux réseaux reste très nette jusqu'à la déstabilisation.
- La résistance du matériau est assurée par le réseau fort dont la stabilité est plus grande que le système global. La phase faible qui ne supporte aucune contrainte cisailante participe à la baisse de résistance du matériau.
- L'augmentation des pressions de fluide modifie l'orientation des contraintes qui se caractérise par un changement de la direction privilégiée des contacts forts. La texture est ainsi totalement modifiée.
- Toutes nos observations sont en accord avec les résultats de Staron (2002) obtenus avec un modèle de Dynamique des contacts.

7.4 Conclusion et perspectives

Ces deux expériences nous ont permis de suivre l'évolution de la texture d'un milieu granulaire soumis à un gradient de pression. Elles permettent, encore une fois, d'illustrer les effets des forces de courant, mais maintenant, sur les réseaux de contacts à l'échelle du grain. Nous avons montré que l'approche de la fluidisation se caractérisait par un changement de la distribution des modules moyennés des forces aux contacts mais que la distinction entre les deux réseaux persistait du point de vue mécanique.

Par la suite, nous terminerons le couplage complet entre le fluide et les particules solides. Nous pourrons alors comparer la déformation de matériaux non fluidisés, partiellement fluidisés et entièrement fluidisés avec des fluides de viscosités différentes. Ces expériences devraient nous apporter des informations précieuses sur le changement de comportement des milieux granulaires à la transition avec l'état fluidisé. De tels travaux trouveront leur application dans les phénomènes d'injection de sable dans les fractures ou la dynamique des volcans de boue et cheminées de gaz.

Nous envisageons également d'effectuer les mêmes expériences que dans ce chapitre mais avec un matériau faiblement cohésif. La texture est sûrement différente (une recherche bibliographique sera à effectuer) et sa réponse à un gradient de pression aussi. Nous devons vérifier l'aptitude de notre modèle à créer des fractures hydrauliques, comme cela a été fait par Flekkoy et al. (2002). S'il en est capable, nous regarderons quelles sont les relations entre les fractures, le réseau des forces et la distribution de cohésion aux contacts entre éléments.

Conclusion générale

Au cours de ce travail de thèse, nous avons utilisé et développé plusieurs outils permettant de prendre en compte les fluides dans les déformations.

Le premier, théorique, est basé sur la notion de force de courant. En nous intéressant à la mécanique des sols, nous avons en effet mis en évidence l'action de ces forces qui peuvent s'apparenter à des forces de volume et qui sont présentes dès que le fluide n'est pas dans son état hydrostatique. Nous avons montré, en traitant les cas des prismes d'accrétion et des glissements gravitaires, qu'il était plus facile d'appréhender l'action des fluides sur la déformation par l'emploi de cette notion que par que le simple concept de la contrainte effective. Notamment, il devient assez facile de prédire la rotation des contraintes en présence d'une surpression.

Le deuxième outil est la modélisation analogique avec fluide aux pores. Nous avons poursuivi les travaux préliminaires de Cobbold et al (2001) et construit plusieurs dispositifs permettant d'introduire des surpressions d'air dans des modèles de sable. Le premier consiste en un appareil à cisaillement muni de systèmes d'injection et d'aspiration de fluide. Utilisé en parallèle à des tests en extension, il nous a permis de caractériser le comportement du sable pour de très faibles contraintes effectives (quelques Pascal). Le deuxième dispositif est destiné aux déformations cylindriques avec pression de fluide. Il est muni d'une rangée d'injecteurs qui permettent de garder des rapports - pression /hauteur du modèle - constants au cours d'une expérience de déformation. Grâce à lui, nous avons simulé des déformations en compression et nous avons pu vérifier l'action des pressions de fluide sur l'angle de stabilité des prismes. Nous avons également montré que les fortes pressions favorisaient des déformations plus diffuses et que les forts contrastes de perméabilité étaient nécessaires à la création de décollements efficaces. En régime extensif, cette modélisation nous a également permis de vérifier l'action des forces de courant sur la formation de failles listriques.

Le dernier appareil construit est plus grand et plus complexe que les deux précédents. Il permet de créer des distributions de pression non homogènes à la base des modèles et évite l'apparition de volcans destructeurs. Il a été utilisé pour simuler des glissements de pente et en particulier les déformations gravitaires du delta de l'Amazone. En montrant que la forme du glissement est en étroite relation avec la distribution de fluide dans nos expériences et avec la présence d'une roche mère en génération de gaz dans le cas naturel, nous montrons que la production d'hydrocarbures (gaz) est la cause probable des surpressions et des mouvements gravitaires dans ce delta.

Ce dernier dispositif offre de nombreuses perspectives de modélisation puisqu'il permet de créer de très grandes surfaces de décollement (surfaces de cisaillement) dont l'efficacité est

contrôlée par la pression du fluide. Les applications peuvent être diverses et très faciles à mettre en place:

- étude de la propagation d'un détachement par le suivi des mouvements de surface grâce à une caméra rapide,
- effet d'une distribution non uniforme de pression sur la propagation de la déformation en régime compressif,
- impact de surpressions localisées dans des systèmes en décrochement,
- étude des phénomènes déclencheurs (exemple secousses) de glissements de pente dont la stabilité est contrôlée par la pression d'air...

La dernière méthode développée est numérique. Elle consiste en un code d'éléments distincts prenant en compte les effets d'un fluide aux pores. Le fluide est introduit de manière macroscopique en résolvant une équation de Darcy. Cet outil a été utilisé essentiellement dans le cadre des déformations en compression lente. Nous avons pu comparer nos modèles aux expériences analogiques et avons noté un bon accord des résultats. L'un des défauts révélés de cette méthode est cependant la faible localisation de la déformation qui nous oblige à utiliser des empilements particuliers d'éléments. Dans le chapitre 7, nous avons entrepris d'étudier l'évolution de la texture d'un milieu granulaire soumis à un gradient de pression. Ces quelques expériences ouvrent la voie à de futurs développements. Nous envisageons, par exemple, de réaliser le même type de simulations avec des éléments cohésifs et de tester l'aptitude du modèle à créer des fractures sous l'effet de la circulation du fluide.

Pour cela, nous devons terminer l'écriture du code en réalisant le couplage complet entre phases solide et fluide, et en ajoutant les forces inertielles dans la dynamique du fluide. Les applications futures seront notamment l'étude des injections de matériaux fluidisés dans des fractures ou les cheminées de gaz ou la simulation d'écoulements biphasiques (ex: écoulements pyroclastiques).

Bibliographie

- Anderson, T.B. and Jackson, R., 1967. A fluid mechanical description of fluidized beds. *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 6(4): 527-539.
- Asakura, K., Harada, S., Funayama, F. and Nakajima, I., 1997. Simulation of descending particles in water by the distinct element method. *Powder Tech.*, 94: 195-200.
- Balen, R.V. and Cloetingh, S., 1995. Neural network analyses of stress induced overpressures in the Pannonian basin. *Geophys. J. Int.*, 121: 532-544.
- Bangs, N.L.B., Shipley, T.H., Moore, J.C. and Moore, G.F., 1999. Fluid accumulation and channeling along the northern Barbados Ridge decollement thrust. *J.G.R.*, 104(B9): 20399-20414.
- Banton, O. and Bangoy, L.M., 1997. Hydrogeologie, multiscience environnementale des eaux souterraines. AUPELF-UREF, Ste Foy, 459pp.
- Barcilon, V., 1987. A note on "Non-cohesive critical Coulomb wedges: an exact solution" by F.A. Dahlen. *J.G.R.*, 92: 3681-3682.
- Bardet, J.P. and Scott, R.F., 1985. Seismic stability of fractured rock masses with the distinct element method, 26th US Symposium on Rock Mechanics, 26-28 June 1985, pp. 139-149.
- Barker, C., 1990. Calculated volume and pressure changes during the thermal cracking of oil to gas in reservoirs. *AAPG Bulletin*, 74(8): 1254-1261.
- Bear, J., 1988. *Dynamic of fluids in porous media*. Dover Publications, New York, 764 pp.
- Bekins, B., McCaffrey, A.M. and Dreiss, S.J., 1994. Influence of kinetics on the smectite illite transition in the Barbados accretionary prism. *J.G.R.*, 99(B9): 18147-18158.
- Bekins, B., McCaffrey, A.M. and Dreiss, S.J., 1995. Episodic and constant flow for the origin of low-chloride waters in a modern accretionary complex. *Water Resources Res.*, 31(12): 3205-3215.
- Bekins, B.A. and Dreiss, S.J., 1992. A simplified analysis of parameters controlling dewatering in accretionary prisms. *Earth and Planetary Science Letters*, 109(3-4): 275-287.
- Bell, J.S., 1998. Offshore Canadian overpressures and implications for hydrocarbon exploration, *Bull. Centre Rech. Elf Explor. Prod. Mem.*, Pau, pp. 5-11.
- Bercovici, D., Ricard, Y. and Schubert, G., 2001. A two phase model for compaction and damage: 3 parts. *J.G.R.*, 106(B5): 8887-8939.

- Biju-Duval, B., 1999. Géologie sédimentaire: bassins, environnements de dépôts, formation du pétrole. I.F.P., Paris, 735 pp.
- Biot, M.A., 1941. General theorie of three dimensional consolidation. *J Appl Phys*, 12: 155-164.
- Birch, F., 1961. Role of fluid pressure in mechanics of overthrust faulting: dicussion. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 72: 1441-1451.
- Bishop, A.W. and Skinner, A.E., 1977. The influence of high pore-water pressure on the strength of cohesionless soils. *Phil. Trans. R. Soc. London A*, 284(1318): 91-130.
- Boer, R.d., 2000. Theory of porous media: highlights in the historical development and current state. Springer, Berlin, 618 pp.
- Borge, H., 2002. Modelling generation and dissipation of overpressure in sedimentary basins: an example from the Halten Terrace, offshore Norway. *Mar. Petrol. Geol.*, 19(3): 377-388.
- Bour, O., Lerche, L. and Grauls, D., 1995. Quantitative models of very high fluid pressure: the possible role of lateral stress. *Terra Nova*, 7(1).
- Bourlange, S., Henry, P., Moore, J.C., Mikada, H. and Klaus, A., 2003. Fracture porosity in the decollement zone of Nankaï accretionary wedge using Logging While Drilling resistivity data. *Eart Pl. Sc. Letters*, 209: 103-112.
- Bradshaw, G.A. and Zoback, M.D., 1988. Listric normal faulting, stress refraction, and the state of stress in the Gulf Coast basin. *Geology*, 16: 271-274.
- Bredehoeft, J.D., Djevanshir, R.D. and Belitz, K.R., 1988. Lateral fluid flow in a compacting sand shale sequence, south Caspian Sea. *A.A.P.G. Bull.*, 72: 416-424.
- Brown, K. and Westbrook, G.K., 1988. Mud diapirism and subcretion in the Barbados ridge accretionary complex: the role of fluids in accretionary processes. *Tectonics*, 7(3): 613-640.
- Bruce, C.H., 1984. Smectite dehydration - its relation to structural development and hydrocarbon accumulation in northern Gulf of Mexico Basin. *A.A.P.G. Bull.*, 68: 673-683.
- Buhrig, C., 1989. Geopressured Jurassic reservoirs in the Viking Graben: modelling and geological significance. *Mar. Petrol. Geol.*, 6: 31-48.
- Burbidge, D.R., 2000. The complexe evolution of accretionary wedges and thrust belts: results from numerical experiments using the Distinct Element Method, Australian National University, Camberra, 261 pp.
- Burbidge, D.R. and Braun, J., 2002. Numerical models of the evolution of accretionary wedges and fold-and-thrust belts using the distinct-element method. *Geophys. J. Int.*, 148: 542-561.
- Byerlee, J., 1992. The change in orientation of subsidiary shears near faults containing pore fluid under high pressure. *Tectonophysics*, 211: 295-303.
- Byerlee, J.D., 1978. Friction of rocks. *Pure Appl. Geophys.*, 116: 615-626.
- Cadell, H.M., 1890. Experimental researches in mountain building. *Trans. Roy. Soc, Edinburg*, 337pp.
- Campbell, C.S., Cleary, P.W. and Hopkins, M., 1995. Large-scale landslides simulations: global deformation, velocities and basal friction. *J.G.R.*, 100: 8267-8283.
- Chapple, W.M., 1978. Mechanics of thin-skinned fold and thrust belts. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 89: 1189-1198.

- Chattopadhyay, A. and Mandal, N., 2002. Progressive changes in strain patterns and fold styles in a deforming ductile orogenic wedge: experimental study. *J. Geodynamics*, 33: 353-376.
- Cloos, M., 1982. Flow melanges: a numerical modelling and geologic constraints on their origin in the Franciscan subduction complex, California. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 93: 330-345.
- Cloos, M., 1984. Flow melanges and the structural evolution of accretionary wedges. *Geol. Soc. Am. Spcl. Pap.*(198): 71-79.
- Cobbold, P.R., 1999. Hydrocarbon generation, fluid overpressure and source rock detachments in thrust belts (abs), Thrust Tectonic Conference, Royal Holloway, University of London, pp. 7-9.
- Cobbold, P.R. and Castro, L., 1999. Fluid pressure and effective stress in sandbox models. *Tectonophysics*, 301: 1-19.
- Cobbold, P.R., Durand, S. and Mourgues, R., 2001. Sandbox modelling of thrust wedges with fluid-assisted detachments. *Tectonophysics*, 334: 245-258.
- Cobbold, P.R. and Jackson, M.P.A., 1992. Gum rosin (colophony): a suitable material for thermomechanical modelling of the lithosphere. *Tectonophysics*, 210: 255-271.
- Cobbold, P.R. and Szatmari, P., 1991. Radial gravitational gliding on passive margins. *Tectonophysics*, 188: 249-289.
- Cocco, M. and Rice, J.R., 2002. Pore pressure and poroelasticity effects in Coulomb stress analysis of earthquake interactions. *J.G.R.*, 107(N0): 10.1029/2000JB000138.
- Cochonat, P. et al., 2002. Slopes instabilities and gravity processes in fluid migration and tectonically active environment in the eastern Nankai accretionary wedge (KAICO-Tokai, 96 cruise). *Mar. Geol.*, 187: 193-202.
- Cody, R.D. and Morgan, J.K., 2002. Thrust fault geometry and evolution during critical Coulomb wedge growth: insights from DEM simulations, Denver Annual meeting, Denver.
- Cohen, H.A. and McClay, K., 1996. Sedimentation and shale tectonics of the northwestern Niger Delta front. *Marine and Petroleum Geology*, 13(3): 313-328.
- Colletta, B., Letouzey, J., Pinedo, R., Ballard, J. and Balé, P., 1991. Computerized X-ray tomography of sandbox models: examples of thin-skinned thrust systems. *Geology*, 19: 1063-1067.
- Cowan, D.A. and Silling, R.M., 1978. A dynamic scaled model of accretion at trenches and its applications for the tectonic evolution of subduction complexes. *J.G.R.*, 83: 5389-5396.
- Crans, W., Mandl, G. and Haremboure, J., 1980. On the theory of growth faulting: a geomechanical delta model based on gravity sliding. *Journal of Petroleum Geology*, 2(3): 265-307.
- Cundall, P. and Board, M., 1988. A microcomputer program for modelling large-strain plasticity problems. *Num. Meth. Geomech.*, Innsbruck 1988: 2101-2108.
- Cundall, P.A., 1988. Formulation of a three-dimensional distinct element model - part I. A scheme to detect and represent contacts in a system composed of many polyhedral blocks. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci & Geomech. Abstr.*, 25(3): 107-116.
- Cundall, P.A. and Strack, O.D.L., 1979. A discrete numerical model for granular assemblies. *Geotechnique*, 29(1): 47-65.
- D.R.T, 2003., Deformation mechanisms: rheology and tectonics, St Malo, 14-16 april.
- Dahlen, F.A., 1984. Non-cohesive critical Coulomb wedges: an exact solution. *J.G.R.*, 89: 10125-10133.

- Dahlen, F.A., 1990. Critical taper model of fold-and-thrust belts and accretionary wedges. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 18: 55-99.
- Dahlen, F.A. and Barr, T.D., 1989. Brittle frictional mountain building: 1. Deformation and mechanical energy budget. *J.G.R.*, 94: 3906-3922.
- Dahlen, F.A., Suppe, J. and Davis, D., 1984. Mechanics of fold-and-thrust belts and accretionary wedges: cohesive Coulomb theory. *Journal of Geophysical Research*, 89(B12): 10087-10101.
- Damuth, J.E., 1994. Neogene gravity tectonics and depositional processes on the deep Niger Delta continental margin. *Marine and Petroleum Geology*, 11(3): 320-346.
- Dano, C., 1998. Etude du comportement mécanique d'une structure géologique soumise à une poussée tectonique. DEA Thesis, INSA, Rennes, 126 pp.
- Daubrée, A., 1878. Recherches expérimentales sur les cassures qui traversent l'écorce terrestre particulièrement celles qui sont connues sous le nom de joints et de failles. *Comptes rendus des séances de l'Académie des sciences*, 86(12): 733-739.
- Daubrée, A., 1879. Etudes synthétiques de géologie expérimentale. Dunot.
- Davis, D. and Engelder, T., 1985. The role of salt in fold-and-thrust belts. *Tectonophysics*, 119: 67-88.
- Davis, D., Suppe, J. and Dahlen, F.A., 1983. Mechanics of fold-and-thrust belts and accretionary wedges. *Journal of Geophysical Research*, 88(B2): 1153-1172.
- Davy, P., 1986. Modélisation thermo-mécanique de la collision continentale, Université de Rennes 1, Rennes, 233 pp.
- Davy, P. and Cobbold, P.R., 1991. Experiments on shortening of a 4-layer model of the continental lithosphere. *Tectonophysics*, 188: 1-25.
- Deming, D., 1994. Factors necessary to define a pressure seal. *A.A.P.G. Bull.*, 78: 1005-1009.
- DiFelice, R., 1994. The voidage function for fluid-particle interaction systems. *Int. J. Multiphase Flow*, 20(153-159).
- Dixon, J.M., 1974. A new method of determining finite strain in models of geological structures. *Tectonophysics*, 24(99-114).
- Dixon, J.M., 1975. Finite strain and progressive deformation in models of diapiric structures. *Tectonophysics*, 28(89-124).
- Dixon, J.M. and Summers, J.M., 1985. Recent developments in centrifuge modelling of tectonic processes; equipment, model construction techniques and rheology of model materials. *J. Struct. Geol.*, 7(83-102).
- Dugan, B. and Flemings, P.B., 2000. Overpressure and fluid flow in the New Jersey continental slope: implications for slope failure and cold seeps. *Science*, 289: 288-291.
- Duran, J., 1997. Sables, poudres et grains: Introduction à la physique des milieux granulaires. Eyrolles-sciences.
- Echevarria, L., Hernandez, R., Allmendinger, R. and Reynolds, J., 2003. Subandean thrust and fold belt of northwestern Argentina: Geometry and timing of the Andean evolution. *A.A.P.G. Bull.*, 87(6): 965-985.
- Eckersley, D., 1990. Instrumented laboratory flowslides. *Géotechnique*, 40(3): 489-502.
- Elliot, D., 1976. The motion of thrust sheet. *J.G.R.*, 81: 949-963.

- Emmerman, S.H. and Turcotte, D.L., 1983. A fluid model for the shape of accretionary wedges. *Earth Pl. Sc. Letters*, 63: 379-384.
- Ergun, S., 1952. Fluid flow through packed columns. *Chem. Engr. Prog.*, 43(2): 89-94.
- Evamy, B.D. et al., 1978. Hydrocarbon habitat of Tertiary Niger Delta. *AAPG Bull.*, 62: 1-39.
- Favre, A., 1978. Expériences sur les effets des refoulements ou écrasements latéraux en géologie. *Archives des sciences physiques et naturelles*, 246.
- Ferrez, J.A., 2001. Dynamic triangulations for efficient 3D simulation of granular materials, *Ecole Polytechnique Fédérale, Lausanne*.
- Fillunger, P., 1913. Der Auftrieb in Talsperren. *Österreichische Wochenschrift für den öffentlichen Baudienst*, 19: 532-556, 567-570.
- Fillunger, P., 1936. *Erdbaumechanik? Selbstverlag des Verfassers, Wien*.
- Fitts, T.G. and Brown, K.M., 1999. Stress-induced smectite dehydration: ramifications for patterns of freshening and fluid expulsion in the N. Barbados accretionary wedge. *Earth Plan. Sc. Letters*, 172: 179-197.
- Flekkoy, E.G., Sorensen, A.M. and Jamtveit, B., 2002. Modeling hydrofracture. *J.G.R.*, 107: 10.1029/2000JB000132.
- Fletcher, R.C., 1989. Approximate analytical solutions for cohesive fold-and-thrust wedge: some results for lateral variation in wedge properties and for finite wedge angle. *Journal of Geophysical Research*, 94(B8): 10347-10354.
- Frye, K.M. and Marone, C., 2002. The effect of particle dimensionality friction in laboratory shear zones. *Geophy. Res. letters*, 29(19): 1916.
- Garg, S.K. and Nur, A., 1973. Effective stress laws for fluid-saturated porous rocks. *J.G.R.*, 78(26): 5911-5921.
- Ge, S. and Garven, G., 1992. Hydromechanical modeling of tectonically driven groundwater flow with application to the Arkoma foreland basin. *Journal of Geophysical Research*, 97(B.6): 9119-9144.
- Geng, J., Longhi, E. and Behringer, R.P., 2001. Memory in two dimensional heap experiments. *Phys. Rev. E*, 64: 060301-1.
- Gerbault, M., 1999. Modélisation numérique de la naissance des déformations localisées, *Univ. Montpellier II*, 188 pp.
- Graue, K., 2000. Mud volcanoes in deepwater Nigeria. *Mar. and Petrol. Geol.*, 17: 959-974.
- Grauls, D., 1998. Overpressure assessment using a minimum principal stress approach. In: A. Mitchell and D. Grauls (Editors), *Overpressures in petroleum exploration*. Bull. Centre Rech. Elf Explor. Prod., Pau, France, pp. 137-147.
- Gretener, P.E., 1981. Pore pressure, discontinuities, isostasy and overthrusts. In: R.K. McClay and N.J. Price (Editors), *Thrust and nappe tectonics*. Geol. Soc. Lond. Spec., Oxford, pp. 33-39.
- Gutscher, M.A., Kukowski, N., Malavieille, J. and Lallemand, S., 1996. Cyclical behavior of thrust wedges: Insights from high basal friction sandbox experiments. *Geology*, 24(2): 135-138.
- Gutscher, M.A., Kukowski, N., Malavieille, J. and Lallemand, S., 1998a. Episodic imbricate thrusting and underthrusting: analog experiments and mechanical analysis applied to the Alaskan accretionary wedge. *J.G.R.*, 103(B5): 10161-10176.

- Gutscher, M.A., Kukowski, N., Malavieille, J. and Lallemand, S., 1998b. Material transfer in accretionary wedges from analysis of a systematic series of analog experiments. *J. Struct. Geol.*, 20: 407-416.
- Habib, P., 1973. *Précis de géotechnique*, Paris, 146 pp.
- Hall, J., 1815. On the vertical position and convolution of certain strata, and their relation with granite. *Trans. Roy. Soc. London*, 7: 79-108.
- Hampton, M.A., Lee, H.J. and Locat, J., 1996. Submarine landslides. *Rev. Geophys.*, 34(1): 33-59.
- Handin, J., Hager, R.V., Friedman, M. and Feather, J.N., 1963. Experimental deformation of sedimentary rocks under confining pressure: pore pressure tests. *A.A.P.G. Bull.*, 47: 717-755.
- Harris, R.A., 1998. Introduction to special section: Stress triggers, stress shadows, and implications for seismic hazard. *J.G.R.*, 103: 24347-24358.
- Hedberg, H.D., 1974. Relation of methane generation to undercompacted shales, shales diapirs, and mud volcanoes. *AAPG Bulletin*, 58(4).
- Henry, P., 2000. Fluid flow at the toe of the Barbados accretionary wedge constrained by thermal, chemical and hydrogeologic observations and models. *J.G.R.*, 105(B11): 25885-25872.
- Heppard, P.D., Cander, H.S. and Eggertson, E.B., 1998. Abnormal pressure and the occurrence of hydrocarbons in Offshore Eastern Trinidad, West Indies. In: B.E. Law, G.F. Ulmineshek and V.I. Slavin (Editors), *Abnormal pressures in hydrocarbon environments: AAPG memoir 70*, pp. 215-246.
- Hillis, R.R., 2002. Coupled changes in pore pressure and stress in oil field sedimentary basins. *Petrol. Geo.*, 7: 419-425.
- Holm, G.M., 1998. Distribution and origin of overpressure in the central graben of the North Sea. In: B.E. Law, G.F. Ulmishek and V.I. Slavin (Editors), *Abnormal pressures in hydrocarbon environments. A.A.P.G.*, Tulsa, pp. 123-144.
- Hoobs, B.E., Means, W.D. and Williams, P.F., 1976. *An outline of structural geology*, 571pp. Wiley, New-York.
- Hoomans, B.P.B., Kuipers, J.A.M., Briels, W.J. and Swaaij, W.P.M.V., 1996. Discrete particle simulation of bubble and slug formation in a two-dimensional gas-fluidised bed: a hard sphere approach. *Chem. Eng. Sc.*, 51(1): 99-118.
- Hoomans, B.P.B., Kuipers, J.A.M. and Swaaij, W.P.M.v., 2000. Granular dynamics simulation of segregation phenomena in bubbling gas-fluidised beds. *Powder Tech.*, 109: 41-48.
- Horsfield, W.T., 1977. An experimental approach to basement-controlled faulting. *Geol. en Mijn.*, 56: 363-370.
- Hubbert, M.K., 1937. Theorie of scale models as applied to the study of geologic structures. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 48: 1459-1520.
- Hubbert, M.K., 1951. Mechanical basis for certain familiar geologic structures. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 62: 355-372.
- Hubbert, M.K. and Rubey, W.W., 1959. Role of fluid pressure in mechanics of overthrust faulting. 1 Mechanics of fluid-filled porous solids and its application to overthrust faulting. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 70: 115-166.
- Hubbert, M.K. and Rubey, W.W., 1961a. Role of fluid pressure in mechanics of overthrust faulting: a reply to discussion by W. L. Moore. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 72: 1587-1594.

- Hubbert, M.K. and Rubey, W.W., 1961b. Role of fluid pressure in mechanics of overthrust faulting.1 Mechanics of fluid-filled porous solids and its application to overthrust faulting: reply to discussion by Francis Birch. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 72: 1445-1452.
- Hunt, J.M., Whelan, J.K., Eglinton, L.B. and III, L.M.C., 1998. Relation of shale porosities, gas generation, and compaction to deep overpressures in the U.S. Gulf Coast. In: B.E. Law, G.F. Ulmishek and V.I. Slavin (Editors), *Abnormal pressures in hydrocarbon environments*. A.A.P.G., 87-104
- Iverson, R., 1991. Can magma-injection and groundwater forces cause massive landslides on Hawaiian volcanoes. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 66: 295-308.
- Iverson, R. and Major, J.J., 1986. Groundwater seepage vectors and the potential for hillslope failure and debris flow mobilization. *Water Resources Research*, 22(11): 1543-1548.
- Iverson, R. and Reid, M., 1992. Gravity-driven groundwater flow and slope failure potential, 1-Elastic effective-stress model. *Water Resources Research*, 28(3): 925-938.
- Jaeger, J.C. and Cook, N.G.W., 1979. *Fundamentals of rock mechanics*, third edition. Chapman and hall, London, 593 pp.
- Jansen, H.A., 1895. Versuche über Getreidedruck in Silozellen, *Zeitschr. D. Vereines deutscher Ingenieure*, 39, n°35, 1045-1049
- Jing, L., 2003. A review of techniques, advances and outstanding issues in numerical modelling for rock mechanics and rock engineering. *Int. J. Rock Mech. Min. Sc.*, 40: 283-353.
- Jonhson, K.L., 1985. *Contact mechanics*. Cambridge university press, Cambridge.
- Kafui, K.D., Thornton, C. and Adams, M.J., 2002. Discrete particle-continuum fluid modelling of gas-solid fluidised beds. *Chem. Eng. Sc.*, 57: 2395-2410.
- Kawaguchi, T., Tanaka, T. and Tsuji, Y., 1998. Numerical simulation of two dimensional fluidized beds using the discrete element method (comparison between the two- and three-dimensional models). *Powder Tech.*, 96: 129-138.
- Koyi, H., 1997. Analogue modeling: from a qualitative to a quantitative technique - an historical outline. *J. Pet. Geol.*, 20: 223-238.
- Koyi, H.A. and Vendeville, B.C., 2003. The effect of decollement dip on geometry and kinematics of model accretionary wedges. *J. Stuct. Geol.*, 25: 1445-1450.
- Krantz, R.W., 1991. Measurements of friction coefficients and cohesion for faulting and fault reactivation in laboratory models using sand and sand mixtures. *Tectonophysics*, 188: 203-207.
- Lambe, T.W. and Whitman, R.V., 1969. *Soil Mechanics*. Wiley, New York, 553 pp.
- Langseth, M.G. and Moore, J.C., 1990. Introduction to special section on the role of fluids in sediment accretion, deformation, diagenesis and metamorphism in subduction zones. *JGR*, 95(B.6): 8737-8741.
- Laubscher, H.P., 1960. Role of fluid pressure in mechanics of overthrust faulting: discussion. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 71: 611-616.
- Lehner, F.K., 1986. Comments on "noncohesive critical Coulomb wedges: an exact solution" by F.A. Dahlen. *Journal of Geophysical Research*, 91(B1): 793-796.
- Leliavsky, S., 1958. *Uplift in gravity dams*. Constable, London.
- Li, J. and Kuipers, J.A.M., 2003. Gas-particle interactions in dense gas-fluidized beds. *Chem. Eng. Sc.*, 58: 711-718.

- Limtrakul, S. et al., 2003. Discrete particle simulation of solids motion in a gas-solid fluidized bed. *Chem. Eng. Sc.*: 915-921.
- Lujan, M., Storti, F., Balanya, J.C., Crespo-Blanc, A. and Rossetti, F., 2003. Role of decollement material with different rheological properties in the structure of the Aljibe thrust imbricate (Flysch trough, Gibraltar Arc): an analogue modelling approach. *J. Stuct. Geol.*, 25(6): 867-881.
- Luo, X. and Vasseur, G., 1992. Contribution of compaction and aquathermal pressuring to geopressure and the influence of environmental conditions. *A.A.P.G. Bull.*, 76: 1550-1559.
- Maltman, A., Labaume, P. and Housen, B., 1997. Structural geology of the decollement at the toe of the Barbados accretionary prism. *Proceedings of the Ocean Drilling Program, Scientific Results*, 156: 279-292.
- Maltman, A.J., Byrne, T., Karig, D.E. and Lallemant, S., 1993. Deformation at the toe of an active accretionary prism: synopsis of results from ODP 131, Nankaï, SW Japan. *J. Struct. Geol.*, 15(8): 949-964.
- Mandl, G., 1988. *Mechanics of tectonic faulting: models and basic concepts*. Developments in structural geology. Elsevier, 407 pp.
- Mandl, G. and Crans, W., 1981. Gravitational gliding in deltas. In: K.R. McClay and N.J. Price (Editors), *Thrust and Nappe Tectonics*. Geological Society Special Publication, 9, pp. 41-54.
- Mandl, G., Jong, L.N.J.D. and Maltha, A., 1977. Shear zones in granular material. *Rock Mech.*, 9: 95-144.
- Mann, D.M. and Mackenzie, A.S., 1990. Predictions of pore fluid pressures in sedimentary basins. *Mar. Petrol. Geol.*, 7: 55-65.
- Marsilly, G., 1994. *Hydrogéologie: comprendre et estimer les écoulements souterrains et le transport des polluants*. Ecole des Mines de Paris, Paris, 243 pp.
- Martin, P., 1997. *La géotechnique: principes et méthodes*. Masson, paris, 252 pp.
- Mauduit, T., 1998. *Déformation gravitaire synsédimentaire sur une marge passive: modélisation analogique et application au Golfe de Guinée*, Université de Rennes 1, Rennes, 251 pp.
- McClay, K., Dooley, T. and Zamora, G., 2001. Analog models of delta systems developed above mobile shale detachments, Origin, processes and effects of subsurface sediment mobilisation on reservoir to regional scale. *Abstract book*, Gent, pp. 79.
- McClay, K.R. and Ellis, P.G., 1987. Geometries of extensional fault systems developed in model experiments. *Geology*, 15: 341-344.
- McHenry, D., 1948. The effect of uplift pressure on the shearing strength of concrete, *Trans. Int. Congr. large dams 3rd*, Stockholm.
- McTigue, D.F., 1986. Thermoelastic response of fluid-saturated porous rock. *J. Geophys. Res.*, 91: 9533-9542.
- Meissner, F.F., 1978. Petroleum Geology of the Bakken Formation Williston Basin, North Dakota and Montana. In: N.C. Dutta (Editor), *Geopressure. Geophysics reprint series*, pp. 201-223.
- Mello, U.T. and Pratson, L.F., 1999. Regional slope stability and slope-failure mechanics from the two-dimensional state of stress in an infinite slope. *Marine Geology*, 154: 339-356.
- Merle, O., 1994. *Nappes et chevauchements*. Enseignement des sciences de la Terre. Masson, Paris, 137 pp.

- Mikami, T., Kamiya, H. and Horio, M., 1998. Numerical simulation of cohesive powder behavior in a fluidized bed. *Chem. Eng. Sc.*, 53(10): 1927-1940.
- Moore, J.C., 1989. Tectonics and hydrogeology of accretionary prisms: role of the decollement zone. *J. Struct. Geol.*, 11(1/2): 95-106.
- Moore, G.F. et al., 1990a. Structure of the Nankai Trough Accretionary zone from multichannel seismic reflection data. *JGR*, 95(B.6): 8753-8765.
- Moore, J.C. and al., e., 1995. Abnormal fluid pressures and fault-zones dilation in the Barbados accretionary prism: Evidence from logging while drilling. *Geology*, 23(7): 605-608.
- Moore, J.C., Mascle, A. and party, t.I.S.s., 1988. Tectonics and hydrogeology of the northern Barbados Ridge: results from the ODP leg 110. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 100: 1578-1593.
- Moore, J.C., Orange, D. and Kulm, L.D., 1990b. Interrelationship of fluid venting and structural Evolution: Alvin observations from the frontal accretionary prism, Oregon. *JGR*, 95(B.6): 8795-8808.
- Moore, J.C. and Tobin, H., 1997. Estimated fluid pressure of the Barbados accretionary prism and adjacent sediments. *Proceedings of the Ocean Drilling Program, scientific results*, 156: 229-238.
- Moore, J.C. and Vrolijk, P., 1992. Fluids in accretionary prisms. *Rev. Geophys.*, 30: 113-135.
- Moore, W.L., 1961. Role of fluid pressure in overthrust faulting: a discussion. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 72: 1581-1586.
- Morgan, J.K., 1997. Studying submarine accretionary prisms in a numerical sandbox: simulations using DEM, *EOS Trans AGU*, pp. 707.
- Morgan, J.K. and Boettcher, M.S., 1999a. Numerical simulations of granular shear zones using the distinct element method: 1- Shear zone kinematics and the micromechanics of localisation. *J.G.R.*, 104(B2): 2703-2719.
- Morgan, J.K. and Boettcher, M.S., 1999b. Numerical simulations of granular shear zones using the distinct element method: 2- Effects of particle size distribution and interparticle friction on mechanical behavior. *J.G.R.*, 104(B2): 2721-27132.
- Morgan, J.K. and Karig, D.E., 1995. Decollement processes at the Nankai accretionary margin, southeast Japan: Propagation, deformation, and dewatering. *Journal of Geophysical Research*, 100(B.8): 15221-15231.
- Morley, C.K., Crevello, P. and Ahmad, Z.H., 1998. Shale tectonics and deformation associated with active diapirism: the Jerudong Anticline, Brunei Darussalam. *Journal of the Geological Society*, 155: 475-490.
- Morley, C.K. and Guerin, G., 1996. Comparison of gravity-driven deformation styles and behavior associated with mobile shales and salt. *Tectonics*, 15(6): 1154-1170.
- Mourgues, R., 2000. Suppressions de fluides et glissements gravitaires: modélisation analogique des zones en extension. *DEA Thesis, université de Rennes1*, 17 pp.
- Mourgues, R., Cobbold, P.R., 2003. Some tectonic consequences of fluid overpressures and seepage forces as demonstrated by sandbox modelling. *Tectonophysics*, 376, 1-2, 75-97
- Müller, D., 1996. Techniques informatiques efficaces pour la simulation de milieux granulaires par des méthodes d'éléments distincts, *Ecole Polytechnique de Lausanne, Lausanne*, 187 pp.
- Mulugeta, G., 1988. Modelling the geometry of Coulomb thrust wedges. *J. Struct. Geol.*, 10: 847-859.

- Neuzil, C.E., 1986. Groundwater flow in low-permeability environments. *Water Resour. Res.*, 22: 1163-1195.
- Neuzil, C.E., 1994. How permeable are clays and shales? *Water Ressour. Res.*, 30(2): 145-150.
- Neuzil, C.E., 1995. Abnormal pressures as hydrodynamic phenomena. *Am. J. Sci.*, 295: 742-786.
- Neuzil, C.E., 2000. Osmotic generation of anomalous fluid pressures in geological environments. *Nature*, 403: 182-184.
- Nino, F., 1997. Modélisation numérique de la déformation localisée et de l'activité tectonique des failles, Montpellier II, 178 pp.
- Nur, A. and Byerlee, J.D., 1971. An exact effective stress law for elastic deformation of rock with fluids. *Journal of Geophysical Research*, 76(26): 6414-6419.
- Oger, L., Savage, S.B., Corriveau, D. and Sayed, M., 1998. Yield and deformation of an assembly of disks subjected to a deviatoric stress loading. *Mech. Materials*, 27: 189-210.
- O'Hern, C.S., Langer, S.A., Liu, A.J. and Nagel, S.R., 2001. Force distributions near the jamming and glass transition. *Phys. Rev. Letters*, 86(111-114).
- Orange, D. and Breen, N., 1992. The effect of fluid escape on accretionary wedges, 2- Seepage force, slope failure, headless submarine canyons, and vents. *Journal of Geophysical Research*, 97(B6): 9277-9295.
- Osborne, M.J. and Swarbrick, R.E., 1997. Mechanisms for generating overpressure in sedimentary basins: A reevaluation. *AAPG Bulletin*, 81(6): 1023-1041.
- Palciauskas, V.V. and Domenico, P.A., 1982. Charaterization of drained and undrained response of thermally loaded repository rocks. *Water Resour. Res.*, 18: 281-290.
- Palciauskas, V.V. and Domenico, P.A., 1989. Fluid pressure in deforming porous rocks. *Water Ressour. Res.*, 25: 203-209.
- Patankar, S.V., 1980. Numerical heat transfert and fluid flow. Hemisphere, New York, 197 pp.
- Platt, J.P., 1986. Dynamics of orogenic wedges and the uplift of high pressure metamorphic rocks. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 97: 1037-1053.
- Platt, J.P., 1990. Thrust mechanics in highly overpressured accretionary wedges. *JGR*, 95(B.6): 9025-9034.
- Price, N.J., 1977. Aspect of gravity tectonics and the development of listric faults. *J. Geol. Soc. Lond.*, 133: 311-327.
- Price, N.J. and Cosgrove, J.W., 1990. Analysis of geological structures. Cambridge Univ. press, 502 pp.
- Price, R.A., 1988. The mechanical paradox of large overthrusts. *Geological Society of America Bulletin*, 100: 1898-1908.
- Prior, D.B. and Coleman, J.M., 1978. Disintegrative retrogressive landslides on very-slow-angle subaqueous slopes, Mississippi delta. *Mar. Geotechnol.*, 3: 37-60.
- Radjai, F., Jean, M., Moreau, J.J. and Roux, S., 1996. Force distributions in dense two dimensional granular systems. *Phys. Rev. Letters*, 77(274).
- Radjai, F., Wolf, D.E., Jean, M. and Moreau, J.J., 1998. Bimodal character of stress transmission in granular packings. *Phys. Rev. Letters*, 80(1): 61-64.
- Ramberg, H., 1967. Model experimentation of the effect of gravity on tectonic processes. *Geophy. J. Royal Astr. Soc.*, 14: 307-329.

- Ramberg, H., 1981. Gravity, deformation and the Earth's crust,. Academic Press, London.
- Ramsay, G. and Huber, M.I., 1983. The techniques of modern structural geology, vol 1 and 2. Academic Press, 700 pp.
- Rice, J.R. and Cleary, M.P., 1976. Some basic stress diffusion solutions for fluid-saturated elastic porous media with compressible constituents. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 14(2): 227-241.
- Richard, P. and Krantz, R.W., 1991. Experiments on fault reactivation in strike-slip mode. *Tectonophysics*, 188: 117-131.
- Robin, P.Y.F., 1973. Note on effective pressure. *J.G.R.*, 78(14): 2434-2437.
- Rudnicki, J.W. and Rice, J.R., 1975. Conditions for the localization of deformation in pressure-sensitive dilatant materials. *J. Mech. Phys. Solids*, 23: 371-394.
- Saffer, D.M. and Bekins, B.A., 1998. Episodic fluid flow in the Nankai accretionary complex: Timescale, geochemistry, flow rates, and fluid budget. *J.G.R.*, 103(B12): 30351-30370.
- Saito, S. and Goldberg, D., 2001. Compaction and dewatering processes of the oceanic sediments in the Costa Rica and Barbados subduction zones: estimates from in situ physical property measurements. *Earth Plan. Sc. Letters*, 191: 283-293.
- Saltzer, S.D. and Pollard, D.D., 1992. Distinct element modeling of structures formed in sedimentary overburden by extensional reactivation of basement normal faults. *Tectonics*, 11(1): 165-174.
- Schardt, H., 1884. Geological studies in the Pays d'Enhaut Vaudois. *Bull. Soc. vaudoise des Sc. Nat.*: 143-146.
- Schellart, W.P., 2000. Shear test results for cohesion and friction coefficients for different granular materials: scaling implications for their usage in analogue modelling. *Tectonophysics*, 324: 1-16.
- Schellart, W.P., 2002. Analogue modelling of large-scale tectonic processes: an introduction. *J. Virtual Expl.*, 7(1-6).
- Scott, D.R., 1996. Seismicity and stress rotation in a granular model of the brittle crust. *Nature*, 381: 592-595.
- Screaton, E., Saffer, D., Henry, P. and Hunze, S., 2002. Porosity loss within the underthrust sediments of the Nankai accretionary complex: implications for overpressures. *Geol. Soc. Am.*, 30(1): 19-22.
- Screaton, E.J., Wuthrich, D.R. and Dreiss, S.J., 1990. Permeabilities, fluid pressures, and flow rates in the Barbados Ridge Complex. *JGR*, 95(B.6): 8997-9007.
- Shamy, U.E. et al., 2002. Discrete element simulations of water flow through granular soils, ASCE Engineering Mechanics Conference, Columbia University, New York, pp. 1-6.
- Shelton, J.W., 1984. Listric normal faults: an illustrated summary. *AAPG Bulletin*, 68(7): 801-815.
- Shemenda, A.I., 1983. Similarity criteria in mechanical modeling of tectonic processes. *Soviet Geol. Geophy.*, 24(8-16).
- Shi, Y. and Wang, C., 1985. High pore pressure generation in sediments in front of the Barbados Ridge complex. *Geophys. Res. Letters*, 12: 773-776.
- Shi, Y. and Wang, C., 1988. Generation of high pore pressures in accretionary prisms: Inferences from the Barbados subduction complex. *J.G.R.*, 93: 8893-8909.

- Shi, Y. and Wang, C.Y., 1986. Pore pressure generation in sedimentary basins: overloading versus aquathermal. *J.G.R.*, 91(B2): 2153-2162.
- Shipley, T.H. and Moore, G.F., 1986. Sediment accretion, subduction and dewatering at the base of the trench slope off Costa Rica: A seismic reflection view of the decollement. *J.G.R.*, 91: 2019-2028.
- Shipley, T.H., Stoffa, P.L. and Dean, D.F., 1990. Underthrust sediments, fluid migration paths, and mud volcanoes associated with accretionary wedge of Costa Rica: Middle America Trench. *JGR*, 95(B.6): 8743-8752.
- Sibson, R.H., 1996. Structural permeability of fluid-driven fault-fracture meshes. *Journal of Structural Geology*, 18: 1031-1042.
- Sibson, R.H., 2000. Fluid involvement in normal faulting. *Journal of Geodynamics*, 29: 469-499.
- Skempton, A.W., 1954. The pore pressure coefficients A and B. *Geotechnique*, 4: 143-147.
- Skempton, A.W., 1960a. Effective stress in soils, concrete and rocks, Pore pressure and suction in soils. Butterworths, London.
- Skempton, A.W., 1960b. Terzaghi's discovery of effective stress. In: L.Bjerrun, A. Casagrande, R.B. Peck and A.W. Skempton (Editors), *From theory to practice in soil mechanics: selections from writing of Karl Terzaghi*, pp. 42-53.
- Smith, R.E. and Wiltschko, D.V., 1996. Generation and maintenance of abnormal fluid pressures beneath a ramping thrust sheet: isotropic permeability experiments. *Journal of Structural Geology*, 18(7): 951-970.
- Smoluchowski, M., 1909. Some remarks on the mechanics of overthrust faulting. *Geol. Mag.*, 6: 204-205.
- Speed, R., 1990. Volume loss and defluidization history of Barbados. *JGR*, 95(B.6): 8983-8996.
- Spence, K.J. and Guymer, I., 1997. Small-scale laboratory flowslides. *Geotechnique*, 47(5): 915-932.
- Staron, L., 2002. Etude numérique des mécanismes de déstabilisation des pentes granulaires, I.P.G. Paris, 144 pp.
- Stockmal, G.S., 1983. Modeling of large scale accretionary wedge formation. *J.G.R.*, 88: 8271-8287.
- Storti, F., Salvini, F. and McClay, K.R., 1997. Fault related folding in sandbox analogue models of thrust wedges. *J. Struct. Geol.*, 19: 583-602.
- Strayer, L.M., Hudleston, P.J. and Lorig, L.J., 2001. A numerical model of deformation and fluid-flow in evolving thrust wedge. *Tectonophysics*, 335: 121-145.
- Strayer, L.M. and Suppe, J., 2002. Out-of-plane motion of thrust sheet during along-strike propagation of a thrust ramp: a distinct element approach. *J. Struct. Geol.*, 24: 637-650.
- Sumner, R.H. and Westbrook, G.K., 2001. Mud diapirism in front of the Barbados accretionary wedge: the influence of fracture zones and North America-South America plate motions. *Mar. Pet. Geol.*, 18: 591-613.
- Swarbrick, R.E. and Osborne, M.J., 1998. Mechanisms that generate abnormal pressures: an overview. In: B.E. Law, G.F. Ulmishek and V.I. Slavin (Editors), *Abnormal pressures in hydrocarbon environments*. A.A.P.G. Memoir, Tulsa, 13-34.

- Swarbrick, R.E., Osborne, M.J. and Yardley, G.S., 2002. Comparison of overpressure magnitude resulting from the main generating mechanisms. In: A.R. Huffman and G.L. Bowers (Editors). A.A.P.G., pp. 1-12.
- Taira, A. and al., 1992. Sediment deformation and hydrogeology of the Nankai Trough accretionary prism: Synthesis of shipboard results of ODP leg 131. *Earth Pl. Sc. Letters*, 109: 431-450.
- Teixell, A., Durney, D.W. and Arboleya, M.L., 2000. Stress and fluid control on decollement within competent limestone. *J. Struct. Geol.*, 22: 349-371.
- Terzaghi, K.v., 1923. Die Berechnung der Durchlässigkeitsziffer des Tones aus dem Verlauf der hydrodynamischen Spannungserscheinungen. *Akad. Wissensch. Wien., Math. Naturw. KL. Abt., IIa*(132): 125-138.
- Terzaghi, K.v., 1933. Auftrieb und Kapillardruck an betonierten Talsperren. *Wasserwirtsch.*, 26: 397-399.
- Terzaghi, K.v., 1950. *Mechanics of landslides, Application of geology to engineering practice.* Geol. Soc. Am., Sidney, pp. 83-123.
- Terzaghi, K.v. and Rendulic, L., 1936. Die wirksame Flächenporosität des Betons. *Zeitschrift des Österreichischen Ingenieur- und Architekten- Vereines*, Heft 1/2: 1-9.
- Tkachenko, V. and Putkaradze, V., 1999. Stress propagation through frictionless granular material. *Phys. Rev. E*, 60: 687-696.
- Tsuji, Y., Kawaguchi, T. and Tanaka, T., 1993. Discrete particle simulation of two dimensional fluidized bed. *Powder Tech.*, 77: 79-87.
- Tunkay, K., Park, A. and Ortoleva, P., 2000. Sedimentary basin deformation: an incremental stress approach. *Tectonophysics*, 323(1-2): 77-104.
- Ungerer, P., Behar, E. and Discamps, D., 1983. Tentative calculation of the overall volume expansion of organic matter during hydrocarbongeneses from geochemistry data: implications for primary migration. In: M. Bjoroy (Editor), *Advances in organic geochemistry*. John Wiley, pp. 129-135.
- Ungerer, P., Burrus, J., Doligez, B., Chenet, Y. and Bessis, F., 1990. Basin evaluation by integrated 2D modeling of heat transfert, fluid flow, hydrocarbon generation and migration. *A.A.P.G Bull.*, 74: 309-335.
- Vanel, L., Howell, D., Clark, D., Behringer, R.P. and Clement, E., 1999. Memories in sand: experimental tests of construction history on stress distribution under sandpiles. *Phys. rev. E*, 60: 5040.
- Vannucchi, P. and Tobin, H., 2000. Deformation structures and implications for fluid flow at the Costa Rica convergent margin, ODP Sites 1040 and 1043, leg 170. *J. Struct. Geol.*, 22: 1087-1103.
- Van Rensbergen, P.V., Morley, C.K., Ang, D.W., Hoan, T.Q. and Lam, N.T., 1999. Structural evolution of shale diapirs from reactive rise to mud volcanism: 3D seismic data from the Baram delta, Offshore Darussalam. *Journal of the Geological Society, London*, 156: 633-650.
- Vendeville, B., 1987. *Champs de failles et tectonique en extension*, Université de Rennes1, Rennes, 395 pp.

- Vendeville, B. and Cobbold, P., 1988. How normal faulting and sedimentation interact to produce listric fault profiles and stratigraphic wedges. *Journal of Structural Geology*, 10(7): 649-659.
- Vermeer, P.A., 1990. The orientation of shear bands in biaxial tests. *Geotechnique*, 40(2): 223-236.
- Vermeer, P.A. and Borst, R.d., 1984. Non-associated plasticity for soils, concrete and rock. *Heron*, 29(3): 1-64.
- Vietor, T. and Oncken, O., 2002. Numerical modelling of plateau kinematics in the Central Andes, *International Symposium on Andean Geodynamics*.
- Wang, G. and Sassa, K., 2003. Pore-pressure generation and movement of rainfall-induced landslides: effects of grain size and fine-particle content. *Eng. Geol.*, 69: 109-125.
- Wang, G.Y., Shi, Y., Hwang, W.T. and Chen, H., 1990. Hydrogeologic processes in the Oregon - Washington accretionary complex. *JGR*, 95(B.6): 9009-9023.
- Wang, Y. and Mason, M.T., 1992. Two-dimensional rigid-body collisions with friction. *J. Appl. Mech.*, 59: 635-642.
- Wangen, M., 2001. A quantitative comparison of some mechanisms generating overpressure in sedimentary basins. *Tectonophysics*, 334(3-4): 211-234.
- Weijermars, R. and Schmeling, H., 1986. Scaling of Newtonian and non-Newtonian fluid dynamics without inertia for quantitative modelling of rock flow due to gravity (including the concept of rheological similarity). *Phys. Earth Pl. Int.*, 43: 316-330.
- Wen, C. and Yu, Y., 1966. Mechanics of fluidization. *Chem. Engng. Prog. Symp. Ser.*, 62: 100.
- Wenzel, O. and Bicanic, N., 1993. A quad tree based contact detection algorithm. In: J.R. Williams and G.G.W. Mustoe (Editors), *Proceedings of the 2nd international conference on discrete element methods*. I.E.S.L. publications, M.I.T., pp. 81-94.
- Westbrook, G.K. and Smith, M.J., 1983. Long décollements and mud volcanoes: evidence from the Barbados ridge complex for the role of high pore-fluid pressure in the development of an accretionary complex. *Geology*, 11(279-283).
- Willis, B., 1893. Mechanisms of Appalachian structure. *U.S. Geol. Survey. Ann. Rept.*, 13.
- Willis, S. and Buck, W.R., 1997. Stress-field rotation and rooted detachment faults: a Coulomb failure analysis. *Journal of Geophysical Research*, 102(B9): 20503-20504.
- Wolf, H., König, D. and Triantafyllidis, T., 2003. Experimental investigation of shear band patterns in granular material. *J. Struct. Geol.*, 25: 1229-1240.
- Xu, B.H. and Yu, A.B., 1997. Numerical simulation of the gas-solid flow in a fluidized bed by combining discrete particle method with computational fluid dynamics. *Chem. Eng. Sc.*, 52(16): 2785-2809.
- Yamada, Y. and Matsuoka, T., 2002. DEM simulation of structural development processes 2; comparison with sandbox experiments.
- Yardley, G.S. and Swarbrick, R.E., 2000. Lateral transfert: a source of additional overpressure? *Mar. Petrol. Geol.*, 17: 523-538.
- Yassir, N. and Addis, M.A., 2002. Relationships between pore pressure and stress in different tectonic settings. In: A.R. Huffman and G.L. Bowers (Editors), *Pressures regimes in sedimentary basins and their prediction*. A.A.P.G., pp. 79-88.
- Yassir, N.A., 1998. Overpressuring in compressional stress regimes - causes and detection, *Bull. Centre Rech. Elf Explor. Prod. Mem, Pau*, pp. 13-18.

- Yuu, S., Umekage, T. and Johno, Y., 2000. Numerical simulation of air and particle motions in bubbling fluidized bed of small particles. *Powder Tech.*, 110: 158-168.
- Zhao, Z., Moore, G.F. and Shipley, T.H., 1998. Deformation and dewatering of the subducting plate beneath the lower slope of the northern Barbados accretionary prism. *J.G.R.*, 103(B12): 30431-30449.
- Zhou, H., Flamant, G., Gautier, D. and Lu, J., 2002. Lagrangian approach for simulating the gas-particle flow structure in a circulating fluidized bed riser. *Int. J. Multiphase Flow*, 28: 1801-1821.
- Zhu, Y., Fox, P.J. and Morris, J.P., 1999. A pore-scale numerical model for flow through porous media. *Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech.*, 23: 881-904.
- Zienkiewicz, O.C., 1971. *The Finite Element Method in engineering science*. McGraw - Hill, 521pp.
- Zienkiewicz, O.C. and Cheung, Y.K., 1964. Buttress Dams on complex rock foundations. *Water Power*, 16
- Zienkiewicz, O.C. and Cheung, Y.K., 1965. Stresses in buttress dams. *Water Power*, 17