

ETUDES

Montagne

n°5



**Rhéologie des boues et laves torrentielles
Etude de dispersions
et suspensions concentrées**

Philippe COUSSOT

**CEMAGREF**

**LABORATOIRE
de
RHÉOLOGIE
(UJF, INPG, CNRS)**

**RHÉOLOGIE DES BOUES
ET LAVES TORRENTIELLES**
**ETUDE DE DISPERSIONS ET
SUSPENSIONS CONCENTRÉES**

P. COUSSOT



CEMAGREF

**CENTRE NATIONAL
DU MACHINISME AGRICOLE
DU GÉNIE RURAL
DES EAUX ET DES FORÊTS**

GROUPEMENT DE GRENOBLE
2, rue de la Papeterie BP 76
38402 St-Martin-d'Hères Cedex
Tél. : 76 76 27 27 - Téléc. : 980 679 F
Télécopie : 76 51 38 03

Les *ÉTUDES* du CEMAGREF

Série : Ressources en eau

N° 1 - Potentiel d'électrode de platine en épuration biologique - 1990, 164 pages - 200 F

N° 2 - Le phosphore et l'azote dans les sédiments du fleuve Charente : variations saisonnières et mobilité potentielle - 1990, 228 pages - 250 F

N° 3 - Typologie aquacole des marais salants de la côte atlantique - 1991, 232 pages - 200 F

N° 4 - Pêche, biologie, écologie des aloses dans le système Gironde-Garonne-Dordogne - 1991, 392 pages - 350 F

N° 5 - La pêche professionnelle fluviale et lacustre en France - 1992, 290 pages - 300 F

N° 6 - Les mono-oxygénases de poissons, un outil pour la caractérisation des pollutions chroniques - 1992, 232 pages - 250 F

Série : Hydraulique agricole

N° 1 - Étude de la qualité des eaux de drainage. Diagnostic de risque de lessivage d'azote en fin de campagne culturale. La tranchée de drainage. Une nouvelle expression de la hauteur équivalente. A propos des coefficients de forme de la nappe libre drainée - 1986, 21 x 29,7 - 182 pages - 200 F

N° 2 - Hydraulique au voisinage du drain. Méthodologie et premiers résultats. Application au diagnostic du colmatage minéral des drains - 1987, 21 x 29,7 - 220 pages - 200 F

N° 3 - Secteurs de références drainage. Recueil des expérimentations - 1988, classeur 20 x 26 - 92 fiches - 150 F

N° 4 - Fonctionnement hydrologique et hydraulique du drainage souterrain des sols temporairement engorgés : débits de pointe et modèle SIDRA - 1989, 334 pages - 250 F

N° 5 - Transferts hydriques en sols drainés par tuyaux enterrés. Compréhension des débits de pointe et essai de typologie des schémas d'écoulement - 1989, 322 pages - 250 F

N° 6 - Réseaux collectifs d'irrigation ramifiés sous pression. Calcul et fonctionnement - 1989, 140 pages - 150 F

N° 7 - Géologie des barrages et des retenues de petites dimensions - 1992, 144 pages - 200 F

N° 8 - Estimation de l'évapotranspiration par télédétection. Application au contrôle de l'irrigation - 1990, 248 pages - 250 F

N° 9 - Hydraulique à l'interface sol/drain - 1991, 336 pages - 250 F

N° 10 - Le fonctionnement du drainage : approche pédo-hydraulique - 1991, 248 pages - 200 F

N° 11 - Mise en valeur des sols difficiles. Drainage et après-drainage des argiles vertes - 1991, 140 pages - 150 F

N° 12 - Colmatage des drains et enrobages : état des connaissances et perspectives - 1991, 152 pages - 200 F

N° 13 - Guide pour le diagnostic rapide des barrages anciens - 1992, 100 pages - 150 F

Série : Équipement des IAA

N° 1 - Carbonisateur à pailles et herbes pour les pays en développement - 1990, 56 pages - 100 F

Série : Forêt

N° 1 - Annales 1988 - 1989, 126 pages - 150 F

N° 2 - Le Massif Central Cristallin. Analyse du milieu - Choix des essences - 1989, 104 pages - 150 F

N° 3 - Les stations forestières du pays d'Othe - 1990, 174 pages - 150 F

N° 4 - Culture d'arbres à bois précieux en prairies pâturées en moyenne montagne humide - 1990, 120 pages - 150 F

N° 5 - Annales 1989 - 1991, 196 pages - 150 F

N° 6 - Annales 1990 - 1991, 268 pages - 200 F

N° 7 - Les stations forestières du plateau nivernalis - 1991, 164 pages - 150 F

N° 8 - Les types de stations forestières de Lanmezean, Ger et Moyen Adour - 1991, 436 pages - 250 F

N° 9 - Annales 1991 - 1992, 190 pages - 200 F

Série : Production et économie agricoles

N° 1 - GEDE Logiciel d'aide à la décision stratégique pour l'exploitation agricole - 1992, 206 pages - 200 F

N° 2 - A GREGEDE : méthode de simulation de la production agricole d'une région - Application en Ardèche - 1992, 232 pages - 250 F

Série : Gestion des services publics

N° 1 - Économie et organisation à l'échelle départementale du financement du renouvellement des réseaux d'eau potable - 1991, 76 pages - 150 F

Série : Montagne

N° 1 - Éléments d'hydraulique torrentielle - 1991, 280 pages - 300 F

N° 2 - Aspects socio-économiques de la gestion des risques naturels - 1992, 152 pages - 150 F

N° 3 - Éléments de pastoralisme montagnard - Tome 1 : Végétation - équipements - 1992, 168 pages - 200 F

N° 4 - Le développement touristique local - Les stations de sports d'hiver - 1993, 344 pages - 350 F

N° 5 - Rhéologie des boues et laves torrentielles - Étude de dispersions et suspensions concentrées - 1993, 416 pages - 400 F

**A commander au CEMAGREF - DICOVA, BP 22, 92162 ANTONY CEDEX - Tél. : (1) 40 96 61 32
Joindre votre paiement à la commande**

Photo de couverture (P. Coussot, CEMAGREF) : Rhéomètre de grande taille. Prototypage destiné à l'étude des lois de comportement de suspensions contenant des particules grossières. Tests *in situ* de dépôts de laves torrentielles.

THESE

présentée par

Philippe COUSSOT

Pour obtenir le titre de DOCTEUR

**de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE
GRENOBLE**

(Arrêté ministériel du 23 novembre 1988)

Spécialité : Mécanique

Rhéologie des boues et laves torrentielles Etude de dispersions et suspensions concentrées

Date de soutenance : 9 septembre 1992

Composition du jury :

M. ATTANE	Président
M. POCHAT	Rapporteurs
M. BLANC	
M. PIAU	
M. COMBARNOUS	
M. LUCIUS	
M. MEUNIER	

Le CEMAGREF est un organisme de recherches dans les domaines de l'eau, de l'équipement pour l'agriculture et l'agro-alimentaire, de l'aménagement et de la mise en valeur du milieu rural et des ressources naturelles.

En contact permanent avec les agents économiques et les collectivités, il cherche à constituer des outils mieux adaptés dans différents secteurs d'activités :

- eau, hydrologie, hydraulique agricole, qualité des eaux
- risques naturels et technologiques
- montagne et zones défavorisées
- forêts
- machinisme et équipement agricoles
- équipement des industries agro-alimentaires
- production et économie agricoles.

Le CEMAGREF est un Etablissement Public à caractère Scientifique et Technologique sous la tutelle des ministères de la Recherche et de l'Espace, de l'Agriculture et du Développement Rural.

Il emploie 970 agents dont 420 scientifiques répartis en 10 groupements : Aix-en-Provence, Antony, Bordeaux, Clermont-Ferrand, Grenoble, Lyon, La Martinique, Montpellier, Nogent-sur-Vernisson, Rennes.

Avant-propos

Ce travail, initié par le CEMAGREF, a été réalisé au sein du Laboratoire de Rhéologie (INPG-UJF-CNRS). (La construction du rhéomètre de grande taille et les expériences sur le terrain ont été réalisées avec l'aide du CEMAGREF.)

Monsieur Jean-Michel PIAU a assuré la direction de ce travail. Je le remercie vivement de la confiance qu'il m'a accordée, de sa rigueur et de ses conseils scientifiques remarquables qui m'ont permis d'élever considérablement le niveau de mon travail, et enfin d'avoir su rester philosophe et transiger face à mon indépendance d'esprit.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur ATTANE, Professeur à l'UJF, pour le plaisir qu'il m'a fait en acceptant la Présidence de mon jury.

Je suis très reconnaissant envers Monsieur BLANC, Professeur d'Université (IUSTI, Marseille), de m'avoir fait l'honneur d'être membre de mon jury et d'avoir accepté la lourde tâche d'être rapporteur de ce travail.

Je suis particulièrement reconnaissant et heureux que Monsieur Rémy POCHAT (MRT, Dépt. Recherche pour le Développement) ait accepté d'être membre du jury et rapporteur de ce travail. Il a été le premier à me suggérer de faire cette thèse et, depuis mon passage à l'ENGREF, m'a toujours apporté tous ses encouragements.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur COMBARNOUS, Professeur à l'Université de Bordeaux, et à Monsieur LUCIUS, Professeur à l'INPL qui, malgré leurs nombreuses responsabilités, m'ont fait l'honneur d'être membres de mon jury.

Je dois beaucoup à Monsieur Maurice MEUNIER, Ingénieur en Chef du Génie Rural des Eaux et Forêts (CEMAGREF), qui, après avoir compris l'importance de la rhéologie pour les écoulements naturels, a eu l'idée du sujet cette thèse, m'a permis de la réaliser au sein d'un laboratoire de recherche fondamentale, et, par les mille et une questions qu'il m'a soumises au début de ce travail, m'a fait mieux percevoir les nombreux aspects du problème.

Les longues heures du jour et de la nuit passées à travailler avec Arkadii LEONOV, Chercheur à l'Université d'Akron (Ohio, U.S.A), m'ont été très profitables et ont donné lieu au chapitre III. Je le remercie ici grandement de son aide.

Merci aux deux stagiaires du CEMAGREF, Pierre CHOLIN et Jérôme JOST, qui m'ont aidé à réaliser les expéditions rhéométriques en montagne, et

sont restés relativement stoïques face à mon mauvais caractère et face à la boue dans laquelle nous baignions parfois.

Une partie de cette thèse doit beaucoup à Monsieur Raymond MURA, ancien Chef de la Division Protection contre les Erosions, qui a très rapidement accepté d'amputer le budget de la Division pour financer la construction du rhéomètre de grande taille.

Merci aux employés de la société SCHIPPERS (Le Touvet) qui ont su mettre mes idées boueuses sous forme métallique, et ont souvent proposé des solutions technologiques astucieuses.

Merci à Madame Hélène GALLIARD, (Ingénieur de Recherche), pour laquelle aucun problème pratique n'est insurmontable, et qui m'a fait profiter de ses innombrables idées, entre autres pour la construction du rhéomètre de grande taille.

Merci à MM. GIROUTRU et BLANC-BRUDE, qui ont toujours été prêts à me fournir leur aide précieuse et sympathique, même quand ma voiture était en panne (ce qui, soit dit en passant, arrive assez souvent).

Les deux stagiaires précédemment cités et moi-même devons beaucoup à Nicole et Alain JAN qui nous ont permis, l'espace de quelques nuits, de ne pas dormir le nez dans la boue. Je n'oublierai pas non plus la colle miracle d'Alain qui a ramené à la raison une jauge de contrainte rebelle, alors que nous divaguions, tels des chercheurs aborigènes, à plusieurs torrents et montagnes du Laboratoire, autour d'une machine rhéométrique récalcitrante.

Merci enfin à tous les membres du Laboratoire de Rhéologie et de la Division Protection contre les Erosions du CEMAGREF, qui m'ont sorti ou mis dans la boue à un moment ou à un autre pendant cette thèse. J'espère que chacun se reconnaîtra car je n'oserai citer personne de peur d'oublier quelqu'un. J'espère aussi que tous me pardonneront d'avoir été pendant ces trois ans aussi peu disponible pour autre chose que du travail.

A celle qui, bien que n'ayant pas choisi de vivre avec les laves torrentielles, n'a pas craqué, A V. Mon A. V.

Résumé.

La rhéologie des laves torrentielles, coulées boueuses et rocailleuses qui surviennent dans le lit des torrents de montagne, est la base nécessaire aux progrès dans la connaissance de ces écoulements et dans la prévention et la protection contre les catastrophes qu'ils provoquent. Les matériaux étudiés, mélanges d'eau, d'argiles, et de grains solides de toutes tailles, sont des fluides très visqueux et complexes. La présente étude fournit d'une part une approche des lois de comportement des suspensions et dispersions concentrées en général, des mélanges boueux fins ou grossiers, et des mécanismes microstructurels qui permettent de les expliquer ; et d'autre part, propose une méthode d'étude et une classification des lois de comportement des laves torrentielles.

Après avoir passé en revue les connaissances acquises concernant les laves torrentielles il apparaît raisonnable de les considérer, à une certaine échelle d'observation, comme des fluides, qui sont en l'occurrence des suspensions et dispersions concentrées. La rhéométrie de ce type de fluides, qui possèdent un seuil de contrainte et sont éventuellement thixotropes, est délicate. De nombreuses précautions doivent être prises et des procédures spéciales doivent être mises en oeuvre.

Un premier type de fluide modèle, les dispersions très concentrées dans un fluide de faible poids moléculaire, a été étudié. Un modèle fondé sur les évolutions de la microstructure, tenant compte de la formation et des ruptures de flocs élastiques de particules, est proposé pour décrire le comportement de ces mélanges. Ce modèle s'applique bien entre autres aux mélanges eau-bentonite, prédit et explique le minimum de la loi de comportement (instabilité) en cisaillement simple de ces mélanges, et décrit le passage du régime statique à l'écoulement par une transition continue. Ce modèle est susceptible d'expliquer les caractéristiques particulières des écoulements de fluides hyperconcentrés observés en Chine.

Un second type de fluide modèle, les suspensions très concentrées, a été étudié. Un modèle tenant compte des interactions au niveau de la microstructure, frottements secs et dissipations visqueuses au sein du fluide interstitiel, et des évolutions de la configuration des particules, est proposé pour décrire le comportement de ces mélanges. Ce modèle s'applique bien à des mélanges d'eau, d'argiles et de billes de polystyrène, et prédit et explique aussi le minimum de la loi de comportement (instabilité) de certains de ces fluides en cisaillement simple.

La rhéologie des mélanges boueux fins naturels est étudiée. On montre que la loi de comportement en cisaillement simple peut être très bien décrite par un modèle de Herschel-Bulkley avec une puissance du gradient

de vitesse inférieur à 0,5. Pour étudier directement la rhéologie de mélanges boueux plus grossiers, un rhéomètre de grande taille, avec une géométrie cylindres coaxiaux (diamètre extérieur 1,2 m, diamètre intérieur 0,8 m), a été construit. Des expériences de rhéométrie sur des dépôts de laves torrentielles ont permis de montrer que le comportement de ces mélanges pouvait être stable (suivant une loi de Herschel-Bulkley), ou instable.

Un complément d'expériences en laboratoire sur des mélanges d'eau, de particules fines et de grains permet d'estimer le supplément de contrainte créé par l'addition de particules grossières dans un mélange boueux. On peut ainsi approcher la loi de comportement des laves complètes. Deux types de laves sont alors mis en évidence : les laves essentiellement boueuses au comportement stable, du type Herschel-Bulkley, et les laves essentiellement granulaires au comportement instable. Les caractéristiques particulières des laves (transport des blocs dans la masse, formation du front, écoulement par bouffées) sont finalement étudiées à la lumière des connaissances acquises sur la rhéologie.

Sommaire

Avant-propos	7
Résumé	9
Sommaire	11
Observation d'une lave	21
INTRODUCTION GENERALE	27
I Première approche des lois de comportement des laves torrentielles - Programme d'étude -	33
Introduction	35
I.1 Délimitation du problème	36
I.2 Caractéristiques générales des laves torrentielles	37
I.3 Travaux antérieurs concernant la rhéologie des laves torrentielles	38
I.3.1 Classification	38
I.3.2 Modèles proposés pour décrire le comportement des laves torrentielles	41
I.3.2.1 Modèle de Bingham	41
I.3.2.2 Modèle viscoplastique généralisé	44
I.3.2.3 Modèle de Bagnold	44
I.3.2.4 Commentaires	46
I.3.3 Rhéologie du béton frais	46
I.3.4 Rhéométrie dans le domaine des laves torrentielles	47
I.3.5 Conclusion	53
I.4 Approximation des milieux continus	54
I.5 Lois de comportement	56
I.6 Importance des constituants des laves torrentielles	58
I.6.1 Les constituants des laves torrentielles	58
I.6.2 Propriétés des constituants au sein du mélange	59
I.6.3 Paramètres importants	60
I.6.3.1 Concentration	60
I.6.3.2 Granulométrie	61
I.6.3.3 Type des argiles	61
I.6.3.4 Commentaires	61
I.7 Les interactions au sein d'un mélange boueux	62
I.7.1 Forces de Van der Waals	62
I.7.2 Forces répulsives entre molécules d'eau	63
I.7.3 Le mouvement brownien	65
I.7.4 Interactions entre particules d'argiles en présence d'eau	65
I.7.5 Interactions entre grains	70

I.7.6 Conclusion : interactions dans la masse	70
I.8 Quelques conséquences sur le comportement	72
I.8.1 Viscosité	72
I.8.2 Seuil de contrainte	73
I.8.3 Propriétés temporelles	73
Conclusion : Programme d'étude des lois de comportement des mélanges boueux	75
Bibliographie	76
II Techniques de rhéométrie en cisaillement simple de fluides à seuil : dispersions et suspensions concentrées	81
Introduction	83
II.1 Les appareils utilisés	84
II.1.1 Rhéomètre à contrainte contrôlée	84
II.1.2 Rhéomètre à vitesse contrôlée	84
II.2 Avantages et inconvénients des différentes géométries de mesure pour la rhéométrie en cisaillement simple des suspensions et/ou dispersions concentrées	84
II.2.1 Capillaire	84
II.2.2 Cylindres coaxiaux	85
II.2.3 Plans parallèles	86
II.2.4 Cône-plan	86
II.2.5 Plan-cône troué	87
II.3 Phénomènes perturbateurs des écoulements	88
II.3.1 Glissement aux parois	88
II.3.2 Fracturation	89
II.3.3 Contrôle du glissement ou de la fracturation	90
II.3.4 Creusement	91
II.3.5 Evaporation	94
II.3.6 Sédimentation	94
II.3.7 Conclusion	95
II.4 Procédures expérimentales	96
II.4.1 Reproductibilité des mesures	96
II.4.2 Détermination du seuil de contrainte	97
II.4.3 Régime permanent	99
II.4.4 Thixotropie	99
II.4.5 Oscillations	102
II.4.6 Mesures des contraintes normales	102
Conclusion	103
Bibliographie	104
Annexe II.1 : Calculs de rhéométrie	105
A.II.1.1 Capillaire	105
A.II.1.2 Cône-plan	106

A.II.1.3 Plan-cône troué	106
A.II.1.4 Plans parallèles	107
III Rheology of concentrated dispersed systems in low molecular weight matrix	109
Summary	112
1. Introduction	113
2. Theoretical	114
2.1 Qualitative considerations	114
2.2 Formulation of simplified constitutive equations for simple shearing	116
2.3 Shear deformation regimes	120
2.3.1 Gel (elastic) behaviour of dispersed systems	120
2.3.2 Steady shear flows	120
2.3.3 Deformation regimes under given shear rate	125
2.3.4 Deformation regimes under given shear stress	129
3. Experimental	139
3.1 Materials	139
3.2 Instruments	140
3.3 Experimental problems	141
3.4 Experimental procedure	144
4. Experimental results and comparison with the theory	147
4.1 Model parameters evaluation	147
4.2 Results for the grease	147
4.3 Results for BWM	150
5. Conclusions	158
Appendix 1 : 3D formulation of the constitutive equations	159
Appendix 2 : A sketch of thermodynamics for dispersed systems	160
References	163
Main notations	166
IV Rhéologie des suspensions très concentrées en particules solides non interactives	169
Introduction	171
IV.1 Schéma physique	178
IV.1.1 Matériau étudié	178
IV.1.2 Schéma physique général	179
IV.2 Description de la configuration instantanée	186
IV.2.1 Nombre de contacts	186
IV.2.2 Evolution de la configuration	187
IV.3 Expression générale du tenseur des contraintes	189

IV.4 Cinématique	197
IV.5 Calcul du tenseur des contraintes	201
IV.5.1 Forces intervenant lors des contacts lubrifiés	202
IV.5.2 Forces intervenant lors des contacts directs	202
IV.5.3 Expression du tenseur des contraintes	204
IV.6 Etude du cisaillement simple	206
IV.6.1 Equations régissant l'écoulement en cisaillement simple	206
IV.6.2 Régime permanent	208
IV.6.3 Etude de la stabilité des écoulements à contrainte contrôlée	209
IV.6.4 Etude de la stabilité des écoulements à vitesse contrôlée	210
IV.6.5 Régime transitoire à vitesse imposée	210
IV.7 Nombre de contacts en régime permanent et temps caractéristique	214
IV.8 Expériences	215
IV.8.1 Les fluides testés	215
IV.8.2 Préparations des mélanges	216
IV.8.3 Appareils utilisés	216
IV.8.3.1 Rhéomètres	216
IV.8.3.2 Géométrie de mesure	216
IV.8.4 Procédure expérimentale	217
IV.8.5 Problèmes et précautions lors des expériences	217
IV.8.6 Résultats et comparaison avec le modèle	220
IV.8.6.1 Fluides A et B	221
IV.8.6.2 Fluides I et II	224
IV.8.7 Réflexions sur d'éventuels effets parasites pouvant laisser croire à une instabilité	233
IV.8.8 Commentaires	234
Conclusion	236
Annexe IV.1	238
Annexe IV.2	238
Principales notations	239
Bibliographie	241
V Rhéologie des suspensions boueuses fines	245
Introduction	247
V.1 Travaux antérieurs	248
V.2 Les fluides étudiés	250
V.2.1 Origine et caractéristiques des matériaux	250
V.2.2 Préparation des mélanges	251
V.3 Procédure expérimentale	252
V.3.1 Appareils utilisés	252
V.3.2 Procédure et problèmes expérimentaux	253
V.4 Résultats expérimentaux	254

V.4.1 Mélange eau-kaolinite	254
V.4.1.1 Propriétés générales	254
V.4.1.2 Comportement des mélanges eau-kaolinite à différentes concentrations	256
V.4.2 Principales propriétés des autres mélanges	257
V.4.3 Influence de certains paramètres	259
V.4.3.1 Influence du mode de préparation	259
V.4.3.2 Influence de la composition	260
V.4.3.3 Influence de la concentration	261
V.4.3.4 Influence de la température	261
V.4.3.5 Influence du pH et de la salinité	268
V.4.2.6 Modélisation	269
V.5 Comparaison avec les mesures de mécanique des sols	274
Conclusion	276
Bibliographie	277
VI Rhéométrie à grande échelle pour l'étude directe des lois de comportement de suspensions grossières	279
Introduction	281
VI.1 Détermination d'un rhéomètre de grande taille adapté	283
VI.1.1 Choix de la géométrie	283
VI.1.2 Dimensions du rhéomètre construit	286
VI.1.3 Etat des surfaces	287
VI.1.4 Motorisation	287
VI.1.5 Contrôle du système	288
VI.1.6 Mesure du couple	288
VI.1.7 Mesure de la vitesse	289
VI.1.8 Commentaire	289
VI.2 Calculs de rhéométrie dans le cas d'un écoulement entre cylindres coaxiaux avec un grand intervalle	289
VI.2.1 Equations générales	289
VI.2.2 Hypothèses principales	291
VI.2.3 Gradient de vitesse et contrainte tangentielle	292
VI.2.4 Contraintes normales	294
VI.2.5 Equation de la surface libre	294
VI.3 Problèmes théoriques posés par la géométrie cylindres coaxiaux avec un grand intervalle dans le cas d'expériences avec des fluides contenant des particules grossières	295
VI.3.1 Compatibilité du champ des vitesses	295
VI.3.2 Existence d'une relation univoque entre la contrainte tangentielle et le gradient de vitesse	296
VI.3.2.1 Cas des matériaux ayant un comportement stable	296
VI.3.2.2 Cas des matériaux ayant un comportement instable	297
VI.3.3 Perturbations de l'écoulement dues au fond fixe	297

VI.3.4 Perturbations du cisaillement dues à la surface libre	298
VI.3.5 Ecoulements secondaires	299
VI.3.6 Inhomogénéité du matériau	299
VI.3.7 Contrôle du cisaillement	302
VI.4 Etalonnage du rhéomètre - Expériences avec des fluides modèles	302
VI.5 Expériences sur le terrain	303
VI.5.1 Organisation des expériences	303
VI.5.1.1 Choix du dépôt	303
VI.5.1.2 Prélèvement	304
VI.5.1.3 Tamisage	304
VI.5.1.4 Mélange	305
VI.5.1.5 Autres concentrations	305
VI.5.1.6 Mesure de la concentration	305
VI.5.1.7 Granulométrie de la fraction solide	306
VI.5.2 Procédure expérimentale	307
VI.5.3 Problèmes expérimentaux	307
VI.5.3.1 Sédimentation aux faibles concentrations solides	307
VI.5.3.2 Fracturation aux fortes concentrations solides	308
VI.5.3.3 Migration horizontale des particules	308
VI.5.4 Contrôle du cisaillement interne	308
VI.5.5 Effets de bord	311
VI.6 Résultats expérimentaux	311
VI.6.1 Généralités	311
VI.6.2 Matériaux au comportement instable	312
VI.6.3 Matériaux au comportement stable	313
VI.6.4 Commentaires	318
Conclusion	320
A.VI.1 Etalonnage de l'appareil	322
A.VI.1.1 Les frottements	322
A.VI.1.2 Etalonnage du capteur de vitesse	323
A.VI.1.3 Etalonnage du capteur de couple	323
A.VI.1.4 Incertitudes de mesures	324
A.VI.2 Mesures réalisées avec le rhéomètre de terrain	326
Bibliographie	329
VII Rhéologie des laves torrentielles	331
Introduction	333
VII.1 Analyse des résultats précédents	334
VII.2 Importance de la fraction de particules très grossières (diamètre > 2 cm) sur le comportement des laves torrentielles	335
VII.3 Modifications de la loi de comportement d'un mélange boueux par un ajout de particules	338
VII.3.1 Schéma physique	338

VII.3.2	Modélisation	346
VII.3.3	Cas d'une granulométrie suivant une loi de puissance	352
VII.3.4	Expériences	353
VII.3.4.1	Variation de la concentration de particules ajoutées	353
VII.3.4.2	Variation de la granulométrie	359
VII.3.5	Validité des hypothèses concernant les termes de contrainte dus à l'inertie des différents éléments de la suspension	363
VII.3.5.1	Turbulence au sein du fluide interstitiel	363
VII.3.5.2	Fluctuations locales du mouvement des éléments de fluide	363
VII.3.5.3	Les chocs	365
VII.3.6	Conclusion	365
VII.4	Classification des écoulements de matériaux naturels saturés sur forte pente	366
VII.4.1	Réflexions qualitatives	366
VII.4.2	Résultats expérimentaux	367
VII.4.3	Classification	370
VII.5	Estimation de la loi de comportement d'une lave naturelle	372
VII.5.1	Rhéologie du corps des laves torrentielles	372
VII.5.2	Méthode pratique d'estimation de la loi de comportement d'une lave torrentielle complète (type et niveau de contrainte)	373
VII.5.3	Rhéologie du front des laves torrentielles	375
VII.6	"Comportement équivalent" des laves torrentielles complètes	376
	Conclusion	378
	Bibliographie	380
Annexe VII.1	Calcul de la granulométrie complète d'un dépôt de lave	382
	Principales notations	384
VIII	Explications des caractéristiques particulières des laves torrentielles	387
	Introduction	389
VIII.1	Ecoulement d'une lave torrentielle dans un canal de pente positive	390
VIII.1.1	Rhéologie des boues et laves torrentielles	390
VIII.1.2	Régime d'écoulement	390
VIII.1.3	Ecoulement d'une lave dans un canal	391
VIII.2	Transport des blocs à la surface ou dans le corps de la lave	393
VIII.2.1	Approche générale du problème	393
VIII.2.2	Transport d'un bloc dans une coulée de lave torrentielle : tentative d'explication par la loi de comportement du fluide environnant	395
VIII.2.2.1	Support des blocs au repos	396

VIII.2.2.2	Transport d'un bloc dans le fluide en écoulement	396
VIII.2.2.3	Explication du transport des blocs dans les laves	400
VIII.3	Formation du front	401
VIII.4	L'écoulement des laves par bouffées	406
	Conclusion	409
	Bibliographie	410
 CONCLUSION GENERALE		 413
	Publications	416

*Le paon fait la roue
le hasard fait le reste
Dieu s'assoit dedans
et l'homme le pousse.*

Jacques Prévert

REPUBLIQUE FRANÇAISE

MINISTÈRE DE L'AGRICULTURE

DIRECTION GÉNÉRALE DES EAUX ET FORÊTS

CONSERVATION - DÉPARTEMENT DE L'ISÈRE

INSPECTION des Aménagements

NATURE DE L'AFFAIRE : **Lave au Torrent des Palles**
Série Domaniale de Chantelouve

Le 28 septembre 1928

RAPPORT

de MM SACCARDY et CHERREY,
Gardes Généraux DES EAUX ET FORÊTS à Grenoble

Le vendredi 28 septembre, Monsieur le Garde Général des Eaux et Forêts SACCARDY et Monsieur le Garde Général CHERREY en tournée à ORNON et bloqués au Rivier d'ORNON décident de se rendre dans les torrents de la Série de Chantelouve.

Partis vers 10 heures du matin par la route du Rivier d'ORNON à Chantelouve, ils se dirigent vers le torrent des Palles [...] et s'installent sur la digue rive gauche.

A ce moment, le torrent roule une eau boueuse charriant des matériaux de petites dimensions. Les eaux coulent au milieu des matériaux qui encombrant le chenal sur environ 1/4 de sa hauteur, en les remaniant constamment.[...]

D'ailleurs à cet instant, les brumes montent de Chantelouve tout le long du bassin de réception et la pluie redouble d'intensité. Quelques instants plus tard, la cascade située au Sud du gros bloc

scellé dans la muraille, au lieu d'être jaune comme précédemment, devient noirâtre. La brume empêche de distinguer parfaitement ce qui se passe là-haut.

C'est alors que va se déchaîner un phénomène d'une brutalité vraiment terrifiante et dont les phases vont se précipiter.

1° Phase

Sur les barrages 16 et 17 cascading sur les seuils, apparaissent de gros blocs enrobés dans de la boue et progressant à une allure vraiment impressionnante. La lave doit avoir une hauteur considérable car les chutes successives occasionnées par les barrages disparaissent. Aux environs du barrage 20, elle s'arrête pendant une demi-minute environ et les matériaux s'accumulent.

2° Phase

Une deuxième vague plus importante arrivant à une vitesse également considérable s'accumule derrière la première, la déborde par les côtés et le dessus semble hésiter pendant quelques secondes, puis c'est la débâcle. Toute la masse descend vers le chenal. Derrière elle, ce n'est qu'un flot continu de blocs et de boue qui se précipite avec un fracas assourdissant. La grande cascade dont nous avons déjà parlé est devenue absolument noire. Au dessous le flot de lave présente une pente presque continue ; il semble que tous les barrages ont été arrachés.

3° Phase

La lave s'engage dans la courbe du chenal avec une vitesse qui semble augmenter à mesure qu'elle se rapproche de la ligne droite.[...]

La lave coule toujours à pleins bords avec la même vitesse.[...] C'est une masse de blocs (peut-être les 3/4) et de boue d'apparence extrêmement visqueuse qui se précipite à la vitesse de 8 à 10 mètres à la seconde. Aussi loin que l'on peut voir vers l'aval, la vitesse semble se conserver. Sur les bords des blocs bondissent et sont projetés comme des éclaboussures et les témoins doivent faire des mouvements variés pour les éviter.

4° Phase

C'est alors qu'un spectacle inoubliable s'offre à eux. La masse subit un freinage progressif dont l'origine doit être placée dans la

partie située entre le bas du radier et l'éperon rocheux de la rive droite. Comme à la partie supérieure, la vitesse est toujours la même. Il en résulte la formation d'un énorme champignon de boue et de blocs dont il n'est pas exagéré d'évaluer la hauteur à 10 mètres.

A la partie supérieure, les blocs sont projetés comme s'il s'agissait d'une explosion de mine. Ils s'effondrent et sont repris par la masse aussi bien sur la rive droite que sur la rive gauche. Ce phénomène dure un certain temps.

La lave se répand à droite et à gauche, et c'est dans un fracas épouvantable que, sur une longueur de près de 50 mètres et sur une hauteur de 3 à 10 mètres, la majeure partie de la lave se précipite dans l'ancien lit, arrachant les remblais de matériaux qui surmontaient la digue.[...]

5° Phase

Le flot est constitué maintenant par une boue plus diluée où flottent des blocs énormes-quelques uns de plus d'un mètre cube-tous présentant leur plus grande dimension parallèle à la direction du courant. Ces blocs frappent violemment contre le fond du radier. Ils sont soulevés, repris dans la masse pour rebondir encore tout en conservant une position relative identique.[...]

La violence du flot diminue et les témoins après avoir sauté dans le chenal d'un bond assez hasardeux sur une lentille de dépôts quelque peu mouvants se dirigent vers le Merdaret.[...]

La pluie continue ; les prés fauchés du Col d'ORNON semblent recouverts d'une pellicule d'eau continue. Bien que la pente ne soit pas forte, il se forme de petites ravines, et il est impossible de déterminer exactement l'origine des filets d'eau superficiels qui s'y rassemblent. Il y aurait peut-être là matière à explication tout au moins partielle de phénomènes torrentiels d'une violence inusitée causés par des pluies qui somme toute n'ont par eu une intensité exceptionnelle.

Les témoins sont rentrés au Rivier d'ORNON vers 15 heures.

Grenoble, le 28 septembre 1928
Signé CHERREY et SACCARDY



Torrent de Bonrieux (Isère)

Blocs et débris abandonnés par la lave du 16 Juillet 1904

INTRODUCTION

Les laves torrentielles sont des coulées boueuses et rocailleuses qui surviennent dans les torrents de montagne après de longues ou fortes pluies. Du point de vue de la quantité de matériaux solides transportés rapportée à la masse totale, ce phénomène se situe entre le transport solide en rivières et les glissements de terrain. Ces coulées ont différentes formes et caractéristiques (granulaires, boueuses, écoulements par bouffées, lents ou rapides,...) suivant le terrain sur lequel elles s'écoulent et suivant leur mode de déclenchement. Pour qualifier ces phénomènes, différents termes existent. Cependant aucune classification ni terminologie ne repose actuellement sur une connaissance précise du comportement de chaque type de coulée. De ce fait et par commodité je n'utiliserai dans cette étude que le terme général "lave torrentielle".

Les laves torrentielles, constituées d'eau, d'argiles et de grains, ont l'aspect d'un fluide de forte viscosité et transportent des blocs de plusieurs mètres de diamètre. Le volume total de ces laves est important et si elles sortent du lit du torrent au niveau du cône de déjection, les dégâts et les victimes peuvent être nombreux (Modane 1987, 40 millions de francs de dégâts). Depuis le début du siècle des travaux sont entrepris par les services R.T.M. (Restauration des Terrains de Montagne) pour atténuer l'importance ou les conséquences de tels phénomènes. Les connaissances des mécanismes régissant le déclenchement de ces laves sont encore trop floues pour qu'il soit envisageable d'empêcher une lave de se créer. Les techniques de protection (construction de seuils, barrages, plages de dépôts) ou d'évaluation des zones de risque, quant à elles, existent, mais sont encore essentiellement empiriques. Il apparaît utile aujourd'hui de progresser dans ce dernier domaine, qui suppose que la lave s'est déjà formée et s'écoule dans le lit du torrent.

Depuis longtemps toutes les observations concourent à démontrer que ces mélanges se déforment à peu près continûment et de manière réversible. Compte-tenu de la présence de gros blocs dans les coulées il conviendra d'étudier plus en profondeur ce problème (cf Ch I), mais dans un premier temps au moins il semble qu'on puisse considérer ces milieux comme des fluides. Dans ce cadre, tout écoulement peut être entièrement décrit et

étudié par les équations du mouvement dans lesquelles il faut pouvoir inclure la loi de comportement du matériau et auxquelles s'ajoutent les conditions initiales et les conditions aux limites. Tant que cette loi de comportement n'est pas au moins approximativement connue il n'est pas possible d'entamer le moindre calcul concernant un écoulement donné.

La connaissance plus précise des lois de comportement de ces fluides permettra d'aborder sérieusement l'étude d'écoulements réels en similitude, de faire des calculs approximatifs de caractéristiques d'écoulements, d'étudier des écoulements permanents ou transitoires par simulation numérique. Indirectement elle doit conduire ainsi (par exemple en donnant la possibilité d'études en similitude précise) à la détermination des formes d'ouvrages les mieux adaptés à la protection contre les laves torrentielles et à une meilleure connaissance des risques. Enfin de nouvelles connaissances dans ce domaine pourraient à plus longue échéance faire progresser la compréhension des mécanismes de déclenchement des laves.

La rhéologie des laves torrentielles apparaît donc comme le fondement des progrès décisifs dans ce domaine. Or paradoxalement peu de travaux ont été menés dans cette voie. Un nombre assez restreint d'études se sont intéressées au comportement de la matrice fine des laves et un nombre encore plus restreint à la rhéologie du matériau naturel. Cependant, ces dernières années et presque en parallèle de cette étude, deux chercheurs (Pierson, et Davies (cf Ch I)) se sont lancés dans la construction de rhéomètres de grande taille mieux adaptés aux boues contenant des particules grossières. Mis à part quelques mélanges eau-argiles bien précis, les matériaux boueux en général n'ont pas fait l'objet de travaux de recherche fondamentale en matière de rhéologie.

Etant donné la diversité (concentration en eau, types des argiles, granulométrie) et la complexité des matériaux qui nous intéressent, il serait illusoire de prétendre établir une liste exhaustive des lois de comportement de ces fluides. Je me propose ici seulement de déterminer les moyens et méthodes de mesures, et les caractéristiques principales des lois de comportement des laves naturelles. Compte-tenu de la limitation de ces objectifs par rapport à l'ampleur du problème, je chercherai constamment à comprendre les lois de comportement en liaison avec les

interactions au niveau de la microstructure et leurs éventuelles évolutions, et ceci quantitativement quand cela sera possible, sinon qualitativement. Cette démarche permet d'abord d'assurer la solidité et la validité de modèles microstructurels pour décrire le comportement de certains matériaux. Elle permet surtout, dans notre cas, d'apporter des connaissances physiques (éventuellement intuitives) de phénomènes "relativement simples", qui pourront s'avérer importantes pour la compréhension de phénomènes beaucoup plus complexes.

Dans ce but l'étude des lois de comportement de fluides modèles est essentielle. Ces fluides modèles doivent par certains aspects être proches des laves mais leurs éléments constitutifs doivent être plus simples. Il en est ainsi par exemple des mélanges eau-argiles ou des mélanges eau-particules grossières en forte concentration. Malgré tout, même dans ces domaines plus restreints, les difficultés pour se rattacher à des études antérieures ou utiliser des résultats acquis sont grandes. Les fluides étudiés, fluides modèles ou naturels, sont des suspensions ou dispersions (suspensions de particules browniennes dans un fluide) très concentrées ; le seuil de percolation entre les particules est dépassé ; ces fluides possèdent un seuil de contrainte "élevé" et sont éventuellement thixotropes. Les difficultés théoriques et expérimentales rencontrées lors d'études de ce type de matériaux sont très nombreuses, et expliquent en partie le faible développement de la recherche dans ce domaine.

Le premier chapitre de cette étude a pour but de cerner le problème de la rhéologie des boues et laves torrentielles. Pour délimiter le problème et dégager les atouts ou faiblesses des connaissances actuelles, les principaux travaux antérieurs touchant la rhéologie des matériaux boueux ou des laves torrentielles sont d'abord décrits. J'examine ensuite les écoulements naturels pour vérifier que le cadre de la mécanique de fluides est adapté. Puis je m'intéresse aux matériaux constitutifs des laves torrentielles et plus particulièrement à toutes les interactions entre particules élémentaires au sein du milieu et susceptibles d'expliquer le comportement de l'ensemble. Le contenu de ce chapitre permet d'aborder la suite de l'étude avec des bases saines en matière de rhéologie et de connaissances de la microstructure.

Les avantages et inconvénients des différentes géométries d'outillage de rhéométrie, les problèmes nombreux qui peuvent survenir lors des expériences, les précautions à prendre et les procédures expérimentales adaptées, pour une étude de suspensions ou dispersions concentrées, sont décrits au cours du second chapitre. Une grande partie des idées exposées dans cette partie ont été développées ces dernières années par des chercheurs du Laboratoire de Rhéologie. L'intérêt propre de cette partie est cependant d'une part d'en donner une liste et description utile, et d'autre part d'y ajouter des idées personnelles concernant plus particulièrement les mélanges boueux qui m'intéressent.

Un premier type de fluide modèle, les dispersions concentrées dans un fluide de faible poids moléculaire, est étudié au cours du chapitre III. Lors d'un travail mené en commun avec A. LEONOV un modèle de loi de comportement tenant compte des évolutions de la microstructure (formation et rupture de floccs) et utilisant certaines idées déjà développées au Laboratoire de rhéologie a été mis au point. Dans le chapitre III on montre que ce modèle prédit correctement le comportement de deux fluides dont la structure correspond aux hypothèses. Notamment le comportement des mélanges eau-argiles, dans le cas où les interactions entre particules sont fortes, peut être bien décrit par ce modèle. En outre des expériences avec un mélange eau-bentonite ont permis de mettre en évidence l'existence, pour ces fluides, d'une instabilité (minimum dans la loi de comportement en cisaillement simple) parfaitement prédite par la théorie. Ce type de comportement tout à fait inattendu avait auparavant été suggéré par un seul chercheur (Wan Zhaohui). Le mérite de notre étude est d'en apporter la preuve expérimentale complète, accompagnée d'une explication théorique.

L'étude d'un second type de fluide modèle, les suspensions concentrées en particules non interactives, fait l'objet du chapitre IV. Un modèle théorique, qui prend pour phénomènes prédominants non plus, comme la plupart des auteurs, les chocs entre particules, mais les frictions et la viscosité du fluide interstitiel, est proposé pour décrire le comportement de ces milieux. Ce modèle tient compte de la formation possible d'amas de particules et de l'évolution de la distribution spatiale de ces particules. Des expériences sur diverses suspensions concentrées ont permis de mettre en évidence l'existence d'un seuil à partir d'une certaine

concentration solide, et dans certains cas, l'existence d'un minimum dans la loi de comportement, analogue à celui trouvé pour les mélanges eau-bentonite. Ces résultats sont confirmés eux aussi par le modèle théorique mais ce dernier a surtout une valeur qualitative parce que la description des frictions dans un fluide de ce type reste un problème difficile.

Dans le chapitre V le comportement de mélanges boueux fins et notamment de la fraction très fine de dépôts de laves torrentielles est étudié à l'aide des rhéomètres de laboratoire. La complexité et la variété de ces milieux sont mis en valeur et permettent de comprendre qu'une modélisation fondée sur la compréhension des interactions au niveau de la microstructure est difficile pour de tels matériaux. Dans cette partie je montre essentiellement qu'un modèle du type Herschel-Bulkley semble mieux adapté qu'un modèle de Bingham simple pour décrire la loi de comportement de ces mélanges et j'examine la valeur et l'intérêt de certains paramètres empiriques utilisés parfois pour comparer des matériaux de ce type.

Pour étudier directement de manière expérimentale les boues et laves torrentielles naturelles il s'est avéré nécessaire, étant donné la taille des particules en suspension, de construire un rhéomètre de très grandes dimensions (géométrie cylindres coaxiaux; diamètre intérieur : 0,8 m; diamètre extérieur : 1,2 m). Avec cet outil des mélanges contenant des particules dont le diamètre est inférieur à 2 cm peuvent être testés. Les raisons qui ont conditionné le choix des caractéristiques de cet appareil, ses principes de fonctionnement, les problèmes rencontrés ainsi que les résultats expérimentaux font l'objet du chapitre VI. Un tel appareil permet de réaliser des mesures directes de la loi de comportement de suspensions grossières et permet aussi de distinguer des phénomènes particuliers qui peuvent survenir lors d'expériences en laboratoire, avec cette géométrie, à petite échelle, mais qui sont alors plus difficiles à observer. Bien qu'il soit beaucoup moins précis que les rhéomètres de laboratoire, l'utilisation d'un tel rhéomètre apporte ainsi une vue nouvelle sur certains aspects de la rhéologie. Enfin des expériences sur le terrain ont été réalisées sur sept dépôts de laves torrentielles, et ont permis d'approcher directement le comportement de ces matériaux et de distinguer deux types de mélanges boueux : les mélanges boueux stables et les mélanges boueux très granulaires instables.

Les résultats qualitatifs et quantitatifs de tous les chapitres précédents concernant le comportement des suspensions et dispersions très concentrées et des mélanges boueux grossiers ou fins sont exploités dans le chapitre VII, pour tenter d'approcher la loi de comportement de l'ensemble du matériau d'une lave (incluant les particules de diamètre supérieur à 2 cm dont la proportion par rapport à la masse solide est de l'ordre de 40 %). Pour ce faire, un modèle, qui tient compte des frictions supplémentaires introduites par un ajout de particules dans un fluide boueux, est proposé. Celui-ci est assez bien confirmé par les résultats d'expériences en laboratoire et les résultats d'expériences sur le terrain avec le rhéomètre de très grande taille. Il est finalement possible de dresser un portrait simplifié des lois de comportement du corps des laves dans lequel on fait apparaître deux types principaux de laves : les laves essentiellement granulaires au comportement instable, et les laves essentiellement boueuses au comportement stables (loi de Herschel-Bulkley). Le front des laves a quant à lui en général un comportement instable très prononcé. Au passage une classification des écoulements naturels sur des pentes fortes est proposée. Enfin j'examine la possibilité de déterminer la loi de comportement d'une lave torrentielle dans son ensemble à partir de mesures, à l'aide de différents rhéomètres et des prédictions du modèle.

Enfin dans le chapitre VIII je m'intéresse aux caractéristiques des laves torrentielles (transport de blocs, formation du front à l'avant de la coulée, écoulement par bouffées) et je tente de les expliquer à la lumière des conclusions des chapitres précédents.

CHAPITRE I

**PREMIERE APPROCHE DES LOIS DE
COMPORTEMENT DES LAVES TORRENTIELLES
- PROGRAMME D'ETUDE -**

INTRODUCTION.

Les laves torrentielles sont des phénomènes particuliers lors desquels un volume important d'un matériau intermédiaire entre de l'eau boueuse et un sol saturé s'écoule sur une pente assez forte. Les caractéristiques générales de ces phénomènes sont assez bien connues grâce aux informations recueillies par de nombreux observateurs. Cependant pour progresser dans les techniques de prévention ou de protection contre des événements catastrophiques il est indispensable de connaître assez précisément les caractéristiques particulières du comportement des matériaux constitutifs de ces écoulements. Le but de cette partie est d'examiner en profondeur les méthodes à mettre en oeuvre en matière de rhéologie, de voir dans une première approche ce qu'on peut en attendre, et enfin de proposer une méthodologie d'étude.

Dans un premier temps on passera en revue les connaissances principales du comportement des laves torrentielles. On verra que la diversité des termes utilisés et des modèles de loi de comportement proposés jusqu'alors reflète le flou des connaissances actuelles. Quant aux mesures directes du comportement de ce type de matériau, elles ont jusqu'à aujourd'hui été réalisées essentiellement sur des matériaux fins. Ce n'est que récemment que des chercheurs ont entrepris la construction de rhéomètres de grande taille. Mais les résultats obtenus avec ces appareils, bien que constituant un progrès certain n'apportent pas de conclusions définitives et complètes à propos du comportement du matériau naturel.

Dans la seconde partie de ce chapitre on reprendra en profondeur les bases d'une étude du comportement des laves. Il s'agit d'abord de savoir si réellement il est pertinent de rechercher une loi de comportement pour une lave torrentielle. Les hypothèses de la mécanique des milieux continus puis de la mécanique des fluides doivent être réexaminées.

Deux voies de progrès apparaissent alors plus clairement :

- Il est possible de faire des mesures sur des échantillons se rapprochant des matériaux naturels, à l'aide d'un rhéomètre de grande taille. Mais les expériences et résultats obtenus avec de tels outils sont plus difficiles à maîtriser qu'avec des rhéomètres de laboratoire.
- Il est important, étant donné la complexité et la diversité de ces matériaux, de ne pas se contenter de quelques mesures. Il faut être

capable d'expliquer les caractéristiques particulières du comportement. La base d'une modélisation sérieuse du comportement est la connaissance des interactions au niveau de la microstructure. Ce type d'étude apporte les premières informations concernant la rhéologie des matériaux boueux.

Sur ces bases, on peut finalement établir une méthodologie d'étude des lois de comportement des laves torrentielles.

I.1 Délimitation du problème.

Les laves torrentielles se présentent dans la nature comme des écoulements d'une masse boueuse et rocailleuse dans le lit d'un torrent de montagne. Des observations directes du phénomène sont rares cependant car la première caractéristique de ce phénomène est sa soudaineté et son imprévisibilité. La seconde caractéristique principale de ce phénomène est sa complexité et sa variabilité (constituants, vitesse, hauteur, etc...). On comprendra mieux dans ces conditions qu'aucune terminologie ni classification reconnue ou suffisamment précise n'existe à l'heure actuelle. En outre de très nombreux termes sont utilisés dans différentes langues pour qualifier des écoulements naturels d'un mélange de boue et de cailloux sur une pente quelconque (SAURET (1986), INNES (1983)). Ces termes ("mudslide", "earthflow", "debris avalanche", "lahar", "mudflow", "debris flow", "schlammstrom", etc...) tiennent compte entre autres tantôt des constituants du matériau qui s'écoule, tantôt de son comportement, tantôt de la vitesse à laquelle il coule, tantôt de la façon dont s'est initié le phénomène. En français, assez peu de termes existent. On peut cependant citer : coulée de boue, lave torrentielle, coulée de débris, charriage hyperconcentré. Sans chercher pour l'instant à distinguer ou décrire certains de ces termes ou à en exclure d'autres, on nommera dans la suite lave torrentielle le phénomène suivant :

"Ecoulement, rapide lorsque la pente est forte (vitesse supérieure à quelques dizaines de centimètres par secondes), d'un mélange boueux et/ou rocailleux saturé en eau dans le lit (au moins au début) d'un torrent de montagne, avec une concentration solide telle que le mélange semble s'écouler comme un fluide"

D'emblée, en supposant le mélange saturé en eau, on se restreint au domaine des fluides qui peuvent être supposés incompressibles dans la plupart des écoulements à surface libre. Par ailleurs cette définition exclut : les charriages hyperconcentrés (au sens de **MEUNIER (1991)**) dans les torrents, qui ne sont pas des écoulements constitués d'un seul matériau homogène à une certaine échelle d'observation, ils semblent biphasiques (au sens d'une phase solide et une phase fluide aux caractéristiques différentes) ; et certains glissements de terrain rapides, qui ne peuvent vraisemblablement pas être considérés comme des milieux continus lors de leurs mouvements. Elle exclut aussi toutes sortes d'écoulements qui ne se produisent pas forcément au départ dans le lit des torrents ("lahar", coulée de boue,...). On notera que d'une part les matériaux apparaissant lors de ces phénomènes correspondent en général à la définition large donnée plus haut du matériau des laves torrentielles, et que d'autre part ces écoulements ont tendance à se canaliser d'eux-mêmes. Finalement on constate qu'ils ressemblent grossièrement à des écoulements de laves torrentielles. Dans la suite on s'intéressera, du point de vue du comportement, aux fluides que l'on peut nommer de manière générale "mélanges boueux", au sens d'un mélange d'argiles et de grains de toutes tailles, saturé d'eau, quelles que soient les proportions de chaque type de matériaux solides qu'ils contiennent ; et du point de vue des écoulements naturels et de leurs caractéristiques on ne s'intéressera qu'aux laves torrentielles. Se restreindre à l'étude du comportement des matériaux des laves torrentielles doit permettre de mieux comprendre le comportement non seulement d'autres matériaux naturels (vases, glissements sous-marins, "lahar",...) mais aussi le comportement de toutes sortes de mélanges boueux et rocailleux utilisés dans l'industrie (béton frais, boue de forage,...).

1.2 Caractéristiques générales des laves torrentielles.

(**DAVIES (1986)**) a écrit un résumé concernant ces caractéristiques, résumé dont nous avons traduit ici un extrait. "La plupart des observations de laves torrentielles mettent l'accent sur le caractère transitoire des écoulements. Ceux-ci sont souvent décrits comme des bouffées (**JOHNSON (1970)**, **LI JAN et al (1983)**, **NIYAZOV & DEGOVETS (1975)**, **PIERSON (1980)**). Des écoulements de faible

ou très faible hauteur alternent avec des vagues d'un matériau formé de roches et de boues et hautes de plusieurs mètres. **KHANG & ZHANG (1980)** et **LI & DEFU (1981)** cependant, ont observé des laves torrentielles quasi permanentes ; au contraire les phénomènes observés par **OKUDA et al (1980)** se composaient apparemment d'une seule vague ou "tête" suivie d'un écoulement de hauteur progressivement décroissante.

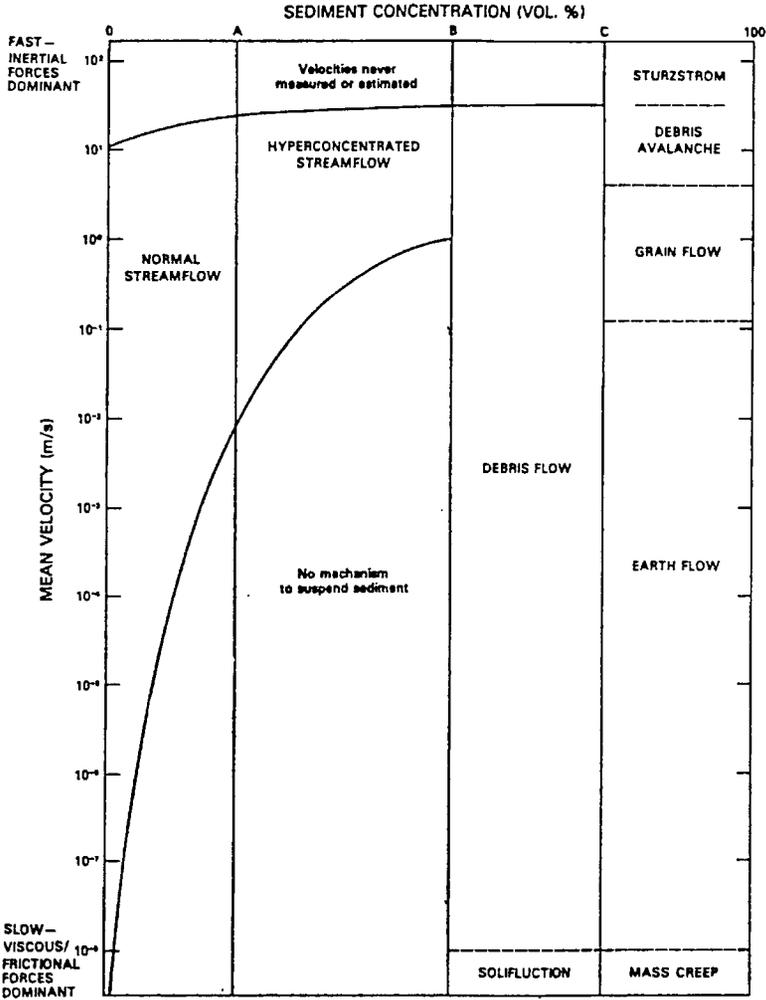
Il faut ajouter à cette description la capacité de la lave de transporter des blocs de grandes dimensions (jusqu'à plusieurs mètres de diamètre), l'absence d'un tri granulométrique net, et donc souvent l'incapacité de continuer à s'écouler sur de faibles pentes en laissant derrière elle les matériaux grossiers. Enfin la quantité de matériau qui s'écoule est variable dans une gamme de plusieurs ordres de grandeur (une à plusieurs centaines de milliers de m³ (**INNES (1983)**)). Ceci signifie que le phénomène peut se produire à différentes échelles, tout en présentant a priori des caractéristiques comparables.

I.3 Travaux antérieurs concernant la rhéologie des laves torrentielles.

I.3.1 Classification.

On ne cherchera pas dans la suite à proposer une liste exhaustive des travaux antérieurs. Notre but est de donner un aperçu général des réalisations en matière de modèles et d'expériences dans ce domaine.

Une approche qui permet de cerner le problème et de découvrir l'étendue du champ d'investigation est la classification des différents mouvements de matériaux solides dus à des écoulements d'eau, proposée par **PIERSON & COSTA (1987)** (Figure I.1). Celle-ci est particulièrement intéressante car elle se base sur les différents comportements des matériaux et donne un aperçu des interactions principales au sein des mélanges et les conséquences possibles de ces interactions sur le comportement. Un manque de données quantitatives concernant la rhéologie de ces matériaux apparaît nettement dans la littérature. Il n'est donc pas possible de détailler et préciser cette classification. Une autre classification basée sur les caractéristiques



FLUID TYPE	NEWTONIAN	NON-NEWTONIAN		
INTERSTITIAL FLUID	WATER	WATER+FINES		WATER+AIR+FINES
FLOW CATEGORY	STREAMFLOW		SLURRY FLOW	GRANULAR FLOW
FLOW BEHAVIOR	LIQUID	PLASTIC		

Figure I.1 : Classification proposée par PIERSON & COSTA (1987).

Table 5. Fluid Matrix Characteristics

Type of Flow	Concentration by Volume, C _v percent	Concentration by Weight, C _w percent	Flow Characteristics
Landslide	>64	>88	Will not flow, failure by block sliding or tumbling. Unsaturated soil conditions.
Landslide	50-64	73-88	Will not flow, block sliding failure with some internal deformation, slow creep prior to failure, saturated.
Mud flow	45-50	69-73	Flow initiates, plastic deformation with slow sustained creep. Begins spreading, moves subject to repeated vibration.
Mud flow	40-45	65-69	Mixes easily, shows some fluid properties. Surface may be inclined at rest. Waves dissipate rapidly.
Mud flood	35-40	59-65	Spreads on horizontal surface, marked particle settling, liquid horizontal surface, two phase separation in quiescent condition, waves travel easily.
Mud flood	30-35	54-59	Sand and gravel settle, distinct wave action.
Mud flood	20-30	41-54	Particles rest on bottom in wave motion.
Water flood	<20	<41	Water flood with bed and suspended load.

Figure I.2 : Classification proposée par O'BRIEN (1986).

qualitatives du matériau et concernant surtout les mélanges boueux très fins a été proposée par O'BRIEN (1986) (Figure I.2). Dans ce cas l'unique paramètre permettant de distinguer les types d'écoulements possibles est la concentration solide. Cette dernière classification est utile à la compréhension générale des phénomènes et d'un type tout à fait nouveau comparée aux études précédentes. Cependant son utilisation en pratique est douteuse car les plages de concentrations proposées peuvent varier de manière importante avec le matériau solide considéré pour une telle classification (par exemple un mélange d'eau et de bentonite coule difficilement à des concentrations solides de l'ordre de 10 % (et à des pH élevés (> 8)), alors que le même phénomène se produit à des concentrations solides de l'ordre de 70 % pour des mélanges naturels grossiers).

Pour mieux comprendre le stade d'avancement des connaissances dans le domaine de la rhéologie des matériaux boueux et des laves torrentielles, on va maintenant passer en revue les principaux modèles proposés à ce jour pour décrire le comportement des boues et laves torrentielles. Pour l'instant on ne s'intéressera pas spécialement à la rhéologie de matériaux modèles tels que les mélanges eau-argiles ou les mélanges fluide-particules grossières; ceux-ci ont fait l'objet d'études ponctuelles par ailleurs en rhéologie des fluides, mais aucune théorie générale et unificatrice du comportement de ces matériaux n'a pour l'instant été établie. On analysera seulement les études dont le but final est le comportement de matériaux qui sont les constituants d'écoulements naturels.

I.3.2 Modèles proposés pour décrire le comportement des laves torrentielles.

I.3.2.1 Modèle de Bingham.

JOHNSON (1970) et simultanément DAIDO (1971) ont proposé un modèle viscoplastique fondé sur les idées suivantes. On a affaire à une masse de roches et d'argiles mélangée à de l'eau, qui a donc un comportement intermédiaire entre celui d'un sol classique respectant un critère de Coulomb :

$$T = C + N \operatorname{tg} \phi$$

où T est la contrainte tangentielle, N la contrainte normale, ϕ l'angle de friction interne, C la cohésion ; et celui d'un fluide visqueux newtonien :

$$\tau = \eta \dot{\gamma}$$

où η est la viscosité et $\dot{\gamma}$ le gradient de vitesse. L'idée que le comportement des laves est proche de celui des sols se justifie par l'observation des zones d'arrêt des laves. Celles-ci sont situées en des lieux où la pente se réduit. De la même façon un solide frottant sur un plan incliné s'arrête lorsque la pente est trop faible. L'idée d'ajouter un terme visqueux se justifie en observant l'incompatibilité d'un simple critère de Coulomb avec les observations de terrain. En effet dans un chenal d'écoulement on peut souvent voir des dépôts de faible épaisseur d'une part dans le lit et d'autre part sur les bords. Les dépôts situés sur les bords ne sont sûrement pas issus d'une lave de petite échelle, qui se serait arrêtée là ; il n'y pas de raison qu'une lave coule dans cette zone surélevée ni qu'elle l'atteigne soudainement avant de s'arrêter. Ils ont clairement été apportés par une coulée plus épaisse qui montait jusqu'à leur niveau. Si cette coulée a laissé des matériaux sur les côtés lorsque son niveau a baissé cela veut dire que le mélange ne glissait pas sur le fond mais qu'il était cisailé. Il y a par conséquent un certain cisaillement dans la masse et donc des dissipations visqueuses.

Le comportement final obtenu par **Johnson** est le suivant:

$$\tau = C + N \operatorname{tg}\phi + \eta \dot{\gamma}$$

La différence avec un modèle de Bingham est qu'ici la contrainte seuil est exprimée sous forme d'un critère de Coulomb. Ultérieurement, pour expliquer le bombement de la surface des écoulements naturels et pour tenir compte des interactions entre particules, **JOHNSON (1984)** a suggéré d'ajouter un terme de contrainte dont l'origine est le travail de **Mc TIGUE (1979)** sur les écoulements granulaires. Il obtient ainsi sous forme tensorielle :

$$\sigma_{ij} = \left(\frac{C - \frac{\sigma_{kk}}{3} \mu}{\sqrt{-D_{II}}} + A\sqrt{-D_{II}} \right) D_{ij} + B D_{ik}D_{kj}$$

où σ_{ij} sont les composantes du tenseur des contraintes, D_{ij} celles du tenseur des déformations, D_{II} est le second invariant du tenseur des déformations, et A, B, C, μ des constantes. Le dernier terme du membre de droite de cette expression introduit des différences de contraintes normales non nulles susceptibles d'expliquer le bombement de la surface des laves.

Le modèle de Bingham est celui qui fait le plus l'objet de l'attention des chercheurs quand il s'agit de décrire le comportement des laves torrentielles, notamment aux Etats-Unis (**JOHNSON (1970), O'BRIEN (1986)**). Mais en Chine aussi les chercheurs utilisent couramment ce modèle pour décrire le comportement des "écoulements hyperconcentrés" (en général boue de faible densité mais homogène parce les particules en suspension sont fines) et des laves qui se produisent dans leur pays. Les paramètres du modèle (seuil et viscosité) sont supposés varier en fonction de la concentration de particules solides (**QIAN NING & WAN ZHAOHUI (1986)**). Se basant sur des résultats d'expériences de rhéométrie sur des matériaux fins de dépôts ou de boues de charbons, **FEI (1982)** a proposé

$$\tau = \tau_c(C_v, \delta, D_i, \Delta P_i) + \mu(C_v, \delta, D_i, \Delta P_i) \dot{\gamma}$$

où C_v est la concentration volumique solide, δ l'épaisseur d'eau liée autour des particules, et ΔP_i pourcentage de particules dont le diamètre est D_i . Les fonctions τ_c (contrainte seuil) et μ (viscosité) sont exprimées par les lois empiriques suivantes :

$$\mu = \mu_0 \left(1 - \frac{C_v}{C_m}\right)^{-2.5} \quad \text{avec} \quad C_m = \frac{1}{1 + 6\alpha\delta \sum_i (\Delta P_i / D_i)}$$

où μ_0 est la viscosité de l'eau et α une constante ; et

$$\tau_c = \exp\left[8,45 \left(\frac{C_v - 1,26 (C_m)^{3,2}}{C_m}\right) + 1,5\right]$$

où τ_c est exprimé en Pa.

Enfin **NAIK (1983)**, jugeant que les matériaux des laves torrentielles étaient des dispersions concentrées a fait une revue des travaux de rhéologie dans ce domaine. Concluant après cette revue que le fluide interstitiel des laves devait suivre une loi de Bingham, il a estimé que l'ensemble des matériaux grossiers présents dans ce fluide devaient affecter les paramètres de cette loi mais pas la loi en elle-même. **NAIK (1983)** a finalement proposé un modèle permettant d'estimer ces nouveaux paramètres à partir de la granulométrie du matériau.

I.3.2.2 Modèle viscoplastique généralisé.

Dans le but de rassembler les apports physiques et mathématiques des deux principaux modèles proposés jusqu'alors (**JOHNSON (1970)** et **TAKAHASHI (1978, 1980)**), **CHEN (1987)** a proposé le modèle viscoplastique généralisé suivant :

$$\sigma_{12} = C \cos\phi + p \sin\phi + \mu_1 \dot{\gamma}^n \quad ; \quad \sigma_{11} = \sigma_{22} = \mu_2 \dot{\gamma}^n$$

où p est la pression, n , C , ϕ , μ_1 , et μ_2 des constantes. n a selon lui une valeur comprise entre 1 et 2. Dans cette expression σ_{12} est la composante tangentielle déviateur des contraintes, le terme $-p$ habituellement introduit dans l'expression des contraintes normales de **CHEN (1987)**, n'est donc pas exprimé ici.

I.3.2.3 Modèle de **BAGNOLD (1954)**.

TAKAHASHI (1978, 1980, 1981) a proposé d'appliquer au cas des laves torrentielles, un modèle obtenu par **BAGNOLD (1954)** pour décrire le comportement de mélanges d'un fluide et de particules. Selon ce modèle, on peut distinguer deux régimes d'écoulements selon la valeur d'un nombre adimensionnel N . On a :

$$N = \frac{\sqrt{\lambda}}{\eta} \rho_s D^2 \dot{\gamma}$$

où ρ_s est la masse volumique des particules, D leur diamètre, η est la viscosité du fluide interstitiel, $\dot{\gamma}$ le gradient de vitesse, et λ défini par :

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt[3]{\frac{C_m}{C_v} - 1}}$$

où C_v est la concentration volumique solide et C_m la concentration maximale d'entassement des particules.

Régime macrovisqueux : $N < 40$

Les dissipations d'énergie au sein du mélange sont essentiellement dues au cisaillement du fluide interstitiel et :

$$\tau = 2,25 \lambda^{1,5} \eta \dot{\gamma}$$

Régime inertiel : $N > 450$

L'énergie est transmise principalement par l'intermédiaire des chocs entre particules.

$$\tau = a \rho_s (\lambda \sigma)^2 \eta \dot{\gamma}^2$$

où a est un coefficient empirique à déterminer dans chaque cas. Ce modèle n'a pas fait l'objet d'autres vérifications par des expériences de rhéométrie que celles par exemple de **BAGNOLD (1954)** ou **SAVAGE & SAYED (1984)** sur des fluides modèles constitués d'un fluide et de particules (de diamètre uniforme dans presque tous les cas). Par ailleurs les chercheurs japonais ont surtout essayé de vérifier la validité de ce modèle sur des écoulements de fluides granulaires modèles en canal, en examinant la possibilité de caler le profil des vitesses théorique sur le profil des vitesses expérimentales (**TAKAHASHI (1980)**). Ce modèle est très utilisé au Japon pour modéliser le comportement des laves très granulaires qui se produisent souvent dans ce pays. Cependant son utilisation directe pour l'application à des écoulements réels, contenant des particules de tailles très variées, et éventuellement un fluide interstitiel non clairement défini (mélange eau-particules fines ?), ne nous semble pas devoir être permise dans l'état actuel des connaissances. Enfin ce modèle ne suggère pas l'existence d'un seuil de contrainte à dépasser pour provoquer l'écoulement. Pour remédier à ce problème **TAKAHASHI (1991)** propose d'établir le critère de démarrage de la masse de matériaux sur une pente quelconque en supposant que c'est la totalité de la masse qui se met en mouvement au départ en glissant sur le fond fixe (**TAKAHASHI (1978)**). Il s'agit alors d'un phénomène de rupture analogue à celui qui est envisagé dans les problèmes de mécanique des sols. De cette manière apparaît l'idée que les frictions intergranulaires jouent un rôle dans l'écoulement (plus particulièrement ici le déclenchement). On peut s'interroger sur la validité d'une théorie qui suppose un comportement solide dans certaines

conditions et un comportement fluide dans d'autres conditions. Mais le point indiscutable pour l'instant est qu'un tel modèle n'est pas satisfaisant d'un point de vue théorique puisqu'on ne peut pas utiliser une seule loi de comportement du matériau pour décrire l'ensemble des phases de l'écoulement. Notamment on ne peut pas prévoir le comportement de la lave au moment de l'arrêt.

I.3.2.4 Commentaires.

Les modèles rhéologiques proposés pour décrire le comportement des matériaux boueux naturels n'ont en général pas de fondement théorique solide, ce qui est compréhensible compte-tenu de la complexité du milieu. Ils ne se basent pas non plus sur des travaux expérimentaux conséquents. Par exemple c'est essentiellement par des observations de dépôts de laves ou des expériences sur des mélanges fins très éloignés des matériaux grossiers que le modèle de Bingham a été vérifié; quant au modèle proposé par **BAGNOLD (1954)** il est au moins très incomplet puisqu'il ne permet pas d'exprimer l'existence d'un seuil de contrainte. En outre **IVERSON (1987)** dans une revue critique de tous les modèles cités précédemment a notamment soulevé un certain nombre de problèmes mathématiques que pose l'utilisation directe du modèle développé par **TAKAHASHI (1980)**. Il apparaît finalement nécessaire de réaliser en parallèle des études théorique et expérimentale de ces matériaux, pour déterminer le comportement et être capable de l'expliquer.

I.3.3 Rhéologie du béton frais.

Comme les mélanges boueux n'ont pas fait l'objet de beaucoup d'études fondamentales notamment en matière de rhéologie il peut être utile de s'intéresser aux travaux réalisés à propos de matériaux ressemblant dans leur structure aux matériaux boueux et rocailleux qui nous concernent. C'est le cas du béton frais.

Le béton est constitué d'une part de ciment - produit chimique fabriqué à partir d'argiles et de roches concassées- et d'autre part en grande proportion de granulats : sables, gravillons, cailloux. Le granulats constitue le squelette du béton et le ciment le liant qui assure la cohésion de l'ensemble. Le béton frais est le produit intermédiaire nécessaire à la fabrication du mélange et à son acheminement. Il est le résultat de la suspension dans l'eau des matériaux cités plus haut. On a donc clairement

un mélange très ressemblant à une lave torrentielle non seulement dans sa structure mais aussi dans ses constituants.

Les études fondamentales de ces mélanges n'ont pas été nombreuses en matière de rhéologie. **TATTERSALL & BANFILL (1983)** ont fait une excellente revue des connaissances dans ce domaine. Il apparaît que des difficultés expérimentales ont souvent perturbé les résultats. Les chercheurs ont la plupart du temps admis que le comportement suivait une loi de Bingham. **TATTERSALL & BANFILL (1983)** estiment finalement que les dimensions idéales d'un rhéomètre adapté à ce genre de mélanges devraient être : cylindres coaxiaux, 1 m de profondeur, 1,2 m et 1 m de diamètres extérieur et intérieur. **UKRAINCIK (1980)** a réalisé des expériences à l'aide d'une boîte de cisaillement cubique (20 cm de côté) à des faibles gradients de vitesses et déformations. Cet auteur, qui a réalisé aussi des expériences de rhéométrie, a noté que le béton frais possède en plus du seuil de contrainte un comportement rhéofluidifiant aux faibles gradients de vitesse.

Les besoins des industriels, en matière de comportement physique du béton frais, semblent être surtout liés à la possibilité de comparer entre eux les différents matériaux du point de vue global de leur résistance à l'écoulement. Ils utilisent donc (comme dans de nombreux autres domaines) une mesure empirique relative aux réactions du matériau quand on cherche à le cisailier. Il s'agit de la "maniabilité" du béton frais, mesurée à l'aide d'un appareil analogue au scissomètre utilisé en mécanique des sols, où le croisillon est souvent remplacé par des pales de formes plus étudiées. Le couple appliqué et la vitesse qui en résulte sont mesurés. On peut ensuite comparer les résultats obtenus pour divers matériaux.

I.3.4 Rhéométrie dans le domaine des laves torrentielles.

Aucune mesure de rhéométrie sur le matériau naturel brut n'a bien sûr été faite pour l'instant, compte-tenu des dimensions des plus grandes particules qu'on peut trouver en général dans ces laves. Cependant les chercheurs ont apparemment tenté progressivement de se rapprocher de cette solution idéale.

Un premier type de mesures consiste à observer des écoulements naturels pour mesurer les paramètres d'une loi de Bingham par exemple, ou à mesurer les hauteurs d'arrêt de laves sur des adoucissements de pentes (JOHNSON (1970)) ou sur des talus (PIERSON (1985)), ou encore à mesurer les différences de niveaux de dépôts latéraux dans des coudes du canal (PIERSON (1985)).

Le second type de mesures est effectué à l'aide d'appareils de laboratoire munis d'outils (géométries de mesure) de dimensions assez réduites et a pour objet l'étude du comportement de mélanges d'eau et de la fraction très fine des laves torrentielles (O'BRIEN & JULIEN (1988)). Ces derniers ont étudié le comportement de la matrice fine de laves torrentielles à l'aide d'un rhéomètre à cylindres coaxiaux dans la gamme de gradients de vitesse [$2; 50 \text{ s}^{-1}$] et ont conclu à un comportement du type Bingham. Il convient de progresser dans ce domaine qui reste prometteur pour la compréhension du comportement des matériaux grossiers. Il est possible dans une telle étude de faire des expériences assez bien maîtrisées d'habitude en rhéologie des fluides, et ceci doit permettre de comprendre un fluide ressemblant aux matériaux naturels. Mais pour l'instant, il n'existe aucune base théorique qui permette de déduire le comportement des laves naturelles complètes à partir de telles mesures qui s'appliquent à des mélanges de matériaux particuliers (fins) avec de l'eau à des concentrations particulières.

Récemment une nouvelle approche, qui consiste à étudier des mélanges plus grossiers que précédemment à l'aide de rhéomètres, a été tentée par deux équipes différentes :

a) Rhéomètre à cylindre coaxiaux de grande taille.

A l'aide d'un rhéomètre à cylindres coaxiaux (diamètre extérieur d'environ 0,2 m et un intervalle entre cylindres de 31 mm) MAJOR & PIERSON (1990) ont réalisé des expériences sur des mélanges prélevés sur le terrain dans des dépôts de laves où seule la fraction inférieure à 2 mm a été conservée. Ils ont fait des essais en variant la concentration de particules grossières ($> 63 \mu\text{m}$) ajoutées à un mélange d'eau et de particules très fines ($63 \mu\text{m}$) à différentes concentrations. Ils ont pu ainsi constater la diminution de la viscosité et du seuil de contraintes lorsque la concentration en particules grossières augmente à concentration solide

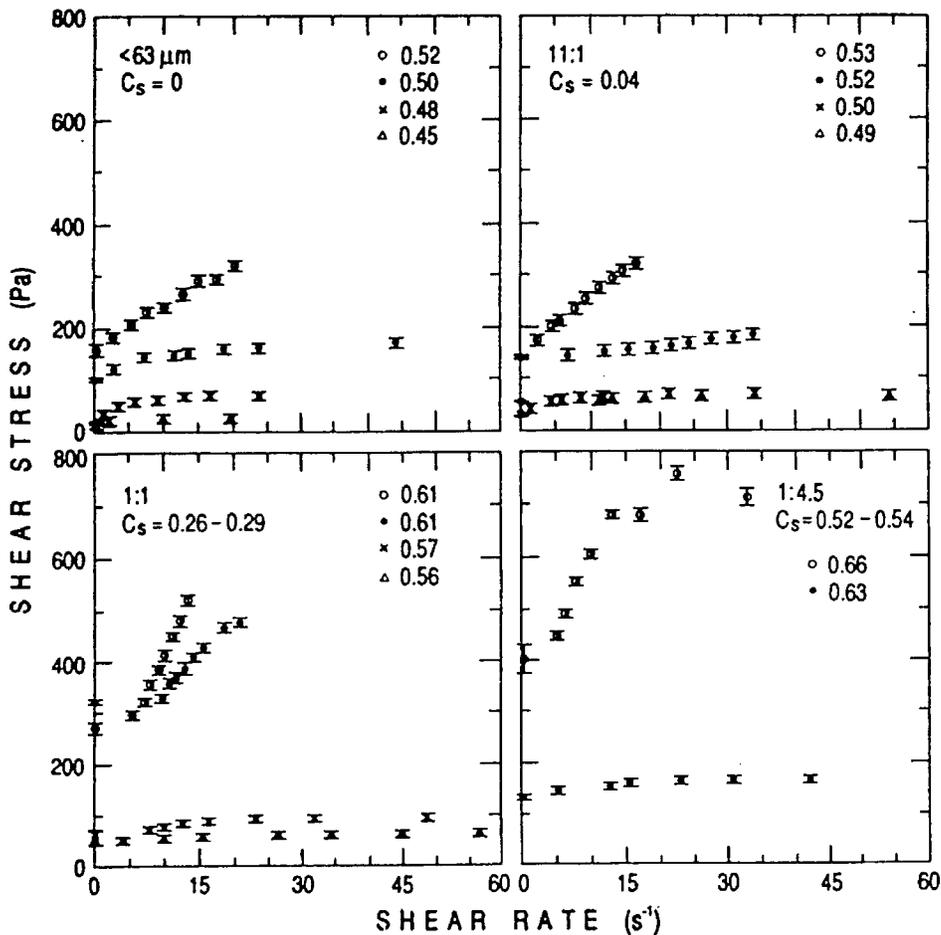


Figure I.3 : Courbes des régimes permanents d'échantillons fins de laves torrentielles (d'après **PIERSON (1991)**) testés au rhéomètre cylindres coaxiaux de grandes dimensions. Les rapports indiquent la proportion des particules fines (< 63 μm) par rapport au sable. En face des symboles sont indiquées les concentrations volumiques solides totales. C_s est la concentration de sable.

totale constante (cf Figure I.3). Le modèle qui semble le plus adapté à leurs résultats semble celui de Bingham (dans la gamme assez restreinte de gradient de vitesse testé : 5 à 20 s⁻¹ pour les mélanges les plus visqueux, et 5 à 50 s⁻¹ pour les moins visqueux). Des considérations qualitatives, concernant les modifications du comportement produit par un ajout de sables dans les mélanges, ont été exprimées dans un article récent des mêmes auteurs (MAJOR & PIERSON (1992)).

b) Rhéomètre cône-plan de grande taille.

PHILLIPS (1988) et PHILLIPS & DAVIES (1989, 1991) ont réalisé des expériences avec un rhéomètre cône-plan d'environ 2 m de diamètre et un angle de 30°. Le gradient de vitesse pouvait être imposé entre 0 et 5 s⁻¹. Un rhéomètre identique à l'échelle 1/5 du précédent a aussi été utilisé dans le but de tester des matériaux modèles. Le cisaillement qui n'est pas homogène en théorie du fait de l'angle important du cône a été observé à l'intérieur de l'appareil et ressemble grossièrement à celui d'un cisaillement simple. Cependant il existe du fait des bords latéraux, nécessaires au maintien du matériau dans l'intervalle, une zone morte qui perturbe les mesures.

Les mélanges testés ont été formés à partir de prélèvements sur des dépôts de laves torrentielles dont il n'a été conservé que la fraction des particules de diamètre inférieur à 3,5 cm. Ces résultats sont présentés sur la Figure I.4. On constate des fluctuations importantes des mesures et une grande sensibilité des mesures à la concentration.

Des mesures analogues ont été faites sur des mélanges des mêmes dépôts en gardant les particules de diamètre inférieur à 15 cm (cf Figure I.5). Les fluctuations sont trop importantes pour qu'une loi de comportement puisse être distinguée. D'après PHILLIPS & DAVIES (1991) cette dispersion des mesures autour d'une même valeur de contrainte est une propriété caractéristique des fluides "visco-granulaires".

Il nous semble que des problèmes n'ont pas été suffisamment pris en compte dans l'appréciation des résultats. Il s'agit d'une part des effets de bords dont il a été question précédemment. D'autre part la troncature du cône est trop restreinte, laissant ainsi un jeu très faible (à peu près égal au diamètre maximum des particules) entre les outils de mesure dans cette

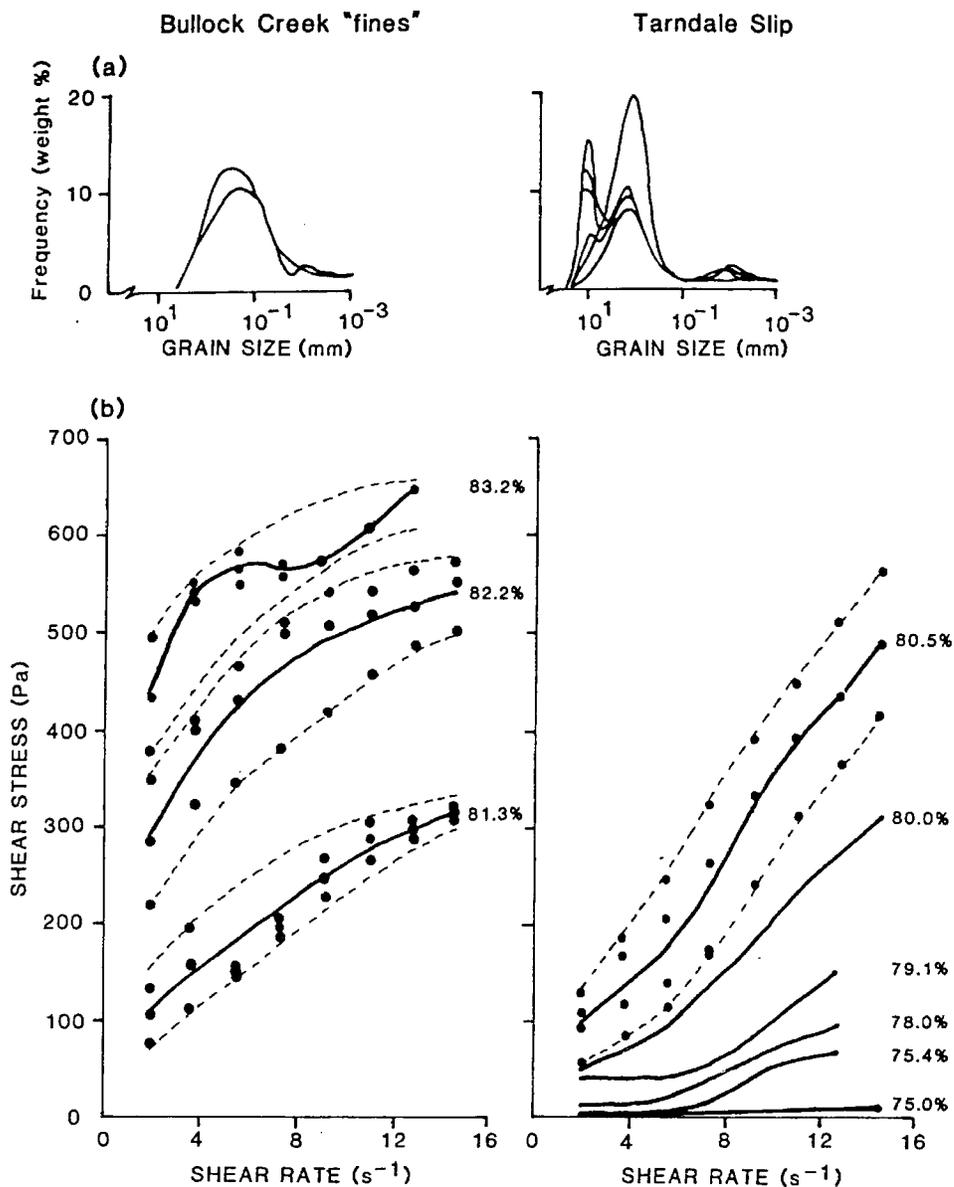


Figure I.4 : Figures du haut : Granulométries des échantillons de laves torrentielles (< 3,5 cm) testés (d'après PHILLIPS & DAVIES (1991)) au rhéomètre cône-plan de grandes dimensions. Figures du bas : Courbes des régimes permanents obtenues. C_w est la concentration massique solide.

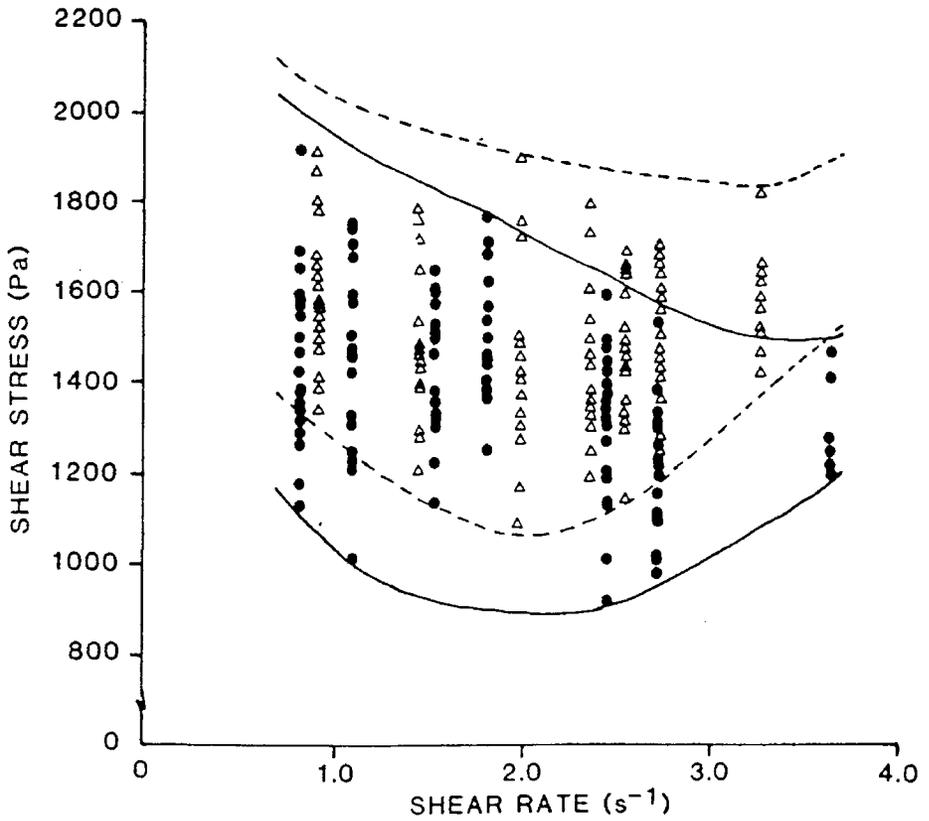


Figure I.5 : Courbes des régimes permanents des deux échantillons très grossiers (< 12 cm) de laves torrentielles testés au rhéomètre cône-plan de très grandes dimensions (PHILLIPS & DAVIES (1991)).

zone. Des coincements de particules sont donc à craindre, ce qui pourrait expliquer les fluctuations des mesures.

I.3.5 Conclusion.

Les modèles de loi de comportement proposés jusqu'ici sont variés et apparaissent sans fondements aussi solides que dans le domaine de la rhéologie de certains matériaux (par exemple les polymères, ou les suspensions peu concentrées en particules non interactives, etc...). Les expériences qui permettraient de progresser sont trop peu nombreuses et font parfois apparaître des difficultés non maîtrisées. Ceci est certainement dû à la complexité du matériau et il convient d'abord de bien définir le contexte de la mécanique dans lequel on se place et les outils dont on dispose.

Selon **IVERSON & DENLINGER (1987)**, la faiblesse principale des modèles rhéologiques proposés pour décrire le comportement des laves torrentielles est qu'ils ne tiennent pas compte de toutes les interactions possibles entre les constituants des laves. En accord avec cette idée, nous allons aussi dans la suite tenter d'approcher le comportement des mélanges boueux en passant en revue les différentes interactions possibles au sein des mélanges et les effets qu'ils peuvent produire sur le comportement.

MEUNIER (1991) a exprimé la difficulté d'utiliser les connaissances actuelles du comportement des laves ou des boues pour une application à des écoulements naturels, et notamment la grande différence entre les mesures des paramètres rhéologiques en laboratoire et des estimations de ces paramètres à partir d'observations de phénomènes naturels. Cette difficulté tire probablement son origine du fait qu'il ne s'agit pas du même matériau qui est testé en laboratoire ou observé sur le terrain. Mais on s'aperçoit ainsi qu'on peut distinguer deux problèmes principaux à résoudre. Le premier est celui de la connaissance plus précise du comportement en général des matériaux boueux. Le second est celui de l'évaluation par quelque moyen que ce soit du comportement de la lave dans son ensemble, et notamment si possible d'une méthode permettant de calculer ce comportement à partir de mesures réalisées en laboratoire ou sur des échantillons moins grossiers.

I.4 Approximation des milieux continus.

Les laves torrentielles et les matériaux boueux en général sont des milieux capables de se déformer, de s'écouler. Pour étudier les écoulements de ces mélanges il est naturel de chercher à se placer dans le cadre de la mécanique des milieux continus.

Un milieu continu est un système dont les caractéristiques physiques sont continus dans l'espace et le temps. Théoriquement cela signifie que les caractéristiques physiques du milieu, définies sur des volumes ou des surfaces à l'aide d'intégrales, sont continûment dérivables par rapport aux variables spatiales et temporelles. En pratique un milieu continu n'existe pas. Il suffit de se placer à l'échelle de l'atome pour trouver des discontinuités importantes de toutes les caractéristiques du milieu. Il faut donc pour résoudre cette difficulté admettre qu'un milieu continu est nécessairement associé à une échelle d'observation (spatiale et temporelle). A cette échelle d'observation, les variations des caractéristiques physiques étudiées du milieu, d'un point à un autre point voisin, sont faibles devant la variation maximum de cette grandeur entre deux points quelconques du système. En outre les variations de ces caractéristiques, entre deux instants séparés par une durée faible devant les durées d'observation, sont faibles devant les variations qui se produisent pendant ces temps d'observations. Ces réflexions ne représentent en rien une définition complète d'un milieu continu, chaque cas particulier nécessiterait une étude théorique particulière. De manière générale, en pratique, *seule l'expérience permet de conclure à la validité d'une telle hypothèse.*

Quelques principes nécessaires (mais non suffisants) pour utiliser à bon escient cette hypothèse du milieu continu découlent cependant des considérations suivantes:

- A l'échelle d'observation considérée, les variations de la vitesse ne doivent pas être localisées le long de certaines surfaces. Si on peut observer une surface de changement brusque de la vitesse, ce changement doit être négligeable devant la variation de vitesse entre les frontières du matériau.

- la taille des particules élémentaires des différents constituants (donc aux comportements différents) doit être faible devant la distance minimum

entre les frontières du matériau. Le rapport de ces deux quantités doit théoriquement être inférieur à 1/10. Cependant, pour augmenter les chances d'obtenir un champ des vitesses continu, on cherche en général à avoir un rapport inférieur à 1/50. Plus le rapport est faible plus il faut se méfier des discontinuités qui peuvent apparaître dans le champ des vitesses.

Dans le cas des laves torrentielles, granulaires ou boueuses, on pourra presque toujours faire l'hypothèse que le milieu est continu. Ceci s'explique assez bien :

- par le fait que la concentration en eau est suffisamment grande pour que les mélanges ne se fracturent pas comme les sols lors de déformations importantes;

- par le fait que cette concentration en eau est suffisamment faible pour que les grains ne tombent pas très rapidement au fond du canal. Ainsi pris en général dans une matrice boueuse ou coincée entre des particules grossières l'eau n'a pas la possibilité de couler indépendamment de la masse solide de manière notable. A une échelle suffisamment grande on a donc affaire à un matériau homogène, au point que certains auteurs parlent de transport en masse (VAN EFFENTERRE (1979)).

- par le fait que la grande majorité des particules transportées dans le corps de ces laves ont un diamètre faible devant le rayon hydraulique du canal d'écoulement. Il y a cependant quelques exceptions. On peut imaginer par exemple un bloc d'un diamètre de l'ordre du mètre, transporté par une lave de quelques mètres de largeur, mais cela semble rare. Si de telles particules sont rares dans la masse elles ne peuvent pas influencer de manière importante l'écoulement de l'ensemble;

- par le fait que la plupart des observations de phénomènes naturels (Films de VALLA et al (1981), et de COSTA & WILLIAMS (1984)) confirment que la masse principale de la lave (le corps) semble se déformer continûment et avec une vitesse nulle aux parois. Ces observations ne concernent que la surface des écoulements. Il est très probable qu'à l'intérieur du matériau et notamment près du fond du canal, puisque les efforts sont plus importants qu'en surface, le matériau a moins tendance à se fracturer qu'à la surface, donc les déformations sont aussi continues.

On admettra donc que la lave à notre échelle d'observation peut être considérée comme un milieu continu. Mais il faut remarquer qu'il n'est pas possible en général, étant donné les dimensions des blocs contenus dans une lave, de prélever un petit échantillon représentatif du matériau naturel et d'étudier son comportement pour connaître celui de la lave. Il est essentiel de bien voir qu'un matériau boueux ne peut être considéré comme un milieu continu qu'au-dessus d'une certaine échelle d'observation. Moyennant ces considérations on pourra admettre, que l'hypothèse du milieu continu est valable aussi pour la plupart des fronts de laves.

On peut aller plus loin en notant que les laves torrentielles et les matériaux boueux en général peuvent être considérés comme des fluides, dans le sens où ils sont capables de se déformer continûment de manière irréversible tout en conservant leurs propriétés mécaniques vis à vis de la déformation. Nous plaçant ainsi dans le cadre de la mécanique des fluides il est nécessaire de rappeler les outils mathématiques qui permettent d'étudier les caractéristiques intrinsèques d'un fluide.

I.5 Lois de comportement.

L'évolution d'un système est décrite à l'aide d'un certain nombre de variables physiques et de paramètres. En mécanique des fluides on considère principalement la masse volumique ρ , la température θ , la vitesse \mathbf{u} , le tenseur des contraintes Σ , le flux de chaleur par unité de surface \mathbf{q} , l'énergie interne massique e , les forces extérieures de volume par unité de masse \mathbf{b} , la densité volumique de quantité de chaleur r , et l'entropie massique s . Ces grandeurs sont reliées par les équations de conservations de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, et par le second principe de la thermodynamique. Ces lois physiques sont générales et valables pour tout système tant que les grandeurs considérées sont bien toutes celles qui décrivent l'évolution du système. Mais pour résoudre complètement ces équations lorsqu'on connaît les conditions aux limites et les conditions initiales, il est nécessaire d'y ajouter des relations supplémentaires reliant Σ , \mathbf{q} , $f (= e - \theta s)$, et s aux autres variables. Ces relations intrinsèques au matériau, i.e qui ne dépendent pas d'un point de vue formel de l'écoulement particulier envisagé, sont les lois de

comportement. Suivant le formalisme et les hypothèses de la mécanique rationnelle des milieux continus (TRUESDALL (1974)) ces lois doivent vérifier un certain nombre de principes qui permettent de simplifier la forme générale de ces relations. Notamment on réduit souvent l'étude des lois de comportement à la recherche d'une relation entre le tenseur des contraintes et le tenseur des déformations, voire même à la recherche plus simple d'une relation entre la contrainte tangentielle et le gradient de vitesse. En rhéométrie on réalise des écoulements simples maîtrisés. Il semble préférable dans ce cadre d'étudier les matériaux lors de cisaillements simples plutôt qu'en élongation parce que c'est le phénomène qui intervient principalement lors d'un écoulement naturel.

Hypothèse de base : Nous ne tiendrons pas compte des modifications du matériau au cours de l'écoulement (altération des roches transportées, modification de la concentration solide par érosion, etc...). Par conséquent nous considérerons la lave comme *un fluide donné*. Cette hypothèse semble bien justifiée : ceci correspond à la phase d'écoulement dans le lit du torrent après la phase de formation. Pendant cette phase d'écoulement qui dure assez longtemps, par un jeu de dépôts et d'érosion le fluide se modifie assez peu. Cette hypothèse qui semble assez raisonnable pour une approche de la rhéologie des laves torrentielles devra naturellement être remise en cause pour une étude de l'initiation, du déclenchement, de la formation des laves.

Il est important de voir que quelle que soit la complexité du milieu initial, une description ou une étude à une échelle suffisamment importante permettent de ne plus avoir à considérer les particularités locales du milieu. C'est tout l'intérêt de la mécanique des milieux continus. Ainsi la connaissance des interactions au niveau de la microstructure servira à comprendre le comportement des mélanges dans la mesure où on aura été capable auparavant de distinguer les interactions qui sont prédominantes ; et à construire un modèle ou une explication de la loi de comportement capable de décrire la réalité. Dans le cas où ceci n'est pas possible, il faut en général envisager de réaliser des mesures du comportement du matériau de manière directe et globale. Quelles que soient les interactions au sein du milieu, si l'échelle autorisant à le considérer comme continu est

atteinte, et s'il n'y a pas de dégradation quelconque du matériau, les résultats permettront d'obtenir "une" loi de comportement.

Dans la première approche de la rhéologie des laves torrentielles qu'on se propose de faire ici, on peut examiner la nature des fluides étudiés pour en déduire quelques idées sur leur comportement.

I.6 Importance des constituants des laves torrentielles.

I.6.1 Les constituants des laves torrentielles.

On trouve dans les laves une certaine quantité d'eau amalgamée à des matériaux solides. En outre dans les laves on peut trouver des débris végétaux ou animaux anciens ou récents et parfois de l'air. La concentration de ces derniers matériaux est très irrégulière d'une lave à l'autre et au sein d'une même lave, mais reste toujours très faible. Par conséquent on admettra que leur influence sur le comportement de l'ensemble est négligeable et on ne tiendra pas compte par la suite de ces éléments.

Les matériaux solides constituant la lave apparaissent individuellement sous forme de particules. Si on s'intéresse aux caractéristiques particulières de chacun de ces constituants on se heurte au problème suivant : les formes géométriques apparentes, les minéraux constitutifs de chacune des particules et la structure de leur arrangement sont variables d'une particule à l'autre et variés en moyenne d'une lave à l'autre. En effet ces caractéristiques dépendent : de la géologie du bassin versant duquel sont issus les matériaux, de la façon dont se forment les différents types de constituants (érosion, altération des roches, etc...), et aussi du mode d'initiation et d'entretien de la coulée. La diversité des caractéristiques possibles des constituants des laves qui en résultent contribue à rendre trop difficile à réaliser et trop complexe une classification fondée sur des paramètres autres que la taille des particules.

L'idée la plus simple est donc de classer dans un premier temps les matériaux solides en fonction de leur taille. Nous utiliserons la classification suivante, en fonction du côté des carrés du tamis limite au travers duquel les matériaux humides passent : argiles ($D < 2\mu\text{m}$), limons

($2 \mu < D < 20 \mu$), sables fins ($20 \mu < D < 200 \mu$), sables gros ($200 \mu < D < 2 \text{ mm}$), graviers ($2 \text{ mm} < D < 20 \text{ mm}$), cailloux ($20 \text{ mm} < D < 200 \text{ mm}$).

I.6.2 Propriétés des constituants au sein du mélange.

Un mélange boueux contient :

- de l'eau, qui peut être libre (son comportement est alors celui qu'elle a hors du mélange) ou adsorbée sur les particules d'argiles (elle a alors une forte viscosité et ne disparaît pas en dessous d'une température de 200 à 300°C). De ce fait on considèrera cette eau adsorbée comme faisant partie intégrante des particules d'argiles;
- des particules d'argiles de tous types, qui proviennent de la désagrégation physique ou mécanique de roches, et ont des dimensions faibles ($< 2 \mu\text{m}$), et une structure particulière en plaquettes ou en fibres;
- des grains, issus de tous types de roches, dont le diamètre varie entre quelques microns et plusieurs mètres. Leur forme varie entre celle de la sphère et celle de galets plats étroits et allongés. Leur masse volumique est située la plupart du temps entre 2650 et 2750 kg/m^3 . Pour simplifier l'étude, et parce que le calcul de la masse volumique comporte toujours des imprécisions et doit varier d'un grain à l'autre, il est plus pratique de supposer que la masse volumique des grains est 2700 kg/m^3 . Cette hypothèse introduit des erreurs faibles dans les calculs de concentration. Le coefficient de friction d'un grain peut différer de manière significative de l'un à l'autre, ainsi que lorsqu'on les frotte ensemble après les avoir humidifiés. Cependant, comme chaque mélange contient une large gamme de matériaux différents et de toutes tailles, on admettra que ces grains ont des caractéristiques lors de leurs frottements, qui sont égales aux caractéristiques moyennes du mélange.

De cette description on pourrait conclure qu'il est possible de simplifier l'étude en regroupant les argiles et les grains dans un groupe nommé "particules". Or ceci n'est pas possible car :

- les particules d'argiles en présence d'eau sont capables d'interagir entre elles (s'attirer ou se repousser) à distance ;
- les particules d'argiles mélangées à l'eau forment des suspensions colloïdales. Ces particules peuvent ainsi effectuer des mouvements browniens. La limite supérieure du diamètre d'une particule colloïdale est

approximativement celle qu'on s'est fixée entre les grains et les particules d'argiles.

On est donc obligé de conserver cette séparation entre particules d'argiles et grains mais on peut faire plus : il est possible de considérer tout mélange comme une suspension de grains solides dans une solution d'eau et d'argiles. Ce dernier type de mélanges est une suspension de particules colloïdales dans un fluide, et est donc, au sens de MEWIS (1976), une *dispersion*. Le mélange d'un fluide et de particules non colloïdales est quant à lui une *suspension*. Etant donné les concentrations observées dans la nature on constate qu'en termes physiques, et en utilisant la classification de MEWIS (1976), les boues sont des suspensions concentrées dans des dispersions concentrées.

Passons maintenant en revue les paramètres importants dans la description d'un écoulement de laves torrentielles et qui par conséquent devront faire l'objet de toute notre attention au cours de cette étude.

I.6.3 Paramètres importants.

I.6.3.1 Concentration.

La concentration est la fraction d'un matériau donné par rapport à l'ensemble des matériaux d'un mélange. Dans un premier temps on a vu qu'il était préférable de se restreindre à des fluides qui peuvent être considérés comme homogènes pendant tous les écoulements. Ainsi les effets de la pesanteur sur les différents éléments sont supposés négligeables au moins dans le cadre d'une étude des lois de comportement. Dans ces conditions, les volumes occupés par chaque type de matériaux sont plus représentatifs que leurs masses. A la fraction volumique occupée par un matériau solide correspond plus directement les effets qu'il peut avoir sur le comportement de l'ensemble. On s'intéressera donc toujours à la concentration volumique du matériau, i.e. le rapport du volume de ce matériau et du volume total.

Il est clair depuis longtemps dans le domaine des laves torrentielles que la concentration solide joue un rôle important dans le comportement. De nombreux auteurs ont constaté la rapide augmentation du seuil de contrainte d'un mélange boueux avec l'augmentation de la concentration

(PHILLIPS & DAVIES (1991), O'BRIEN & JULIEN (1988), MAJOR & PIERSON (1991)). Cependant la concentration est loin d'être le seul paramètre et ne peut donc être prise comme simple référence pour une classification en fonction du comportement.

I.6.3.2 Granulométrie.

La granulométrie est la répartition par taille des différents éléments solides d'un matériau. Une représentation semi-logarithmique est intéressante car elle permet de ne pas privilégier dans la visualisation de la courbe une zone particulière de diamètre. La granulométrie est un paramètre non négligeable de la loi de comportement. Mais les possibilités d'obtenir des granulométries différentes sont infinies et il n'est pas facile de distinguer des classes de granulométrie en fonction du comportement qui en découle. Cependant, grâce à l'étude de la granulométrie, on peut connaître les proportions de particules fines (plutôt argileuses) et de particules grossières, ce qui apparaît comme une information cruciale.

I.6.3.3 Types d'argiles.

Les types d'argiles sont très nombreux. Le comportement d'un mélange d'eau et d'une argile pure varie de manière importante avec le type de cette argile, le pH de l'eau et les cations en suspension dans cette eau. La fraction argileuse d'un mélange boueux est la plupart du temps composée de différents types d'argiles. On peut ainsi obtenir une infinité de mélanges naturels argileux aux comportements variés.

I.6.3.4 Commentaires.

De cette première description du matériau on réalise mieux la difficulté d'étudier le comportement des boues et de distinguer des catégories de comportement en fonction des valeurs des paramètres importants. On réalise aussi que des simplifications devront être faites si on veut progresser sans faire une étude systématique du comportement de ces matériaux. Il pourra ainsi être utile dans un premier temps d'étudier des fluides modèles qui permettront de découvrir et éventuellement expliquer des caractéristiques des lois de comportement des mélanges boueux et des laves. Un fluide modèle adapté doit être tel que les interactions principales dans ce fluide représentent une fraction seulement des interactions qu'on peut trouver au sein d'un mélange boueux .

I.7 Les interactions au sein d'un mélange boueux.

Lorsqu'on étudie la loi de comportement d'un matériau on cherche la liaison entre les contraintes appliquées et les déformations qui en résultent. L'acte le plus naturel permettant de comprendre ce qui se passe, et éventuellement, à plus long terme, d'en déduire cette loi de comportement, est d'étudier les phénomènes qui se produisent au niveau microstructural lorsque ce matériau est déformé. Le niveau microstructural dont il est question ici est l'échelle des particules indéformables. Dans notre cas celle-ci peut aller de l'échelle de la molécule d'eau à l'échelle des gros blocs, ce qui complique d'autant le problème.

Lors d'une déformation d'un matériau, des interactions entre particules élémentaires ont lieu. Des liaisons se font et se défont entre particules d'argiles, des frottements ou des chocs se produisent entre grains, des molécules d'eau se déplacent, etc... Ces phénomènes contribuent tous à des dissipations d'énergie. La compréhension du comportement d'un matériau passe par la compréhension des phénomènes qui dissipent le plus d'énergie, ce que nous appellerons phénomènes prédominants dans la suite. La compréhension de ces phénomènes passe par l'étude des interactions principales entre particules indéformables.

I.7.1 Forces de Van der Waals.

Pour une molécule, les charges électriques de ses différents constituants (noyaux et électrons) sont distribuées entre les diverses parties de la molécule et on peut définir la position d'un centre de charges de la même façon que le centre de gravité d'un ensemble de masses. Le centre des charges positives ne coïncide pas en général avec le centre des charges négatives, en moyenne ou instantanément. Ainsi la molécule constitue un dipôle en moyenne ou instantanément, qui produit un champ électrique dans ses environs. Deux molécules en dipôle et qui peuvent s'orienter s'attirent. En tenant compte de l'agitation thermique, la force d'attraction mutuelle des molécules correspondant à ce phénomène est proportionnelle à r^{-7} , où r est la distance moyenne (dans le temps) séparant les molécules. Cette description s'applique bien entendu directement aux molécules d'eau. Mais de la même manière la répartition des charges dans une

particule d'argile induit une orientation de la particule en dipôle instantané. Les particules d'argiles s'attirent donc, avec cependant une force variable car elle dépend de la présence des particules environnantes. On retiendra seulement que cette force attractive décroît rapidement avec la distance interparticulaire.

I.7.2 Forces répulsives entre molécules d'eau.

Dans le cas où aucune liaison chimique n'est permise, les nuages d'électrons autour des molécules empêchent celles-ci de se rapprocher indéfiniment. Il y a donc une force répulsive entre deux molécules. Celle-ci décroît rapidement avec la distance entre molécules.

Conséquences sur les interactions entre molécules d'eau :

On peut voir représenter sur la figure 1.6 les deux principales forces mutuelles d'interaction entre deux molécules en fonction de la distance ainsi que la force mutuelle résultante, et sur la Figure 1.7 l'énergie potentielle correspondante.

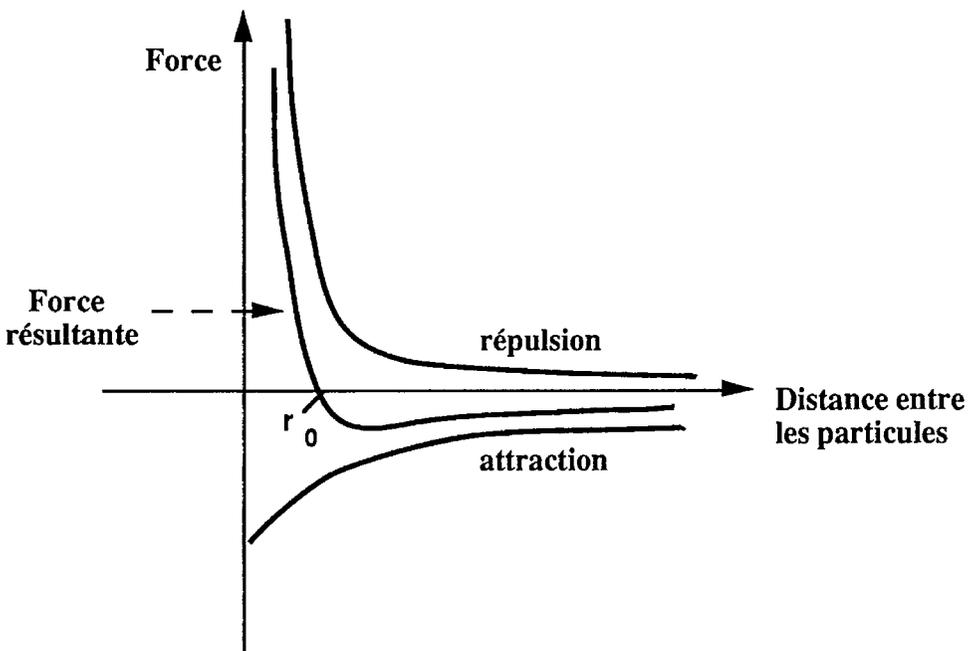


Figure I.6 : Forces mutuelles entre deux particules en fonction de la distance qui les sépare.

On constate donc qu'il existe une distance d'équilibre entre les deux particules, pour laquelle la force mutuelle résultante est nulle et l'énergie potentielle est minimale. Pour un ensemble de molécules la description des forces est plus complexe mais globalement on aboutirait à un schéma du même type. A l'équilibre et en supposant qu'on puisse avoir une vision instantanée du milieu, l'état liquide de l'eau correspondrait donc grossièrement à un accolement des molécules, chacune d'elle étant dans un puits de potentiel. Ces molécules ont la capacité de sortir de ces puits pour sauter dans d'autres puits voisins. Lorsqu'une contrainte tangentielle par exemple est appliquée au fluide cette capacité à changer de puits augmente dans le sens de la contrainte et diminue dans le sens inverse de la contrainte. Ce qui explique la déformation globale observée et la liaison entre contrainte et vitesse de déformation. Les mouvements de ces molécules sont irréversibles et dissipent de l'énergie. Lorsqu'on parlera dans la suite des dissipations d'énergie induites par les mouvements relatifs des molécules d'eau, on utilisera le terme de dissipations visqueuses.

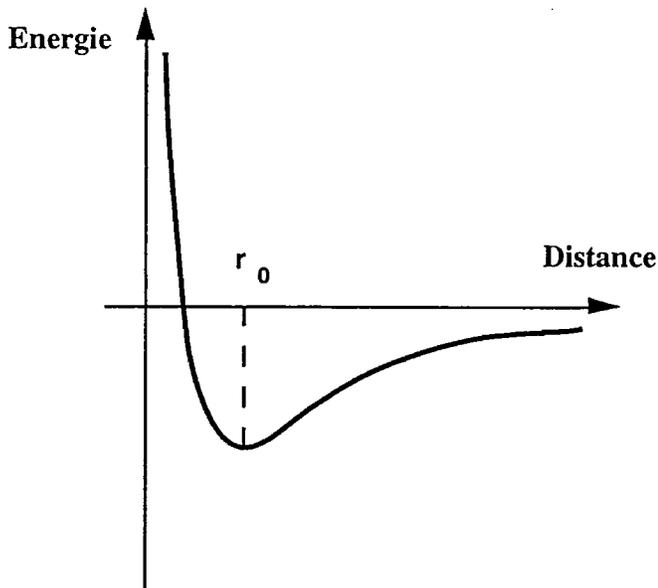


Figure I.7 : Energie potentielle d'interaction entre deux particules en fonction de la distance qui les sépare.

I.7.3 Le mouvement brownien.

Une particule se trouvant en suspension dans un fluide reçoit de la part des molécules un grand nombre de chocs du fait de l'agitation thermique de ces dernières. Si la particule est suffisamment grande, les chocs sont très nombreux et la quantité de mouvement reçue dans chaque direction est la même. Elle subit donc une pression isotrope. Si en revanche la particule est petite, il y a des fluctuations dans la répartition et l'intensité des chocs d'une zone à l'autre de la particule. De ce fait celle-ci est soumise à des efforts instantanés fluctuants et comme elle a peu d'inertie elle effectue des mouvements désordonnés et rapides de translation et de rotation des particules. Ceci se produit grossièrement quand le diamètre des particules est inférieur à 1 μm . Les particules colloïdales se mettent en équilibre d'agitation thermique avec le liquide interstitiel, elles diffusent lentement dans ce liquide.

L'importance de l'énergie due aux dissipations visqueuses vis à vis de l'énergie dissipée par mouvements browniens est estimée à l'aide du nombre de Péclet. Celui-ci a une définition claire dans le cas d'une particule sphérique seule diffusant dans un milieu donné, newtonien, de viscosité connue : (nombre de Peclet pour les translations)

$$Pe = \frac{R^3 \eta \dot{\gamma}}{kT}$$

où R est le rayon de la particule, η la viscosité du liquide, $\dot{\gamma}$ le gradient de vitesse, k la constante de Boltzmann et T la température absolue.

Pour une suspension concentrée non-newtonienne et notamment pour des fluides à seuil, ce nombre n'a plus de définition claire. Cette situation est analogue à celle que l'on rencontre avec le nombre de Reynolds dans le cas de fluides non-newtoniens. Quoi qu'il en soit il est raisonnable de considérer que, bien qu'au niveau des particules d'argiles le mouvement brownien existe, les dissipations d'énergie qui en découlent sont négligeables devant les dissipations principales dans tous les mouvements que l'on envisage dans la suite de cette étude.

I.7.4 Interactions entre particules d'argiles en présence d'eau.

Le réseau cristallin des feuillets des particules d'argiles peut être déficitaire en ions positifs. Pour compenser la charge négative qui en

découle, des cations sont adsorbés à la surface des feuillets. Plongés dans l'eau ces cations compensateurs ont tendance à s'écarter de la surface, permettant à des molécules d'eau de se placer dans l'intervalle. De cette façon leur concentration est plus faible. Ils restent cependant attirés par la charge négative du feuillet et provoquent ainsi la formation d'un nuage de charges autour de la particule. On appelle ce nuage une double-couche. Deux double-couches de ce type se repoussent. En tenant compte aussi des forces de Van der Waals, on peut s'attendre alors à ce que la distance moyenne entre deux particules d'argile puisse être déterminée à partir d'un schéma du type de la Figure I.6.

Or la réalité est probablement plus complexe car la nature et l'importance des interactions électrostatiques entre double-couches sont liées au pH. En effet en présence d'un déséquilibre ionique dans la solution, la nature, la structure et naturellement le champ d'action des doubles-couches, fondés sur la diffusion des cations compensateurs dans l'eau, sont modifiés. Aux pH élevés on constate qu'on peut considérer cette double-couche comme essentiellement négative. Aux pH faibles en revanche, celle-ci est essentiellement positive. Entre ces deux extrêmes il existe un pH pour lequel la double-couche peut être considérée comme neutre (pont isoélectrique). La nature, la structure et le champ d'action de la double-couche peuvent aussi dépendre de la présence d'un électrolyte (NaCl, CaCl₂,...). Les ions en solution peuvent alors se répartir de manière à neutraliser les doubles-couches.

Pour expliquer le comportement des mélanges eau-argiles les auteurs ont envisagé essentiellement les interactions entre surfaces planes des feuillets chargées négativement et extrémités des particules chargées positivement (attraction électrostatique + forces de Van de Waals); interactions entre extrémités ou entre surfaces planes (Van der Waals); répulsion entre surfaces planes (répulsion électrostatique) (cf Figure I.8). Par ailleurs pour étudier ces interactions ils ont cherché à interpréter les modifications de comportement engendrées par des variations de pH ou l'addition d'un électrolyte.

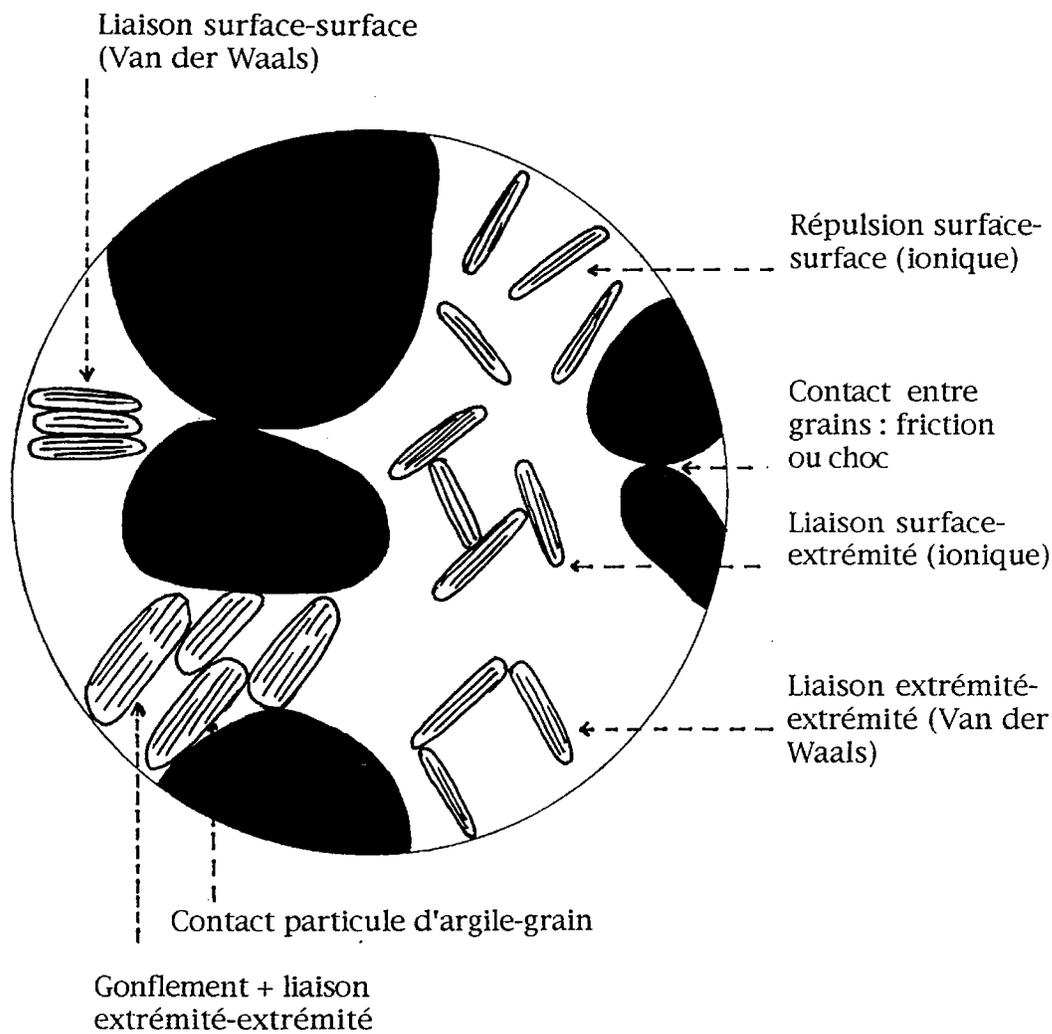


Figure I.8 : Vue microscopique schématisée d'une boue. Interactions possibles entre particules d'argiles.

La variabilité des constituants des argiles naturelles est grande. Même en considérant des argiles de même structure, donc de même nom, on peut obtenir des mélanges avec l'eau aux comportements très différents, suivant la nature des cations adsorbés ou la présence éventuelle de sels solubles mélangés à ces matériaux.

La nature des interactions prédominantes entre particules d'argiles en suspension dans l'eau fait toujours l'objet d'un débat. A titre d'exemple, nous allons maintenant voir les hypothèses avancées par différents auteurs concernant les interactions entre particules d'argiles au sein des mélanges eau-montmorillonite et eau kaolinite. Ces auteurs ont la plupart du temps utilisé des méthodes déductives pour leur analyse : effets de l'addition d'un électrolyte, d'un changement de pH, observations de l'adsorption de lumière. Ils se sont intéressés à des mélanges eau-argile purs obtenus à partir d'un mélange donné après un traitement qui consiste essentiellement à laver ce dernier de ses impuretés et notamment à faire en sorte que les cations adsorbés soient tous d'un même type connu (Na^+ , Ca^{++} ,...). On obtient ainsi un matériau modèle, nommé par exemple Na-kaolinite ou Ca-bentonite. Cette opération est décrite en détail dans **HUIFANG ZHAO *et al* (1991)** ou **MELTON & RAND (1977)**.

(i) Interactions entre particules d'argiles au sein des mélanges eau-kaolinite.

VAN OLPHEN (1977) a estimé qu'à faible pH on obtient un gel expliqué par une structure en "châteaux de cartes" mettant en jeu des liaisons surface-extrémité. Selon lui, lorsqu'on augmente le pH, ce sont les interactions surface-surface qui deviennent prédominantes. Cependant plus récemment, d'autres auteurs (**MELTON & RAND (1977)**, **HUIFANG ZHAO *et al* (1991)**, **STREET (1956)**) ont considéré que l'augmentation du pH contribue à rendre les liaisons extrémité-extrémité prédominantes. Selon ces auteurs (cf **HUIFANG ZHAO *et al* (1991)**), le nombre des interactions surface-extrémité diminue lorsque le pH augmente car en se rapprochant du point isoélectrique le potentiel de la double-couche négative des surfaces diminue. La répulsion entre doubles-couches des extrémités quant à elle diminue puis augmente au-delà du point isoélectrique mais elle reste faible. Les interactions extrémité-extrémité deviennent alors prépondérantes. Aux pH très grands, cette

répulsion est trop élevée et il y a défloculation complète (NICOL & HUNTER (1970)). Ces hypothèses permettent d'expliquer (HUIFANG ZHAO et al (1991)), l'évolution d'une contrainte de référence* du mélange avec le pH et la concentration en électrolyte. Lorsque le pH est sous le point isoélectrique l'augmentation de la concentration en électrolyte diminue la rigidité du mélange car elle abaisse le niveau du potentiel des doubles-couches et donc l'attraction surface-extrémité. Lorsque le pH est au-dessus du point isoélectrique l'augmentation de la concentration en électrolyte diminue la répulsion entre doubles-couches et le nombre d'interactions (dues à l'attraction de Van der Waals) extrémité-extrémité augmente.

(ii) Cas des mélanges eau-montmorillonite.

Les études concernant ce type de mélanges ont été analogues à celles réalisées pour les mélanges précédents. VAN OLPHEN (1956) a observé que pour un mélange d'eau et d'une Na-montmorillonite à pH constant, une légère augmentation de la concentration en électrolyte (NaCl) produit une diminution de la contrainte de référence* puis qu'une augmentation supplémentaire produit une nouvelle élévation de cette contrainte. VAN OLPHEN (1956) a interprété ce résultat comme la preuve que la structure de la suspension est initialement en "châteaux de cartes" avec des liaisons surface-extrémité. Une faible addition de sel réduit l'étendue des doubles-couches (diminue leur potentiel) ce qui provoque la chute de contrainte, puis une addition plus importante de sel diminue suffisamment ce potentiel pour permettre à des liaisons extrémité-extrémité de se mettre en place. Cependant d'autres auteurs (CHEN et al (1990), RAND et al (1980), GRANQUIST (1959), M'EWEN & PRATT (1957), M'EWEN & MOULD (1957)), même lorsqu'ils ont obtenu les mêmes résultats rhéologiques que VAN OLPHEN (1956), estiment que la prédominance des liaisons surface-extrémité n'est pas évidente. A partir d'expériences d'absorption (CHEN et al (1990)) ou de diffusion de rayon lumineux (M'EWEN & PRATT (1957), M'EWEN & MOULD (1957)), de visualisations au microscope électronique et de diffusion des rayons X (VAN DAMME et al (1991)) il semble reconnu aujourd'hui que ce type de mélanges a

* Valeur de la contrainte extrapolée vers les gradients de vitesses faibles à partir de la courbe des régimes permanents en cisaillement simple, en supposant une loi de comportement du type Bingham.

une structure comparable à celle d'un "mille-feuilles" où les liaisons interparticulaires sont essentiellement du type extrémité-extrémité.

I.7.5 Interactions entre grains.

Lors de contacts entre particules non colloïdales, les forces décrites précédemment induisent des dissipations d'énergie faibles devant l'énergie totale de la particule. La limite inférieure de diamètre de cette catégorie de particules reste difficile à déterminer (entre 1 et 40 μm). Les interactions importantes entre grains sont les forces développées lors de frottements ou de chocs :

* Contacts courts : chocs.

Lors d'un tel contact les particules se transmettent une part d'énergie sous forme de quantité de mouvement, et en dissipent aussi une fraction lorsqu'elles sont inélastiques.

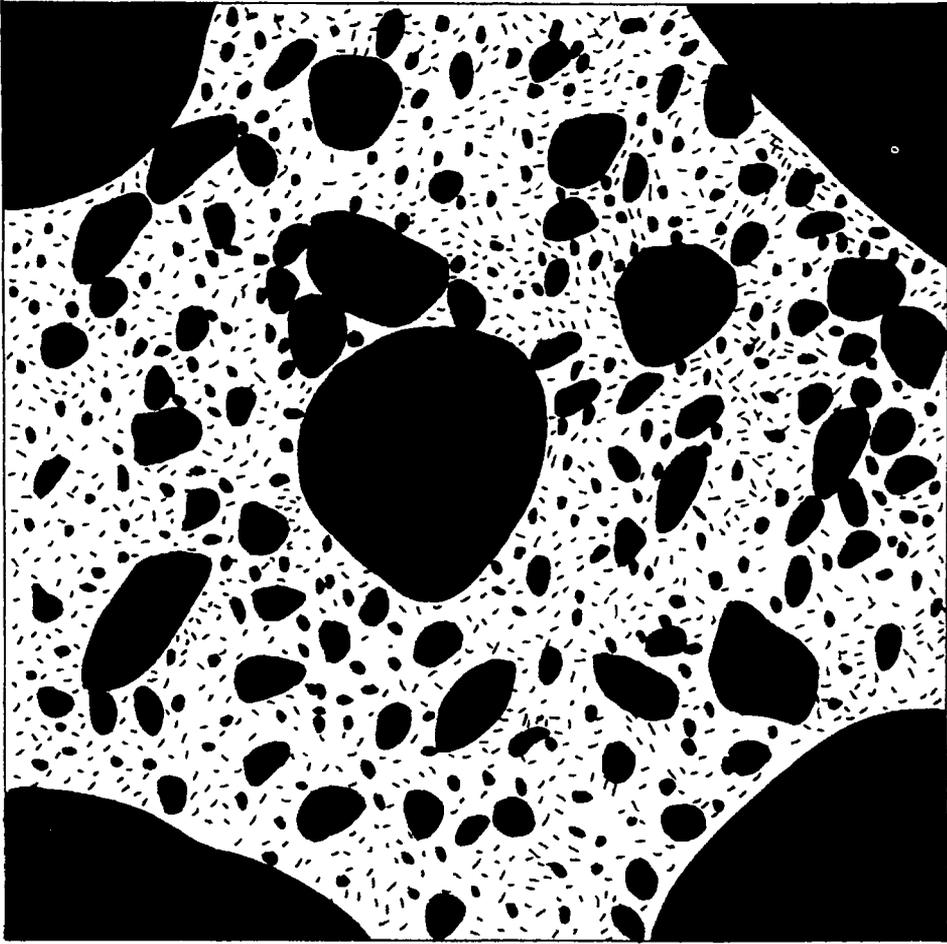
* Contacts longs : frictions.

Lors d'un tel contact, une force normale s'exerce entre les particules et les maintient en contact. Ces particules glissent l'une sur l'autre. Une force tangentielle résistante s'exerce alors entre les grains.

I.7.6 Conclusion : interactions dans la masse.

La Figure I.9 propose une vue idéalisée de l'intérieur d'un matériau boueux. Les échelles des différentes particules élémentaires (molécules d'eau, particules d'argiles, grains rocheux) sont pratiquement d'ordres de grandeur différents. De ce fait on a, au sein de la masse, essentiellement des zones d'interactions prédominantes entre particules élémentaires du même type limitées par des surfaces appartenant à des particules élémentaires d'une échelle supérieure. Par exemple il en est ainsi des particules d'argile entourées de leur double-couche vis à vis des grains rocheux. Un contre-exemple existe cependant, il s'agit du cas où des particules d'argiles sont "coincées" entre des grains.

Entre des zones d'interactions de types de particules différentes existent donc des surfaces de contact qui jouent le rôle de frontières (conditions aux limites) locales. On n'étudiera pas particulièrement le type d'interaction au niveau de ces surfaces mais on retiendra qu'il y a surtout transmission de quantité de mouvement le long de ces surfaces.



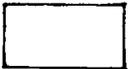
0 40 μm 100 μm



ROCHE



ARGILE



EAU

Figure 1.9 : Vue microscopique (en plan) schématisée d'une boue.
 Granulométrie uniforme : $p(D < x < 2D) = 5,6 \%$ pour D dans (1 ; 2 ; 4 ; 8 ; 16 ; 32 ; 64 ; 128 ; 256 ; 512 ; 1024 μm). $C_v = 56 \%$.

L'ensemble des interactions au sein du mélange doit donc tenir compte à la fois des interactions entre particules élémentaires du même type et des interactions entre zones d'interactions homogènes. Il semble difficile dans un premier temps de tirer des conclusions quant au comportement d'un tel mélange à partir de la connaissance des interactions. Dans les études à venir, qui se donneront pour objectif d'étudier les lois de comportement des suspensions boueuses en fonction de la microstructure, il sera en général utile et nécessaire, pour simplifier le problème, de comprendre quelles sont les interactions prédominantes au sein du fluide. Ce point constitue la base d'une modélisation. Par exemple si on considère une suspension faiblement concentrée, les dissipations visqueuses sont en général prédominantes. Si en revanche on place un très grand nombre de particules solides non interactives dans de l'eau, il est probable qu'aux faibles gradients de vitesse au moins les frictions seront le phénomène prédominant.

En observant la Figure I.9 on peut aussi remarquer que le matériau a un aspect identique à différentes échelles d'observation. Ainsi à une très petite échelle on voit des petits et des gros grains pris dans un mélange constitué d'eau et d'argiles qui forme un fluide interstitiel. A une plus grande échelle on voit des gros grains pris dans une matrice d'eau, d'argiles et petits grains qui constitue un fluide interstitiel. Cette remarque nous amène à penser que l'étude du comportement de la matrice fine des laves torrentielles ou des boues doit faire progresser la connaissance du comportement du matériau complet. D'une part elle apportera la compréhension du comportement du fluide interstitiel de la boue. D'autre part, dans le cas où il aura pu être montré que les interactions prédominantes sont les mêmes dans les fluides considérés, cette étude du fluide interstitiel donnera une idée du comportement des matériaux boueux plus grossiers, qui ont une structure analogue mais à une autre échelle.

I.8 Quelques conséquences sur le comportement.

I.8.1 Viscosité.

Du fait qu'il s'agit d'une suspension solide dans l'eau la viscosité apparente du mélange est plus grande que celle de l'eau. Comme la

concentration solide est grande on peut même prévoir une viscosité élevée. En outre la viscosité devient naturellement infinie lorsqu'on se rapproche de la concentration maximale d'entassement.

La plupart des études concernant des mélanges eau-kaolinite ou eau-montmorillonite ont montré que ceux-ci sont rhéofluidifiants, i.e la viscosité absolue diminue lorsque le gradient de vitesse augmente (par exemple VAN OLPHEN (1956), NICOL et HUNTER (1970), ASHIDA et al (1987)). Cependant BEAZLEY (1964) a montré que certains mélanges à fortes concentrations solides et déflocculés peuvent être rhéoépaississant aux grands gradients de vitesses.

I.8.2 Seuil de contrainte.

Du fait que les particules d'argiles ont la capacité de se lier entre elles pour former, si leur concentration est assez grande, un réseau continu d'un bout à l'autre de l'échantillon, le mélange peut avoir un seuil de contrainte, qu'il faut dépasser pour qu'il s'écoule. Il correspond à la contrainte nécessaire à la rupture du réseau. Un seuil de contrainte peut aussi exister du fait de la présence de grains solides en grand nombre qui peuvent former un réseau continu de contacts. Dans les deux cas c'est parce que le seuil de percolation des particules (d'argiles entourées d'eau dans un cas, de grains dans l'autre cas) a été dépassé que les mélanges possèdent un seuil de contrainte. Dans le cas des boues il y a deux phénomènes concurrents qui peuvent contribuer à l'existence d'un seuil. Il est probable que, plus généralement, des lois de comportement différentes peuvent être attendues suivant que l'un et/ou l'autre de ces deux seuils de percolations a été dépassé. La détermination de ce seuil de contrainte est très importante et doit faire l'objet d'une étude attentive, puisque ce seuil correspond à l'initiation du mouvement du matériau.

I.8.3 Propriétés temporelles.

Les mouvements browniens peuvent être à l'origine de propriétés temporelles apparentes lors d'expériences classiques. Par exemple, au repos après un écoulement, le fluide peut se restructurer, les particules migrant progressivement vers des positions où leurs interactions avec d'autres particules sont plus fortes. Par ailleurs, lors d'un écoulement à contrainte imposée par exemple, le gradient de vitesse observé augmente au cours du temps. L'équilibre du matériau, pour un écoulement donné,

n'est pas atteint dans un temps négligeable vis à vis du temps d'observation de l'écoulement. Si la viscosité du fluide diminue au cours de l'expérience (à contrainte ou vitesse imposée) il est thixotrope.

CONCLUSION : Programme d'étude des lois de comportement des mélanges boueux.

Tous les tests ayant pour but l'étude du comportement des boues doivent être faits avec des appareils tels que les distances entre les outils sont grandes devant le diamètre maximum des particules. De cette façon le matériau a de fortes chances de pouvoir être considéré comme continu et homogène. Cette remarque exclut la possibilité de faire des tests directs sur les matériaux naturels grossiers. Par ailleurs une étude descriptive de ce type de matériaux, en général suspensions concentrées dans une dispersion concentrée, fluides mal connus en rhéologie, a permis de constater que sa complexité ne permet pas de tirer des conclusions rapides sur les comportements possibles.

Malgré ces problèmes il semble possible de mettre sur pied un programme d'étude cohérent :

- Une première phase consiste en une meilleure compréhension de l'influence des interactions au niveau de la microstructure sur le comportement, par l'intermédiaire d'études de matériaux modèles. Les deux principaux matériaux modèles sont les mélanges eau-argile et les mélanges d'un fluide et de particules en grande concentration solide.
- Une seconde phase consistera à étudier des mélanges eau-matrice fine des boues. De cette façon on connaîtra mieux le comportement du fluide interstitiel des matériaux boueux, et on aura une idée du comportement des boues dans leur ensemble.
- Dans une troisième phase il faudra vérifier les idées acquises sur des mélanges plus grossiers assez proches du matériau naturel. Il faut donc qu'un rhéomètre d'une taille adaptée soit construit.
- Enfin dans une quatrième phase il faudra être capable, à la fois par des comparaisons sur des fluides à petite échelle et par une théorie, d'utiliser les résultats obtenus pour en déduire le comportement de l'ensemble du matériau naturel.

Bibliographie.

ASHIDA, K., MIYAMOTO, K., and KANDA, M., (1987), "Characteristics of hyperconcentrated flow", I.A.H.R Congress, Lausanne, Switzerland, pp.54-59.

BAGNOLD, R.A., (1954), "Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a newtonian fluid under shear", Proceedings of the Royal Society, A225.

BEAZLEY, K.M., (1964), "Breakdown and build-up in China clay suspensions", Transactions of the British Ceramic Society...

CHEN, J.S., CUSHMAN, J.H., and LOW, P.F., (1990), "Rheological behavior of Na-montmorillonite suspensions at low electrolyte concentration", Clays and Clay Minerals, 38, N°1, pp57-62.

CHENG-LUN CHEN, (1988), "General solutions for viscoplastic debris flow", Journal of Hydraulic Engineering, 114 (3), pp259-282.

CHENG-LUN CHEN, (1988), "Generalized viscoplastic modeling of debris flow", Journal of Hydraulic Engineering, 114 (3), pp237-258.

COSTA, J.E., and WILLIAMS, G.P., (1984), "Debris-flow dynamics", Film, Open File Report 84/606, U.S. Geological Survey, Water Resources Division, U.S.A.

DAIDO, A., (1971), "On the occurrence of mud-debris flow", Disaster Prevention Research Institute bulletin, Kyoto University, 21, pp.135-169.

DAVIES, T.R.H., (1986), "Large Debris Flows : A Macro-Viscous Phenomenon", Acta Mechanica, 63, pp161-178.

FEI XIANGJUN, (1982), "Viscosity of the fluid with hyperconcentration coefficient rigidity", Journal of Hydraulic Engineering, N°3, pp57-63 (in Chinese).

GRANQUIST, W.T., (1959), "Flow properties of dilute montmorillonite dispersions", Clays and Clay Minerals, Proceedings of the National Conference on Clays and Clay Minerals, Sixth Conference, National Academy of Science, National Research Council publication, pp.207-219.

HUIFANG ZHAO, LOW, P.F., and BRADFORD, J.M., (1991), "Effects of pH and electrolyte concentration on particle interaction in three homoionic sodium soil clay suspensions", Soil Science, 151, N°3, pp.196-207.

INNES, J.L., (1983), "Debris flows", Progress in Physical Geography, 7 (4), pp469-501.

IVERSON, R.M., and DENLINGER, R.P., (1987), "The physics of debris flows - a conceptual assesment", Proceedings of the Corvallis Symposium on Erosion and Sedimentation in the Pacific Rim, I.A.H.S. publication, (165).

JOHNSON, A.M., (1970), *Physical processes in Geology*, Freeman Cooper and Co, 577p.

JOHNSON, A.M., and RODINE, J.R., (1984), "Debris flow", in : *Slope Instability*, (Editors David Brunsten and D.B. Prior), Chapter 8, John Wiley and Sons, New-York.

KHANG ZHICHENG and ZHANG SHUCHENG, (1980), "A preliminary analysis of the characteristics of debris flow", Proceedings of the International Symposium on River Sedimentation, Beijing, China, 1, pp213-226.

LI JAN and LUO DEFU, (1981), "The formation and characteristics of mudflow and flood", Zeitschrift für Geomorphologic, 25, (4), pp470-484.

LI JAN, YUAN JIANMO, BI CHENG, LUO DEFU, (1983), "The main features of the mudflow in Jiang-Jia Ravine", Zeitschrift für Geomorphologic, 27, (3), pp325-341.

M'EWEN, M.B., and MOULD, D.L., (1957), "The gelation of montmorillonite. Part II : The nature of interparticle forces in sols of Wyoming bentonite", Transactions of the Faraday Society, 53, pp.548-564.

M'EWEN, M.B., and PRATT, M.I., (1957), "The gelation of montmorillonite. Part I : The formation of a structural framework in sols of Wyoming bentonite", Transactions of the Faraday Society, 53, pp.535-547.

MAJOR, J.J., and PIERSON, T.C., (1990), "Rheological analysis of fine-grained natural debris-flow material", Proceedings of International Symposium on Hydraulics and Hydrology of Arid Lands, ASCE, San Diego, California, U.S.

MAJOR, J.J., and PIERSON, T.C., (1992), "Debris flow rheology : experimental analysis of fine-grained slurries", Water Resources Research, 28, N°3, pp.841-857.

McTIGUE, D.F., (1979), "A nonlinear continuum model for flowing granular materials", Philosophical Dissertation, Stanford University, California, U.S.A, 165 pp.

MELTON, I.E., and RAND, B., (1977), "Particle interactions in aqueous kaolinite suspensions", Journal of Colloid and Interface Science, 60, N°2, pp308-336, Part I - Effect of pH and electrolyte upon the mode of particle interaction in homoionic sodium kaolinite suspensions.

MEUNIER, M., (1991), *Eléments d'hydraulique torrentielle*, CEMAGREF, Série Etudes, 274p.

MEWIS, J., and SPAULL, A.J.B., (1976), "Rheology of concentrated dispersions", Advances in Colloid and Interface Science, 6, pp.173-200.

NAIK, B., (1983), "Mechanics of mudflow treated as the flow of a Bingham fluid", Philosophical Dissertation, Washington State University, USA.

NICOL, S.K., and HUNTER, R.J., (1970), "Some rheological and electrokinetic properties suspensions", Australian Journal of Chemistry, 23, pp.2177-2186.

NIYAZOV, B.S. and DEGOVETS, A.S., (1975), "Estimation of the parameters of catastrophic mudflows in the basins of the lesser and greater Almatinka Rivers", Sov. Hydrol., 2, pp75-80.

O'BRIEN J.S., JULIEN P.Y., (1988), Laboratory analysis of mudflows properties. Journal of Hydraulic Engineering, 114 (8), pp877-887.

O'BRIEN, J.S., (1986), "Physical processes, rheology and modeling of mud flows", Philosophical Dissertation, Colorado State University, Fort Collins, Colorado, U.S.

OKUDA, S., SUWA, H., OKUNUSHI, K., YOKOYAMA, K., NAKANO, M., (1980), "Observations on the motion of a debris flow and its geomorphological effects", *Zeitschrift für Geomorphologie, Supplement*, **35**, pp142-163.

PHILLIPS, C.J., (1988), "Rheological investigations of debris flow materials", Philosophical Dissertation, University of Canterbury, Lincoln College, New Zealand.

PHILLIPS, C.J., and DAVIES, T.R.H., (1989), "Debris flow material rheology - Direct measurement", *Proceedings of International Symposium on Erosion and Volcanic Debris Flow Technology*, Jogjakarta, Indonesia.

PHILLIPS, C.J., and DAVIES, T.R.H., (1991), "Determining rheological parameters of debris flow material", *Geomorphology*, **4**, pp101-110.

PIERSON, T.C., (1980), "Erosion and deposition by debris flows at Mt. Thomas, North Canterbury, New Zealand", *Earth Surface Proc.*, **5**, pp227-247.

PIERSON, T.C., (1985), "Initiation and flow behavior of the 1980 Pine Creek and Muddy River lahars, Mount St. Helens, Washington", *Geological Society of America Bulletin*, **96**, pp1056-1069.

PIERSON, T.C., and COSTA, J.E., (1987), "A rheologic classification of subaerial sediment-water flows", *Geological Society of America, Reviews in Engineering Geology*, **VII**.

QIAN NING and WAN ZHAOHUI, (1986), "A critical review of the research on the hyperconcentrated flow in China", *International Research and training Centre on Erosion and Sedimentation publication*, China.

RAND, B., PEKENC, E., GOODWIN, J.W, and SMITH, R.W., (1980), "Investigation into the existence of edge-face coagulated structures in Na-montmorillonite suspensions", *Journal of the Chemical Society and Faraday Transactions*, **76**, pp.225-235.

SAURET, B., (1986), "Coulées de boues - Laves torrentielles - Etude bibliographique", FAER 1.14.02.4, Centre d'études Techniques de l'Équipement, Laboratoire Régional, Aix-en-Provence, France.

SAVAGE, S.B., and SAYED, M., (1984), "Stresses developed by dry cohesionless granular materials sheared in an annular shear cell", *Journal of Fluid Mechanics*, **142**.

STREET, N., (1956), "The rheology of kaolinite suspensions", *Australian Journal of Chemistry*, **9**, pp.467-479.

TAKAHASHI, T., (1978), "Mechanical characteristics of debris flow", *Journal of Hydraulics Division*, **104** (HY8), pp1153-1169.

TAKAHASHI, T., (1980), Debris flow on prismatic open channel. *Journal of the Hydraulics Division*, **106** (HY3), pp381-396.

TAKAHASHI, T., (1981), "Debris flow", *Annual Review of Fluid Mechanics*, **13**, pp57-77.

TAKAHASHI, T., (1991), *Debris flow*, International Association for Hydraulic Research, Monograph Series, A.A. Balkema, Rotterdam, Netherlands.

TATTERSALL, G.H., and BANFILL, P.F.G., (1983), *The rheology of Fresh concrete*, Pitman, Boston, 356p.

TRUESDELL, C., (1974), *Introduction à la mécanique rationnelle des milieux continus*, Masson & Cie.

UKRAINCIK, V., (1980), "Study on fresh concrete and masonry structures", *Cement and Concrete Research*, 10, pp.203-212.

VALLA, F., PERINET, F., et VAN EFFENTERRE, C., (1981), "La Ravoire de Bourg-Saint-Maurice, crue d'Avril 1981", Film, C.E.M.A.G.R.E.F Grenoble, France.

VAN DAMME, H., LEMAIRE, E., et LEVITZ, P., (1991), "La physique de la boue", *Pour la Science*, 167.

VAN EFFENTERRE, C., (1979), "Les laves torrentielles", Thème personnel, Option "Forêts", Ecole Nationale du Génie Rural des Eaux et des Forêts, Centre de Nancy, France.

VAN OLPHEN, H., (1956), "Forces between suspended bentonite particles", *Clays and Clay Minerals*, Proceedings of the National Conference on Clays and Clay Minerals, Fourth Conference, National Academy of Science, National Research Council publication, pp.204-224.

VAN OLPHEN, H., (1977), *Introduction to clay colloid chemistry*, Wiley and Sons, New-York, 2nd edition.

CHAPITRE II

**TECHNIQUES DE RHEOMETRIE EN
CISAILLEMENT SIMPLE DE FLUIDES A SEUIL :
DISPERSIONS ET SUSPENSIONS CONCENTREES.**

INTRODUCTION.

Les dispersions et/ou suspensions (au sens de **MEWIS & SPAULL (1976)**) concentrées sont des systèmes complexes. Ces systèmes sont souvent thixotropes, très visqueux, possèdent un seuil de contrainte élevé, et/ou contiennent des particules grossières. Les expériences de rhéométrie avec des matériaux ayant de telles caractéristiques sont souvent délicates. On se propose ici de décrire un certain nombre de précautions qui doivent être prises lors d'expériences de rhéométrie avec des dispersions et/ou suspensions concentrées, pour obtenir des mesures représentatives du comportement. Ce travail est issu d'observations et de réflexions faites lors d'expériences de rhéométrie en cisaillement simple sur différents matériaux : mélange eau bentonite, graisse granulaire, suspensions granulaires très concentrées, mélange eau-kaolinite, mélange eau-argile naturelle, mélanges boueux fins naturels divers. On ne présentera pas ici l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus avec ces matériaux, mais seulement certains résultats permettant d'appuyer nos raisonnements.

Dans une première partie, on passera en revue les différentes géométries en examinant les avantages et inconvénients de chacune d'elles pour tester le type de matériau qui nous intéresse. Dans une seconde partie on verra quels sont les principaux phénomènes perturbateurs des écoulements et les méthodes à mettre en oeuvre pour contrôler ou éviter ces phénomènes. Enfin dans la dernière partie on donnera quelques idées de procédure à adopter pour accéder rapidement aux caractéristiques principales du comportement des suspensions et/ou dispersions concentrées.

II.1 Les appareils utilisés.

II.1.1 Rhéomètre à contrainte contrôlée.

Le rhéomètre CARRI-MED C.S. (Controlled Stress) a été utilisé. Dans cet appareil le couple est appliqué et contrôlé par un moteur électronique à induction. Les parties tournantes sont supportées par un système de coussins d'air pour éviter toute liaison mécanique entre les parties fixes et mobiles. Le moteur est calibré pour appliquer des efforts compris entre 10^{-7} N.m et 5.10^{-3} N.m. Deux systèmes de mesures des déplacements ont été utilisés. Un premier est constitué d'un capteur photo-électrique qui examine les repères placés à la périphérie d'un disque lié à l'axe de rotation du moteur. La vitesse angulaire peut être mesurée dans la gamme (4.10^{-4} ; 50 rad/s). Le second système, qui consiste à mesurer les mouvements d'une came, est capable de détecter des déplacements supérieurs à 10^{-5} rad.

II.1.2 Le rhéomètre à vitesse contrôlée.

Nous avons utilisé un rhéomètre R.M.S. 805 (Rheometrics Mechanical Spectrometer). Dans cet appareil, la vitesse de rotation, imposée par un moteur, peut être variée dans la gamme (2.10^{-6} ; 100) rad/s en régime permanent. Le couple peut être mesuré jusqu'à 0,2 N.m avec une précision de 0,1%. Le temps de réponse de l'appareil (entre l'instant où l'ordre du mouvement est donné et l'instant où la première mesure est effectivement enregistrée) est estimé à environ 50 m.s. En régime oscillatoire la fréquence applicable appartient à la gamme (10^{-3} ; 100 rad/s) et la résolution en déplacement est 5.10^{-4} rad.

II.2 Avantages et inconvénients des différentes géométries de mesure pour la rhéométrie en cisaillement simple des dispersions et/ou suspensions concentrées.

II.2.1 Capillaire.

Le cas de ce rhéomètre est un peu particulier par rapport aux rhéomètres rotatifs décrits ci-après. On impose au fluide un écoulement à travers un tube. La première conséquence de ce principe est qu'il faut le faire entrer dans le tube et le faire recirculer. On a pu observer lors d'expériences avec un mélange d'eau et d'argile d'Eybens ($C_v=38\%$) (matériau fin

naturel, granulométrie étendue inférieure à 40 μm) que dans le cas d'une entrée brusque une ségrégation se produit au sein du matériau, même lorsque le mélange semblait avoir été réalisé soigneusement (30 mn dans un mélangeur à une vitesse de rotation de 500 tours/mn environ) : un magma de densité supérieure à la densité moyenne du matériau se forme et stagne sur les côtés juste avant l'entrée du tube.

D'autres problèmes apparaissent avec cette géométrie :

- on ne peut pas dans le cas général (fluides non transparents) visualiser simplement les déformations du fluide pendant l'écoulement contrairement aux rhéomètres rotatifs qui possèdent une surface libre; il n'est donc pas possible de contrôler la continuité du champ des vitesses.
- il n'est pas possible d'étudier de manière simple les propriétés temporelles éventuelles de ces fluides. En effet le cisaillement n'est pas homogène dans le tube, l'état du matériau peut être différent d'un point à l'autre du matériau dans le tube, l'écoulement peut facilement ne pas être établi.

II.2.2 Cylindres coaxiaux.

Le principe de cette géométrie repose sur le cisaillement du fluide entre deux cylindres coaxiaux en rotation autour de leur axe à des vitesses différentes. Lorsque la profondeur des cylindres est assez grande et l'intervalle entre ces cylindres pas trop grand, le grand avantage de cette géométrie réside dans le fait que le rapport entre une surface de cisaillement et le total des surfaces limitant le fluide en haut et en bas est plus grand que pour les autres géométries de mesure rotatives. Ainsi les effets de bord sont négligeables et, dans des dimensions globales plus restreintes qu'avec un cône-plan ou des plans parallèles, on peut obtenir des résultats assez précis.

Un inconvénient de cette géométrie est le fait que le cisaillement interne varie en fonction de la distance à l'axe central. Lorsque le jeu entre les outils de mesure est faible devant le diamètre moyen des cylindres, supposer le gradient de vitesse homogène dans l'intervalle entre les cylindres est une bonne approximation. En revanche, lorsque ce jeu est grand, les variations du gradient de vitesse ne sont plus négligeables. Ce problème est d'autant plus crucial pour les fluides à seuil et rhéofluidifiants (viscosité absolue décroissante avec le gradient de vitesse)

qui sont nombreux dans le domaine des mélanges boueux fins. Une étude approfondie des problèmes expérimentaux posés par ce type de géométrie doit être faite. Dans le cadre des expériences en laboratoire la géométrie cylindres coaxiaux à grand ou petit intervalle est d'utilisation moins pratique que les autres lorsqu'on a affaire à des fluides à seuil élevé : le remplissage et le nettoyage sont des opérations délicates et longues.

II.2.3 Plans parallèles.

Le principe de cette géométrie est le cisaillement de l'échantillon entre deux disques coaxiaux en rotation à des vitesses différentes. L'inconvénient majeur de cette géométrie est l'inhomogénéité du gradient de vitesse au sein du fluide : il est nul près de l'axe central et maximal à la périphérie. Il faut par conséquent se méfier de cette géométrie lorsqu'on veut faire des expériences sur des fluides ayant des propriétés temporelles importantes vis à vis des temps d'écoulements envisagés. En effet avant de commencer ou au cours d'une expérience, le fluide peut être dans un état de structuration inhomogène au sein de l'échantillon. Dans ces conditions lors d'expériences en régime transitoire par exemple, les mesures se rapportent à des "propriétés moyennes" du matériau et peuvent donc être très imprécises.

Le grand avantage de cette géométrie est qu'elle permet de tester des petits volumes de matériau avec une mise en place et un nettoyage aisés. En outre le jeu entre les outils est arbitraire. Cependant pour éviter que les effets de bords à la surface libre périphérique ne soient trop importants il convient si possible de conserver un jeu faible devant le diamètre des disques.

II.2.4 Cône-plan.

Le principe de cette géométrie est le cisaillement du fluide entre un plan et un cône tronqué coaxiaux en rotation à des vitesses différentes. Le grand avantage de cette géométrie réside dans le fait que le gradient de vitesse est homogène dans l'intervalle tant que l'angle du cône est faible (inférieur à environ 6°); Cette géométrie possède certaines caractéristiques comparables à celles de la géométrie plans parallèles : échantillons de petits volumes, facilité d'utilisation. Son inconvénient majeur est de permettre seulement des expériences sur des matériaux dont les particules les plus grosses ont un diamètre assez petit devant

l'intervalle entre le cône et le plan au niveau de la troncature, ceci dans le but d'éviter les coincements. Lorsqu'on souhaite utiliser cette géométrie pour tester des mélanges contenant des particules grossières il est nécessaire de fabriquer des outils de grandes dimensions. On peut ainsi respecter les hypothèses qui rendent intéressante cette géométrie (angle faible, effet de la troncature négligeable), tout en évitant des coincements de particules au niveau de la troncature. Par exemple avec un fluide contenant des particules de diamètre 1 mm, il faut prévoir un entrefer d'au moins 6 mm au niveau de la troncature, ce qui donne, si le cône a un angle de 6° , un diamètre de troncature de 115 mm et un diamètre d'ensemble de 346 mm.

II.2.5 Plan-cône troué.

Pour éliminer le problème créé par l'éventualité de coincements de particules entre le plan et la troncature, on peut utiliser une géométrie cône-plan telle que le cône est évidé au niveau de la troncature (cf Figure II.1). Par exemple certains résultats présentés sur la Figure II.3 ont été obtenus avec un cône de diamètre 4 cm et d'angle $8,5^\circ$, avec une large troncature (2 cm de diamètre) évidée. L'intervalle minimum entre les outils est alors de 1,5 mm, mais seulement sur une très faible largeur. Lorsqu'on s'éloigne du centre, cet intervalle augmente jusqu'à atteindre 3 mm. Cette géométrie possède donc la qualité principale de la géométrie cône-plan (gradient de vitesse homogène au sein du matériau) et limite l'effet de son inconvénient majeur (petit intervalle au niveau de la troncature). En revanche elle a l'inconvénient d'augmenter la surface libre et par conséquent l'importance probable des effets de bords. Enfin, aux grandes vitesses lorsque la force centrifuge devient suffisamment forte, il faut se méfier d'une possible éjection des matériaux vers l'extérieur.

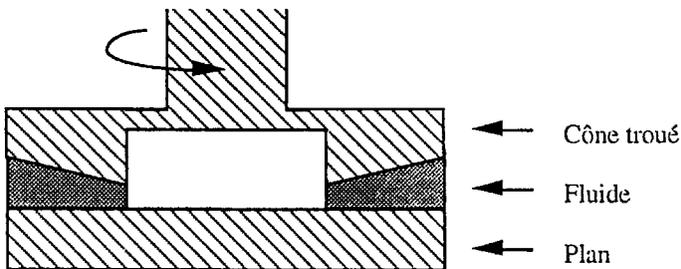


Figure II.1 : Schéma de principe de la géométrie plan-cône troué.

II.3 Phénomènes perturbateurs des écoulements.

II.3.1 Glissement aux parois.

Lorsqu'on utilise des outils dont les surfaces en contact avec le matériau sont trop lisses, un glissement aux parois (cf Figure II.2) (discontinuité de la vitesse au niveau de la paroi) peut se produire, avec une importance variable selon le mélange testé et la vitesse de rotation de l'outil. Ce phénomène survient aussi dans un rhéomètre capillaire (VINOGRADOV *et al* (1984)) de manière d'autant plus importante que le diamètre du tube est faible; ainsi sur la Figure II.3 on constate que les résultats obtenus avec différentes géométries (couvertes de surface rugueuses) de rhéomètres rotatifs sont compatibles entre eux mais différents de ceux du capillaire, vraisemblablement du fait d'un glissement aux parois.

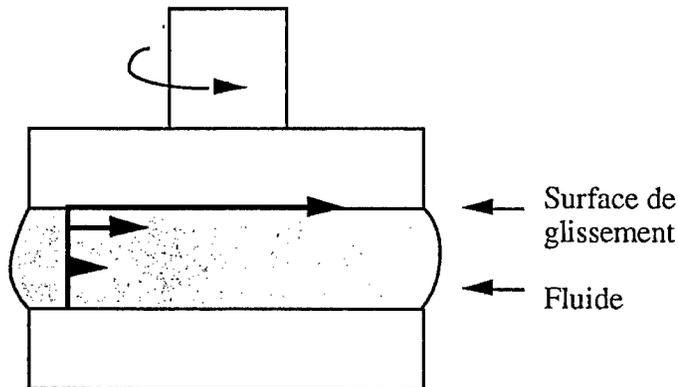


Figure II.2 : Profil des vitesses à la surface latérale extérieure de l'échantillon lorsqu'un glissement se produit en cisaillement avec les géométries plans parallèles, cône-plan, ou plan-cône troué.

Ce problème existe avec d'autres types de matériaux (MAGNIN & PIAU (1987)). Dans notre cas le glissement est sans aucun doute favorisé par la chute de densité du mélange lorsqu'on se rapproche de la paroi. Ce dernier phénomène provient de la diminution du diamètre moyen des particules à l'approche de la paroi solide imperméable. Le cisaillement du fluide se produit alors préférentiellement dans cette zone moins dense et peut dégénérer en un simple cisaillement d'une fine

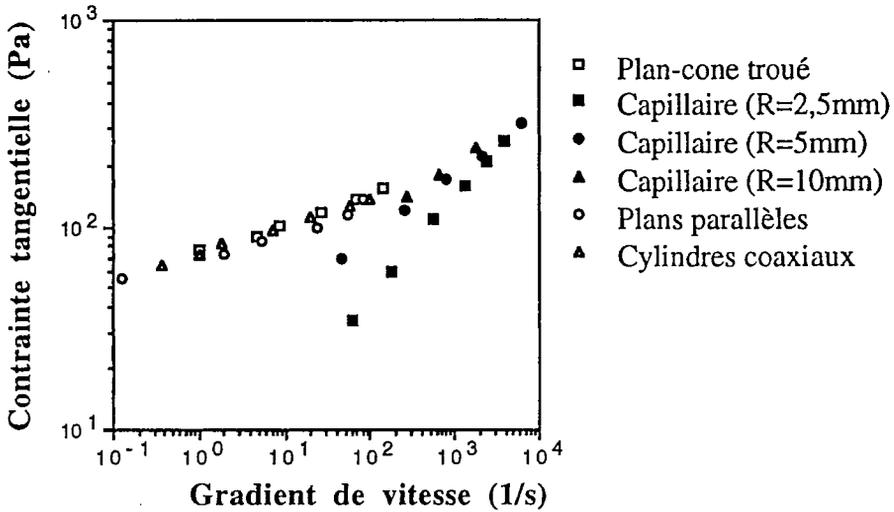


Figure II.7 : Comparaison des courbes de régimes permanents obtenues avec différentes géométries pour un mélange d'eau et d'argile d'Eybens ($C_v = 38\%$).

pellicule d'eau près de l'interface. Globalement l'hypothèse de milieu continu n'est plus respectée dans ce cas. On remarquera que ce problème ne tire pas son origine de la sédimentation puisqu'il se produit aussi au niveau de l'outil inférieur lorsque c'est cette partie qui tourne. Pour éviter le glissement il suffit en général de placer des surfaces rugueuses sur les surfaces des outils en contact avec les matériaux. Ainsi la chute de densité près de la paroi est évitée.

II.3.2 Fracturation.

On appelle ainsi le phénomène lors duquel une surface de discontinuité de la vitesse existe au sein du matériau (cf Figure II.4). Bien sûr cette discontinuité doit être par définition du même ordre de grandeur que la vitesse maximale du matériau dans un plan vertical passant par la surface de fracturation.

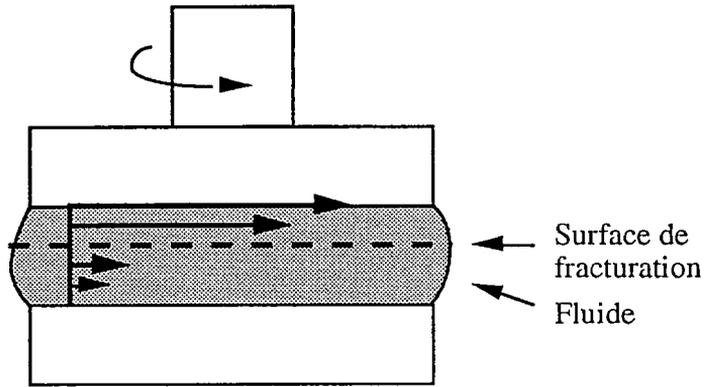


Figure II.4 : Profil des vitesses sur la surface latérale extérieure de l'échantillon lorsqu'une fracturation se produit en cisaillement simple avec les géométries plans parallèles, cône-plan, ou plan-cône troué.

L'origine de ce phénomène, observé pour d'autres matériaux (**HUTTON (1975), MAGNIN & PIAU (1990)**) est probablement l'existence d'une inhomogénéité de l'état du matériau au sein de l'échantillon. Pendant l'écoulement cette inhomogénéité dégénère en surface de moindre densité et donc de moindre résistance ce qui permet au cisaillement de se localiser le long de cette surface. La fracturation se produit préférentiellement aux faibles gradients de vitesse.

II.3.3 Contrôle du glissement ou de la fracturation.

Il existe différentes méthodes pour détecter ces phénomènes perturbateurs.

- La première consiste simplement à observer le cisaillement (**MAGNIN & PIAU (1990)**) à la surface libre de l'échantillon (cf Figure II.2 et II.4). Si une ligne de discontinuité existe très près de la paroi il s'agit probablement d'un glissement, si une telle ligne existe au sein du matériau il s'agit plutôt d'une fracturation.

- La seconde consiste à observer les variations des niveaux de contrainte pendant des expériences en régime transitoire. Lorsqu'on impose brutalement certains niveaux de vitesses, des chutes en contrainte, dissociables des effets de propriétés temporelles, peuvent être constatées. Elles sont en général le signe de l'existence de glissements ou de fracturations.

Les observations de la surface libre de l'échantillon ne permettant pas toujours de conclure sur l'importance réelle d'un phénomène, il peut être intéressant d'enquêter sur l'homogénéité du cisaillement au sein de l'échantillon. Une méthode peu précise et d'exploitation difficile mais qui permet cependant de conforter certaines opinions peut être utilisée. Avant d'écraser l'échantillon entre les deux plans on trace un sillon dans le petit tas posé sur le plan inférieur et on y place un matériau identique (du point de vue du comportement) mais d'une couleur différente (cf Figure II.5). Peu de temps après le démarrage (rotation inférieure à un demi tour) on stoppe l'expérience puis on écarte les deux outils (sans rotation supplémentaire). On peut alors examiner (éventuellement après séchage) le cisaillement au sein de l'échantillon par observation des déformations du matériau de couleur différente (cf Figure II.6). D'une manière moins précise on peut aussi attendre assez longtemps après le démarrage de l'expérience et vérifier ensuite que le mélange a une nouvelle couleur homogène. Si une fracturation ou un glissement s'est produit, le mélange peut être séparé horizontalement en deux zones, l'une de couleur homogène et l'autre de couleur inhomogène.

Pour s'assurer qu'aucun problème ne survient lors d'expériences avec une géométrie particulière il convient si possible de réaliser des expériences sur le même matériau avec d'autres géométries. Pour chaque géométrie le rapport entre la surface cisailée et le volume testé est différent. Les effets perturbateurs tels que le glissement et la fracturation qui s'appliquent le long de surfaces n'ont pas a priori la même influence sur les contraintes calculées en supposant le volume d'échantillon entièrement cisailé pour chaque géométrie.

II.3.4 Creusement.

Ce phénomène et son contrôle sont limités en général à la zone périphérique de l'échantillon. Pour des raisons diverses la surface libre périphérique de l'échantillon, originellement plane et verticale, se creuse (cf Figure II.7). Les parties situées autour du creusement ne sont plus cisailées et ont tendance à devenir rigides. Le matériau situé dans la partie centrale du creux est quant à lui toujours cisailé.

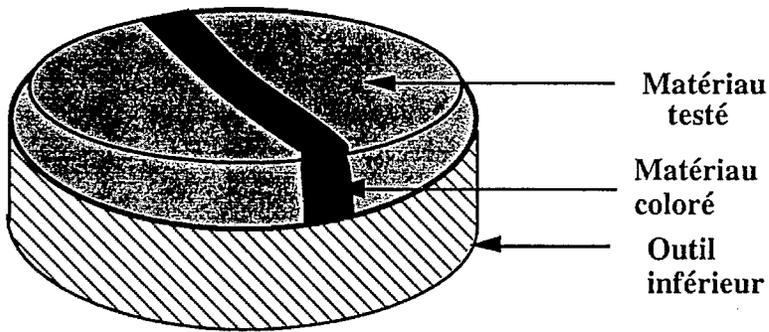


Figure II.5 : Apparence de l'échantillon posé sur l'outil inférieur lorsqu'une ligne de référence a été tracée au sein du matériau avec un matériau identique coloré.

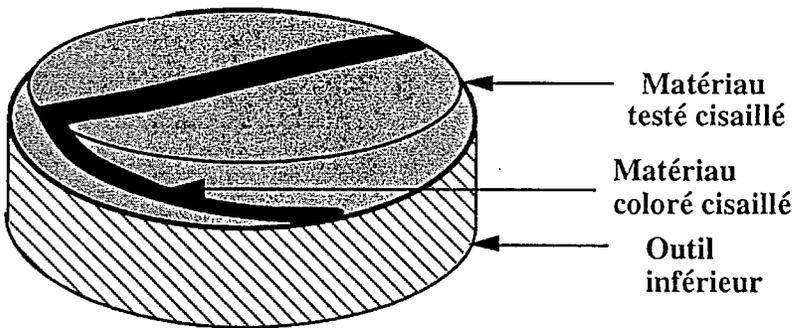


Figure II.6 : Apparence de l'échantillon de la Figure II.5 après environ un quart de tour de l'outil supérieur, en supposant qu'on peut séparer les outils en maintenant le matériau entièrement sur l'outil inférieur.

D'après des observations de l'échantillon après cisaillement, en utilisant la technique (précédemment décrite) de la ligne de référence interne, on a pu constater que la largeur de ces zones rigides est du même ordre que leur épaisseur. Celles-ci s'étendent donc très peu à l'intérieur de

l'échantillon. On admettra par conséquent que tout se passe comme si le cisaillement se produisait entre deux outils de diamètre plus petit que le diamètre réel (cf Figure II.7). Ceci impose des rectifications dans les calculs effectués : on doit considérer non pas le diamètre de l'outillage mais le volume de matériau réellement cisailé (cf Annexe II.1.3).

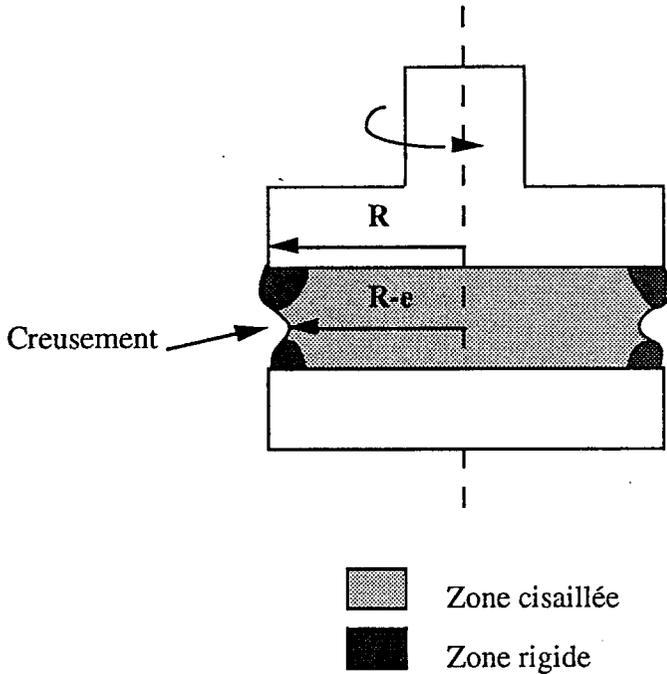


Figure II.7 : Vue en coupe (par un plan contenant l'axe de symétrie des outils) des différentes zones dans le fluide lorsqu'un creusement se produit. Estimation du volume effectivement cisailé : cylindre de rayon $R-e$.

Dans la plupart des cas ce creusement se produit de manière rapide au démarrage puis évolue lentement au cours de l'expérience. Il est nécessaire alors d'attendre qu'il se stabilise et de ne pas confondre ce phénomène avec des effets des propriétés temporelles du matériau. Dans certains cas ce creusement dégénère au point de s'étendre dans tout l'échantillon. Il y a alors séparation totale du matériau en deux volumes rigides. Souvent les derniers contacts avant séparation complète dessinent

des disques concentriques observables après écartement des outils à la surface de chacun des deux volumes restant.

Dans le cas de certains mélanges d'eau, d'argiles et de grains (de diamètre compris entre 100 et 200 μm), testés par exemple avec la géométrie plan-cône citée précédemment ou avec une géométrie plan-plan de diamètre 2 cm et un entrefer de 3 mm, un effet perturbateur important peut découler de ce creusement. Les particules grossières situées dans la zone cisailée près de la surface libre peuvent avoir tendance à sortir et se coincer entre les deux zones rigides, rendant le mouvement instable. Ce phénomène se produit particulièrement aux faibles gradients de vitesse et peut laisser croire que le fluide possède un minimum dans la courbe des régimes permanents (cf Ch III et IV). Dans ces conditions il convient de comparer les résultats obtenus avec les expériences réalisées avec la géométrie cylindres coaxiaux pour laquelle cet effet doit être moins important.

II.3.5 Evaporation.

En simplifiant on peut dire que l'évaporation est un problème d'autant plus crucial que le volume d'eau offert à l'air libre a une grande surface et une faible épaisseur. Cela implique que ce phénomène est d'autant plus important que la concentration solide et les surfaces libres sont grandes. Avec des suspensions ou dispersions concentrées (en général dans l'eau) le problème de l'évaporation peut être crucial. Si on souhaite mener des expériences longues il est nécessaire de réaliser un appareillage (créant un environnement d'air saturé en eau) permettant d'éviter ce problème (MAGNIN & PIAU (1990)). Dans le cas de matériaux au comportement mal connu ou pour lesquels des expériences rapides avec un contrôle permanent des opérations doivent être faites, il peut être préférable de mener les expériences sans système anti-évaporation, dans des temps suffisamment courts pour que les effets de l'évaporation soient négligeables.

II.3.6 Sédimentation.

Les mélanges testés dans les rhéomètres de laboratoire contiennent des particules solides susceptibles de tomber au fond du mélange sous l'effet de la gravité si leur densité est plus élevée que la densité moyenne du mélange. Ceci est vrai même si le fluide possède un seuil car, dès qu'un

cisaillement homogène est imposé, la somme des forces de surface qui s'appliquent sur les particules est nulle (cf Ch IV et VIII). Les mélanges à base de particules très fines ($<40 \mu\text{m}$) que nous avons testés possédaient une concentration solide globale suffisamment importante pour que, laissés à l'air libre au repos, ils sédimentent de façon négligeable dans des temps inférieurs à 15 mn. Les concentrations solides des suspensions très concentrées de particules grossières étaient toujours si proches de la concentration maximale d'entassement que toute sédimentation semble impossible, mais un tri granulométrique est toutefois possible. Enfin des observations de l'échantillon pendant et après les expériences sur l'ensemble des mélanges testés, n'ont pas permis de déceler une sédimentation non négligeable. Il est probable que ceci est dû à la fois à la concentration solide élevée, aux faibles diamètres des particules ajoutées ($< 200 \mu\text{m}$, donc une vitesse de chute dans le fluide faible) et à des courants secondaires susceptibles de réhomogénéiser le mélange en permanence. Le problème de la sédimentation peut devenir crucial lorsque la concentration solide devient trop faible. Compte-tenu de nos observations on peut proposer une estimation grossière de cette limite en concentration : il s'agit de la concentration en dessous de laquelle, après un mélange rapide de l'ensemble, le mélange devient inhomogène en moins d'une minute.

II.3.7 Conclusion.

Les problèmes les plus importants survenant lors d'expériences de rhéométrie avec des suspensions et/ou dispersions concentrées peuvent être évités. Mais il faut être conscient que certains des effets cités précédemment apparaissent de manière partielle et de façon assez peu apparente au premier abord quelles que soient les précautions prises pour les éviter. Ainsi le creusement se modifie légèrement lors des variations de vitesse, ou bien une fracturation apparaît près du bord aux faibles vitesses et disparaît à des vitesses élevées. Ces phénomènes ne peuvent pas réellement être maîtrisés et impliquent que les résultats obtenus sont exacts à environ 10 % près. En outre il faut une certaine habitude de ces expériences pour être capable d'estimer si l'un de ces phénomènes prend trop d'importance au cours d'une expérience.

Il est difficile donner une conclusion définitive concernant le choix de la géométrie la plus adaptée pour les suspensions et/ou dispersions

concentrées. En effet dans chaque cas le bon choix varie en fonction de la nature précise du matériau étudié. On peut cependant faire un premier choix qui ne permettra cependant pas d'éviter tous les problèmes :

- Fluide ne contenant pas de particules grossières : cône-plan s'il est thixotrope ; sinon plan parallèles.

- Fluide contenant des particules grossières : cylindres coaxiaux. On s'affranchit alors ainsi des effets de bords possibles dus à des surfaces latérales rigides nécessaires au maintien du fluide dans l'intervalle entre un cône et un plan ou entre deux plans. Mais on ne s'affranchit pas du problème du jeu important entre les cylindres qui est la cause d'incertitudes dans le calcul de la loi de comportement aux faibles gradients de vitesse où l'épaisseur de la zone de matériau cisailée est du même ordre que le diamètre de certaines particules.

II.4 Procédures expérimentales.

II.4.1 Reproductibilité des mesures.

Pour obtenir des résultats reproductibles il est nécessaire d'adopter toujours la même technique de préparation du mélange avant l'expérience. Dans le cas de fluides thixotropes, il faut tenir compte du temps d'attente avant l'expérience. Mais cela ne suffit pas car lors de la mise en place l'échantillon est déformé, son état est donc modifié mais reste inconnu après cette opération. Une bonne méthode consiste alors à précisailler le matériau à un gradient de vitesse connu jusqu'à atteindre le régime permanent puis à laisser l'échantillon au repos pendant un temps connu.

Dans le cas des mélanges à forte concentration solide et à seuil qui nous intéressent, des effets perturbateurs importants peuvent être observés à la surface libre à la périphérie de l'échantillon. Le matériau laissé à l'extérieur, du fait de la nature et de la forte viscosité apparente du mélange, peut tendre à maintenir fixe l'ensemble ou à accentuer les effets perturbateurs. De manière générale pour diminuer leur importance et obtenir au moins des résultats reproductibles il est nécessaire de nettoyer toujours soigneusement l'excès de matériau à la périphérie. De cette façon on laisse la surface libre approximativement verticale et plane, sans débordement à l'extérieur de l'intervalle entre les outils, avant le début de chaque expérience. Comme on l'a vu cependant, il est en général possible

de précisailier l'échantillon suffisamment longtemps pour que ce creusement se stabilise. Il faut toujours bien distinguer l'établissement du régime permanent, qui correspond à l'établissement de la structure en cisaillement du matériau, et l'établissement du creusement, qui correspond simplement à l'établissement des conditions aux limites de l'écoulement.

II.4.2 Détermination du seuil de contrainte.

Trois méthodes de détermination du seuil de contrainte peuvent être envisagées. La première, proposée par **MAGNIN & PIAU (1990)**, consiste à mesurer la contrainte résiduelle lors de la relaxation de l'échantillon après un cisaillement quelconque. Cependant avec les matériaux testés, il ne nous est pas apparu possible d'obtenir des résultats reproductibles de ces contraintes résiduelles avec les suspensions et/ou dispersions concentrées étudiées. Les expériences avec le rhéomètre à vitesse contrôlée (R.M.S.), consistant à stopper brutalement le mouvement, ont donné des mesures de niveaux de contrainte variant entre des valeurs négatives et des valeurs positives du même ordre que celles enregistrées pendant le cisaillement. Les raisons en sont probablement les seuils de contrainte importants de ces matériaux. Pendant l'arrêt qui n'est pas parfaitement instantané, le matériau a la possibilité de se déformer très légèrement d'une manière aléatoire. Ce phénomène a pour effet d'induire au sein de l'échantillon des contraintes non négligeables et imprévisibles après l'arrêt.

La méthode plus classique de détermination du seuil consiste à extrapoler la courbe des régimes permanents, obtenue à vitesse imposée par exemple, vers les faibles gradients de vitesse. Dans ces conditions la qualité de la mesure dépend évidemment des niveaux de gradients de vitesse les plus faibles pour lesquels des mesures ont pu être obtenues. Dans le cas d'un mélange eau-kaolinite ($C_v = 21 \%$) testé avec le rhéomètre R.M.S. cette méthode est possible sans que trop de problèmes se posent et on obtient une courbe (cf Figure II.9) correctement extrapolable vers les faibles gradients de vitesse, sans qu'on puisse craindre une trop grande erreur sur la valeur du seuil évalué. Mais avec beaucoup d'autres suspensions et dispersions concentrées, certains phénomènes perturbateurs cités précédemment (glissement, fracturation,

évaporation) apparaissent de manière plus importante justement pour les faibles gradients de vitesse.

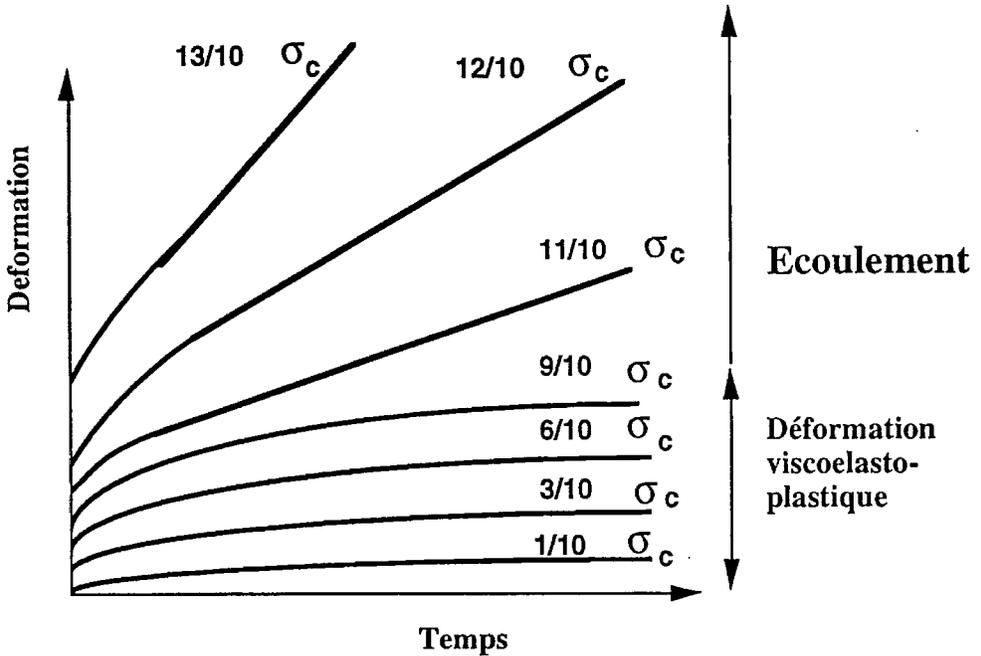


Figure II.8 : Schéma de principe de la réponse en déformation d'un matériau soumis à différents niveaux de contrainte. Les valeurs de contraintes, exprimées relativement au seuil σ_c , sont des valeurs indicatives.

Une dernière méthode, qui permet d'éviter les problèmes précédents, consiste à appliquer des contraintes successives de plus en plus élevées. Après chaque niveau de contrainte on doit faire le nécessaire (précisaillement, repos,...) pour que l'échantillon reprenne son état initial. Tant que la contrainte appliquée n'a pas dépassé le seuil de contrainte du matériau, la réponse est celle d'un solide. La déformation enregistrée est viscoélastoplastique. Des expériences sur le rhéomètre CARRI-MED C.S. ont montré, dans le cas de deux dispersions concentrées (cf Ch III), que la pente de la courbe de la déformation en fonction du temps décroissait continûment et apparemment indéfiniment. Les valeurs de ces pentes sont

en outre toutes très faibles (environ 10^{-6} s^{-1}) et du même ordre de grandeur tant que la contrainte n'a pas dépassé ce que nous considérons comme étant le seuil de contrainte. En revanche, lorsque la contrainte appliquée a dépassé un niveau limite (seuil de contrainte) la pente de la courbe de la déformation en fonction du temps se stabilise rapidement à une valeur finie (cf Figure II.8). Le matériau s'écoule alors de manière continue, sa réponse est celle d'un fluide.

Cette dernière méthode a l'avantage de permettre de déceler à coup sûr la présence éventuelle d'un minimum dans la courbe des régimes permanents (cf Ch III et IV). En effet, si on fait uniquement des mesures à vitesse imposée sur ce type de matériau, on peut dans certains cas remarquer que de la fracturation se produit quand le gradient de vitesse imposé est situé en dessous d'une certaine limite. Les mesures correspondant à ces niveaux de cisaillement ne sont pas pertinentes, et il n'est pas possible de conclure sur le comportement général du matériau. S'il est possible de réaliser aussi des mesures à contrainte imposée, le minimum éventuel peut donc être mis en évidence (cf Ch III).

II.4.3 Régime permanent.

Pour établir la courbe des régimes permanents il faut tenir compte des réflexions des paragraphes précédents concernant l'établissement des effets de bords et la détermination du seuil. Alors dans le cas général on peut déterminer cette courbe de manière assez complète et précise à l'aide d'expériences avec un rhéomètre à vitesse contrôlée.

II.4.4 Thixotropie.

Les précautions et les méthodes d'étude par la rhéométrie des matériaux thixotropes ont été passées en revue par MEWIS (1979). Notre but ici est de rappeler quelques points essentiels et d'ajouter quelques remarques à propos des procédures expérimentales. Différentes méthodes peuvent être utilisées pour caractériser les propriétés temporelles des matériaux, notamment :

- la boucle d'hystérésis obtenue lors d'une montée progressive puis d'une diminution de la vitesse (ou de la contrainte) imposée ;
 - la décroissance du niveau de contrainte au cours du temps à vitesse fixe.
- Ces méthodes ne permettent cependant pas de comparer facilement les

matériaux entre eux ou de quantifier les propriétés temporelles des matériaux. Une bonne méthode de quantification de la thixotropie nous semble être la suivante : partant de l'échantillon au repos dans l'état initial, on applique de manière brusque un gradient de vitesse fixe pendant un temps suffisant pour que le matériau atteigne le régime permanent ; puis on stoppe le mouvement et on laisse au repos cet échantillon pendant un temps donné ; on recommence l'opération plusieurs fois, avec des temps d'attente différents entre chaque cisaillement ; si au début de chaque mouvement on enregistre un excès de contrainte puis une lente descente vers le régime permanent, on peut tracer la courbe d'évolution du niveau de l'excès de contrainte en fonction du temps d'attente préalable ; si au début de chaque mouvement on enregistre une montée en contrainte progressive vers le régime permanent, on peut tracer la courbe d'évolution du niveau atteint à un temps fixe après le début du mouvement en fonction du temps d'attente préalable (cf Figures II.9). Ces courbes donnent une bonne idée de l'évolution de l'état du matériau pendant le repos. Elles tendent vers une limite finie, qui correspond au fait qu'après un temps de repos suffisamment long le matériau s'est restructuré au maximum.

Remarque : On notera d'abord que l'on n'est pas certain que l'échantillon soit dans des conditions identiques pour se restructurer pendant les temps de repos entre chaque cisaillement. En effet d'après ce qu'on a vu au sujet de la première méthode de détermination du seuil, l'arrêt brutal du mouvement tout en laissant en place le matériau, peut donner lieu à des contraintes résiduelles aléatoires au sein de l'échantillon. Dans le cas du mélange eau-kaolinite (Ch V) ou de la graisse granulaire (Ch III) on a obtenu des résultats cohérents en ce sens que l'évolution du niveau de l'excès de contrainte est régulière et croissante. Les conditions de repos ont donc probablement une influence négligeable sur ce type de mesures, tant qu'il y a effectivement un mouvement nul pendant ce repos. Par ailleurs le niveau de l'excès de contrainte enregistré au-dessus du régime permanent n'est pas forcément le niveau réel au sein de l'échantillon, parce que l'appareil n'a pas la capacité d'enregistrer suffisamment rapidement les variations de la contrainte. Cependant les niveaux d'excès de contrainte mesurés sont enregistrés approximativement toujours au même temps après le début du cisaillement, et sont donc tout de même représentatifs de l'évolution de la structure interne du matériau.

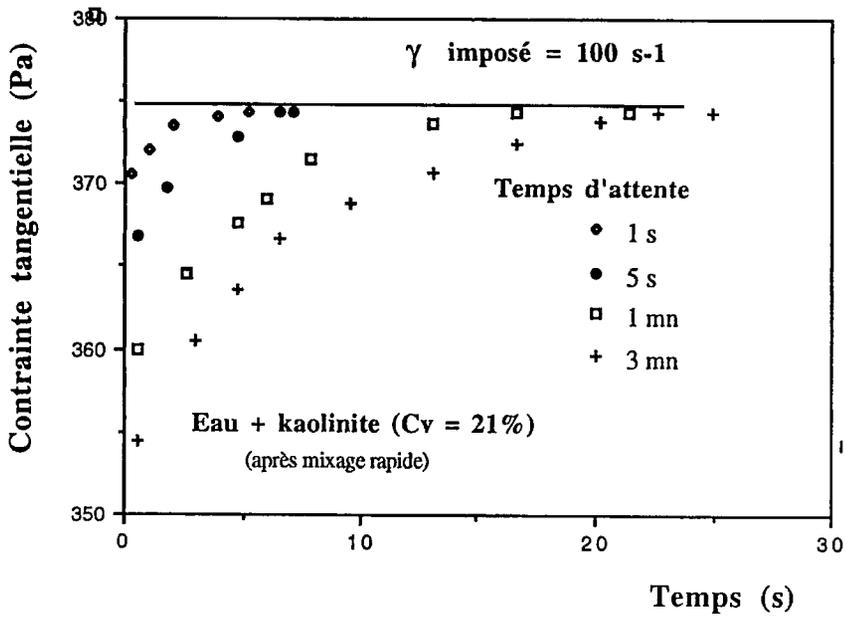


Figure 9 a

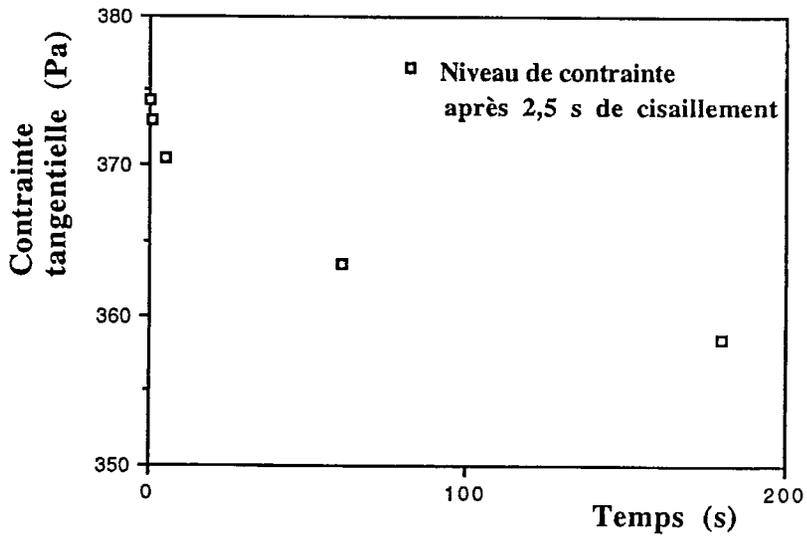


Figure 9 b

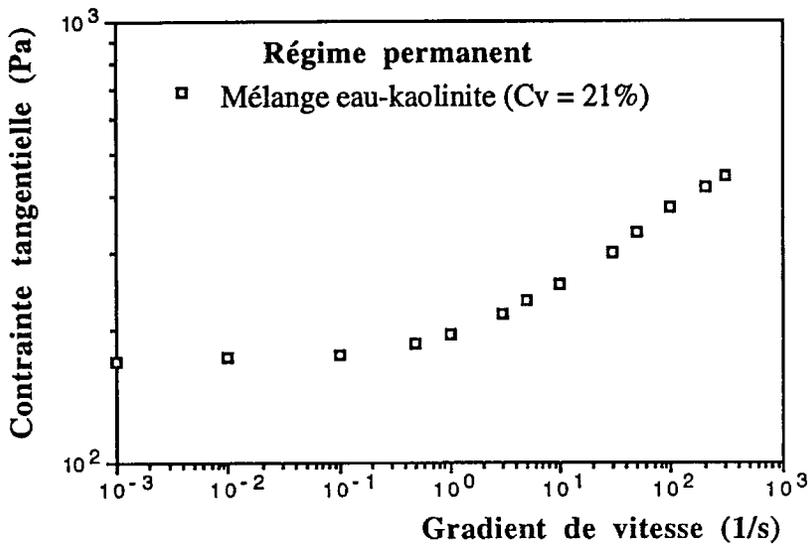


Figure 9 c

Figures II.9 : a) Evolution de la réponse en contrainte d'un mélange eau-kaolinite ($C_v = 21\%$, $pH = 5,4$) à gradient de vitesse imposé en fonction du temps de repos préalable. b) Evolution du niveau de contrainte 2,5 s après le début du cisaillement en fonction du temps d'attente préalable. c) Courbe des régimes permanents du même fluide.

II.4.5 Oscillations.

L'inconvénient majeur lors d'oscillations à contrainte ou vitesse imposées, est que le cisaillement passe nécessairement par des gradients de vitesse faibles, pour lesquels une fracturation du matériau risque de se produire.

II.4.6 Mesures des contraintes normales.

Dans aucune de nos expériences les contraintes normales n'ont pu être enregistrées de manière fiable. Probablement à cause d'effets perturbateurs dus à l'existence d'une surface libre, les mesures de ces contraintes sont faussées au point que l'on n'obtient pas de résultats reproductibles ou cohérents.

CONCLUSION.

Parce qu'elles peuvent posséder un seuil et des propriétés temporelles, les difficultés expérimentales rencontrées avec les suspensions et/ou dispersions concentrées lors d'expériences de rhéométrie sont nombreuses. Il n'est pas du tout envisageable avec ce type de matériau de se livrer à des expériences de rhéométrie sans surveiller la surface libre de l'échantillon, se demander pourquoi des chutes de niveau de contrainte se produisent, etc...

La connaissance des problèmes ou des phénomènes perturbateurs qui surviennent lors des essais est fondamentale. D'une part elle permet de ne pas attribuer à des caractéristiques spéciales du matériau (instabilité ou thixotropie) les difficultés à obtenir des résultats cohérents ou des phénomènes particuliers. D'autre part cette connaissance permet de faire des calculs corrects à partir des mesures réalisées, pour obtenir les véritables caractéristiques du matériau (seuil, thixotropie, minimum dans la courbe des régimes permanents,...).

Bibliographie

MAGNIN, A., et PIAU, J.M., (1987) "Shear rheometry of fluids with a yield stress" *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **23**, pp 91-106.

MAGNIN, A., et PIAU, J.M., (1990) "Cone-and-plate rheometry of yield stress fluids. Study of an aqueous gel" *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **36**, pp 85-108.

PIAU, J.M., (1979), "Fluides non-newtoniens", *Techniques de l'Ingénieur*, A 710-711.

VINOGRADOV, G.V., PROTASOV, V.P., and DREVAL, V.E., (1984), "The rheological behaviour of flexible-chain polymers in the region of high shear rates and stresses, the critical process of spurting and supercritical conditions of their movement at $T > T_c$ ", *Rheologica Acta*, **23**, p.46.

MEWIS, J., and SPAULL, A.J.B., (1976), "Rheology of concentrated dispersions", *Advances in Colloid and Interface Science*, **6**, pp.173-200.

HUTTON, J.F., (1975), "On using the Weissenberg Rheogoniometer to measure normal stresses in lubricating greases as examples of materials which have a yield stress", *Rheologica Acta*, **14**, N°11, pp.979-992.

MEWIS, J., (1979), "Thixotropy - A general review", *Journal of Non-newtonian Fluid Mechanics*, **6**, pp.1-20.

Annexe II.1 Calculs de rhéométrie.

Ces calculs permettent de déduire le couple (contrainte, gradient de vitesse) à partir du couple (couple, vitesse de rotation), ou à partir du couple (différence de pression, débit) dans le cas du rhéomètre capillaire. Les formules exactes qui doivent être utilisées sont par exemple démontrées dans **PIAU (1979)**. On ne reprendra pas ici les détails des calculs qui permettent d'obtenir ces formules.

A.II.1.1 Capillaire.

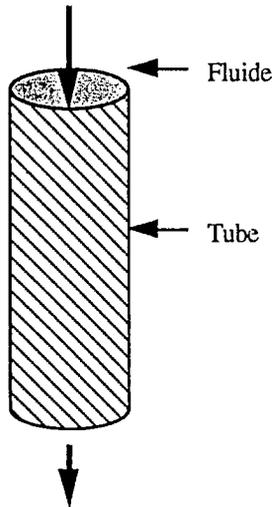


Figure A.II.1 : Schéma de principe de l'écoulement dans un rhéomètre capillaire.

On a :

$$\dot{\gamma} = \frac{1}{\pi R^3 (\Delta p_g / L)^2} \frac{d(Q(\Delta p_g / L)^3)}{d(\Delta p_g / L)}$$

où L est la longueur du tube, $\dot{\gamma}$ le gradient de vitesse aux parois intérieures, Δp_g est la différence de pression motrice ($= (p + \rho g z)$) où p est la pression, ρ est la masse volumique, g le module de la force de gravité,

et z le niveau horizontal) entre l'entrée et la sortie du tube, Q le débit, et R le rayon du tube.

A.II.1.2 Cône-plan.

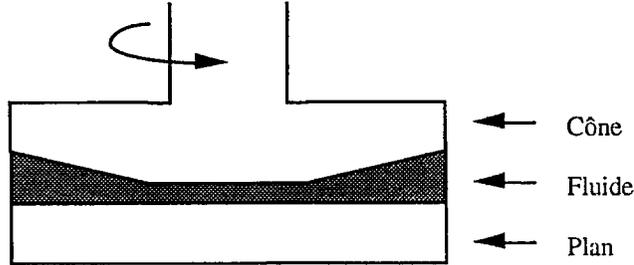


Figure A.II.2 : Schéma de principe de la géométrie cône-plan

Le terme d'inertie est négligé dans les équations du mouvement et l'angle du cône supposé petit. Dans ces conditions, le gradient de vitesse et la contrainte sont homogènes à l'intérieur du volume cisailé, sauf au niveau de la troncature mais la vitesse de cisaillement est faible et les dissipations d'énergie négligeables. On a alors :

$$\dot{\gamma} = \frac{\Omega}{\alpha} \quad \text{et} \quad \tau(\dot{\gamma}) = \frac{3C}{2\pi(R^3)}$$

où α est l'angle du cône, $\dot{\gamma}$ le gradient de vitesse, τ la contrainte appliquée au fluide, C le couple total appliqué, Ω la vitesse de rotation, et R le rayon du cône.

A.II.1.3 Plan-cône troué.

La formule à utiliser dans le cas de la géométrie plan-cône troué découle directement de celle se rapportant au cas de la géométrie cône-plan. On fait les mêmes hypothèses : inertie négligeable, angle du cône petit. Alors le gradient de vitesse est homogène dans l'intervalle entre les outils et par conséquent la contrainte appliquée au fluide l'est aussi. On obtient :

$$\dot{\gamma} = \frac{\Omega}{\alpha} \quad C = \int_{R_1}^{R_2} 2\pi\tau x^2 dx$$

où α est l'angle du cône, $\dot{\gamma}$ le gradient de vitesse, τ la contrainte appliquée au fluide, C le couple total appliqué, Ω la vitesse de rotation, R_1 et R_2 les rayons intérieurs et extérieurs du cône troué; donc :

$$\tau(\dot{\gamma}) = \frac{3C}{2\pi(R_2^3 - R_1^3)}$$

Remarque : dans le cas où des creusements se produisent aux surfaces libres intérieure ou extérieure il faut prendre r_1 et r_2 les rayons du cylindre de fluide réellement cisailé à la place de R_1 et R_2 respectivement.

A.II.1.4 Plans parallèles.

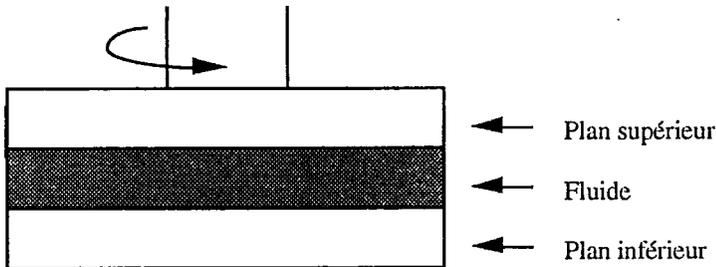


Figure A.II.3 : Schéma de principe de la géométrie plans parallèles.

Le terme d'inertie dans les équations du mouvement est négligé.

$$\tau(\dot{\gamma}) = \frac{3C}{2\pi R^3} + \frac{\dot{\gamma}}{2\pi R^3} \frac{dC}{d\dot{\gamma}}$$

où C est le couple appliqué, $\dot{\gamma}$ le gradient de vitesse approché à la périphérie, R est le rayon des disques. Le calcul exact dans le cas de la géométrie plans parallèles fait intervenir une correction dont il ne peut être tenu compte que lorsque la courbe (couple, vitesse) a été tracée. Il s'agit du second terme du membre de droite de l'équation précédente.

Dans toutes les expériences avec des suspensions et dispersions concentrées, les fluides testés ayant une très faible viscosité absolue, cette correction est apparue négligeable.

A.II.1.5 Cylindres coaxiaux : Les calculs sont développés au Ch VI.

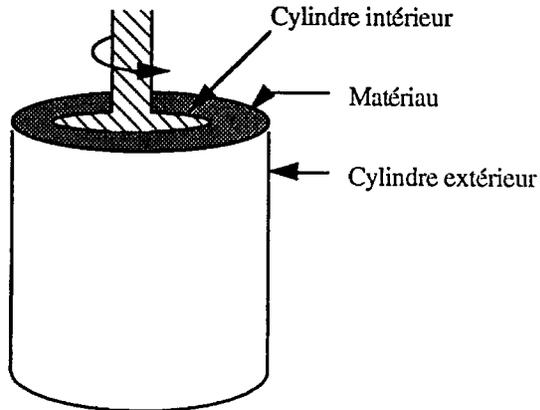


Figure A.II.4 : Schéma de principe de l'écoulement dans un rhéomètre à cylindres coaxiaux.

CHAPITRE III

RHEOLOGY OF CONCENTRATED DISPERSED SYSTEMS IN LOW MOLECULAR WEIGHT MATRIX

P. COUSSOT, A.I. LEONOV, J-M. PIAU

(sous presse dans le Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics)

Dans ce chapitre on s'intéresse à la rhéologie de dispersions concentrées dans un fluide de faible poids moléculaire. Les mélanges eau-argiles pour lesquels les interactions entre particules d'argiles sont fortes font partie du type de fluide qui nous intéresse ici. Un modèle de loi de comportement reposant sur la description des évolutions au sein de la microstructure est développé. Des expériences précises permettant de caractériser les différents aspects de ces fluides ont aussi été réalisées dans ce cadre.

Du fait qu'on cherche à relier la loi de comportement aux évolutions des interactions au niveau de la microstructure, une telle étude permet de mieux comprendre les lois de comportement des mélanges eau-argiles en général. On verra que ceci a été rendu possible ici parce que ces interactions sont fortes. Dans le cas où ces interactions sont faibles (cf Ch V) ceci est beaucoup plus délicat. En effet les caractéristiques rhéologiques (notamment les propriétés temporelles) sont alors peu marquées et on peut donc plus difficilement les interpréter en termes d'évolutions des interactions au niveau de la microstructure.

Le modèle développé ci-après et les expériences réalisées sur des mélanges eau-bentonite ont permis de mettre en valeur un type de loi de comportement très particulier : courbe des régimes permanents avec un minimum. Un fluide de ce type a des caractéristiques d'écoulement instables (cf Ch VIII). Par exemple, avec des conditions aux limites pratiquement identiques un tel fluide peut rester aux repos ou s'écouler à vitesse rapide. Il n'est pas exclu que certaines laves torrentielles comprenant une fraction argileuse très élevée possède ce type de comportement.

Summary : The objective of this paper is to provide a complete theoretical and experimental study of shear rheology for concentrated dispersed systems in low molecular weight matrices. A new theoretical approach based on qualitative microstructural physics and thermodynamical arguments is developed which considers flow, elastic deformations, ruptures and restorations of flocs. The approach was specified to study steady and transient phenomena and predicted very different behaviours for various systems; one of them was a non-monotonous flow curve. The most remarkable feature of the theoretical model is that it contains no mathematical yield criterion but predicts anisotropic yield values with continuous transition from solid state to flow as a bifurcation. A complete set of experiments in simple shearing was carried out for two different dispersed systems: a granular grease and a water-clay platelet mixture. Also some disturbing phenomena were observed and experimental techniques were developed which made it possible to obtain reliable results. Additionally the clay-water system exhibited a minimum in the flow curve, and all the characteristics peculiar to the evolution from solid state to flow, as predicted by the theory. Despite the short time scale of transition phenomena for tested materials, the general comparison of experimental results with theory showed good agreement.

1 INTRODUCTION :

Dispersions are two-phase systems with interactive (attractive) colloidal solid particles in a low molecular liquid system. Many of them, such as paints, inks, coal-water, foodstuffs or clay-water systems are of considerable industrial significance. Because of these interparticle interactions, dispersions can create a particulate network which is usually ruptured in flow with the formation of "flocs" and restored again once at rest. Therefore these systems have a more complicated rheology than usual suspensions for which a complete analysis of rheological behaviour is still not available [1]. In the particular case of concentrated dispersed systems in low molecular weight matrices, the formation, rupturing and restoring of flocs results in two macroscopic phenomena : yield behaviour and thixotropy which are the most complex problems encountered in rheology.

Except for some authors [2], there is consensus about the existence of yield stress [3-9] but the problems associated with its measurement are still under discussion [8]. The tests are commonly carried out at very low shear rates, where numerous experimental difficulties, such as slip at the wall or fracture are encountered [8-12]. More valuable results may be obtained from experiments with a given stress imposed below yield stress [13]. Another problem comes from the lack of a theoretical basis explaining the occurrence of yield stress in dispersed systems. A mathematical yield criterion is usually assumed which governs the transition from solid state to flow. For filled polymers, an improved description has been proposed recently [4-7]. It takes into account the entanglements of polymer macromolecules and represents yield stress behaviour without any mathematical yield criterion. Another theory which considers floc rupture and restoration, along with a thermodynamic approach, was developed very recently for filled polymers [14].

Flocculated suspensions are generally shear thinning and usually exhibit thixotropic behaviour [15], in other words a reversible decrease in viscosity with time when subjected to active shearing and subsequent recovery after a rest [16]. There is still no solid theoretical basis and microstructural understanding of these phenomena. A complete recent review of the models available today [21] shows that few attempts have been made to describe thixotropic fluids with yield stress. For instance, in

[22-23] a structural parameter is used in the expression for the stress tensor and in [24] a thermodynamical approach has been proposed.

We will offer an additional review of particulate structure flocculated colloids and the special problems connected with the behaviour of clays, in the 2nd and 3rd sections of the paper.

The paper is organized in the following way : the next section discusses a straightforward formulation of a theoretical approach to a special example of shearing for concentrated flocculated suspensions with infinitesimal floc elasticity. Then particular cases of shear deformations are studied briefly and compared with experiments later. This enables us to make a quick introduction to the circle of physical assumptions and mathematical formulations which are valid for a more general, 3D nonlinear approach. The readers interested in a complete formulation of the theory and its consistency with thermodynamics, can find these in the appendices. The thermodynamic development there follows the ideas proposed in papers [25, 26] and has been briefly outlined in [14].

The experimental studies are concentrated in the third section, and include a description of materials, instruments and experimental problems and procedures.

The results of experimental and theoretical studies are discussed and compared in the final, fourth section of the paper.

2. THEORETICAL

2.1 Qualitative considerations

We shall consider the dispersed systems under study to be a set of very small solid particles, with a diameter of less than $1\mu\text{m}$, embedded in a low molecular liquid matrix and we shall assume that there is highly attractive interaction between the particles. Though the nature of this interaction is usually unknown in detail and may vary from system to system, their microstructure, and therefore their rheological behaviour, have many general features in common.

The structure of the dispersed systems with small attractive particles may be described by percolation theory [27] : at a small concentration ϕ , the particles create a cluster structure and, when $\phi > \phi_c$, where ϕ_c is the

percolation threshold, they produce a typical gel or network structure. Though this particulate network may fluctuate slightly, it is possible to neglect these fluctuations. In this case, the concentrated ($\phi > \phi_c$) dispersed systems will behave like elastic solids, if external forces applied to the systems are small enough. When external forces are sufficiently high or when a strain rate is applied to the system, so that a characteristic elastic strain Z (or stress σ , or elastic energy W) in the particulate network exceeds a critical value Z_c (or σ_c or W_c), the network is ruptured in a set of flocs. The characteristic diameter of these flocs decreases as the intensity of external mechanical forces increases. When external forces decrease, the flocs enlarge because of the attractive forces between particles which tend to restore the links, and after being at rest for some time, the particle network can be restored completely. This qualitative concept is very common and has been used many times in the literature [28-33] to develop microscopic and macroscopic descriptions of rheological phenomena in dispersed systems.

These qualitative considerations result in the appearance of viscoelastic behaviour in the dispersed systems with low molecular matrices, which have been observed in lubricating greases [34] and pigments [35] ; elastic effects resulting from the attractive, interparticle forces and the effect of flow arising because of floc rupture and flow of floc debris, like in suspensions.

In the following pages we shall consider two major types of interaction in the system [14] :

(i) Straightforward interparticle attractive interactions which create particle structures like flocs by rupturing the particulate network. We shall assume that these interactions are basically elastic, but when a critical elastic strain is attained, irreversible deformations also occur which result in viscoelastic behaviour of dispersed systems. When interparticle forces are short-ranged, as in the case of Van der Waals forces, one can consider this viscoelasticity as infinitesimal, with shear elastic modulus G and a characteristic relaxation time θ . Also there can be an additional "restructuring" time θ_0 ($\theta_0 \gg \theta$), related to very long processes of floc restructuring, into the particulate network structure after unloading or during relaxation.

(ii) hydrodynamic interactions between flocs like in suspension of inactive particles with a viscosity η_m depending generally on the concentration of particles, ϕ . This kind of interaction can sometimes be negligible, especially in very concentrated systems.

These two types of interaction ((i) and (ii)) contribute to some partial stresses, $\underline{\sigma}_p$ and $\underline{\sigma}_m$. The total stress $\underline{\sigma}$ is the sum of these two contributions which could be described as arising from some specific particle or matrix submedia or "modes" ([14]).

Thus, this qualitative analysis demonstrates that the following basic parameters are important when considering the complicated rheological behaviour of dispersed systems, elastic in a gel state and viscoelastic in flow :

- G - the shear elastic modulus (in gel state and flocs) ;
- Z_c - a critical intensity of elastic strain in particulate gel ;
- θ - a characteristic relaxation time which reflects viscoelastic phenomena in rupturing and restoring flocs ;
- η_p - the viscosity in viscous part of interaction between flocs.

If elasticity in flocs (or particulate network) is small we can also introduce the shear yield stress $Y_{12} = G Z_c$.

2.2 - Formulation of Simplified Constitutive Equations for Simple Shearing

It is useful to start formalizing the ideas discussed in the previous subsection with a simple example of shearing, in which the elasticity in the flocs can be considered as infinitesimal, i.e. $Z_c \ll 1$. A general 3D formulation along with a thermodynamic approach is developed in the appendices by using almost the same basic assumptions. Only the isothermal case is considered below.

As the state variables for shearing in a dispersed system we shall take a small (elastic) recovery shear strain, c_{12} , and a scalar "damaging" factor ξ ($0 \leq \xi \leq 1$) which could describe the concentration of broken bonds

between the particles in the flocs. The external variables are shear stress σ_{12} and shear rate $\dot{\gamma}$.

The equation

$$\sigma_{12} = \sigma^e_{12} + \eta_m \dot{\gamma} \quad (\sigma^e_{12} = Gc_{12}) \quad (2.1)$$

states that both types of contribution to the total stress are important ; elastic (or viscoelastic) contribution σ^e_{12} from the flocs and the viscous contribution from the liquid matrix.

Matrix' viscosity η_m can be represented in the form : $\eta_m = \eta_0 \psi(\phi^*/\phi_c^*)$ where η_0 is the viscosity of matrix liquid and ψ is a universal function of the ratio of actual concentration of flocs ϕ^* to their maximum possible concentration ϕ_c^* for the same actual floc size. This function is approximately known from the rheology of a suspension of non-interactive particles [36, 37] and arguments in favour of the dependence are given in paper [14]. In the following pages, we shall use quite a rough approximation, $\eta_m \approx \text{const}$.

In order to describe shear viscoelasticity in a flocculated suspension we shall make a simple assumption about the Maxwell-like shear viscoelasticity

$$\frac{1}{G} \frac{d\sigma^e_{12}}{dt} + \frac{\sigma^e_{12}}{\eta^*(\xi)} = \dot{\gamma} ; \quad \eta^*(\xi) = \frac{\eta_p}{f(\xi)} \quad (2.2)$$

The elastic term in this equation is due to the attractive interactions between particles, and viscous term due to the floc rupture. The "viscosity" η_p characterizes an elementary drag for the flocs in liquid and the floc environment and is also associated with the rate of an elementary act of floc rupturing. The dimensionless mobility function $f(\xi)$ is assumed to be an increasing and regular function of ξ . More exactly, we shall assume the following properties for the mobility function $f(\xi)$:

$$f(\xi) = \xi + o(\xi^2) \quad (\xi \rightarrow 0), \quad f(\xi) > 0 \quad (2.3)$$

As shown below, the first assumption made in (2.3) is necessary for the appearance of the yield stress. The second assumption in (2.3) is

obviously associated with decreasing drag (increasing the floc's mobility) when the size of flocs decreases.

Introducing the dimensionless variables and parameters :

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{\sigma_{12}}{Y} ; & S &= \frac{\sigma^e_{12}}{Y} = \frac{c_{12}}{Z_c} ; & \Gamma &= \frac{\theta\gamma}{Z_c} ; \\ \tau &= \frac{t}{\theta} ; & \theta &= \frac{\eta_p}{G} ; & Y &= GZ_c ; & k &= \frac{\eta_m}{G\theta} \end{aligned} \quad (2.4)$$

we can rewrite eqs. (2.1) and (2.2) as follows :

$$\sigma = S + k\Gamma \quad (2.5)$$

$$\frac{dS}{d\tau} + f(\xi) S = \Gamma \quad (2.6)$$

In order to close the set of equations we need an additional kinetic equation for the evolution of the damaging factor ξ which can describe the averaged state of factor ξ in multiple ruptured and restored flocs. We use for this purpose an extension of the kinetic equation proposed by Moore [23] (see also Ref. [38])

$$\frac{\theta^*}{\theta} \frac{d\xi}{dt} + \xi = (1 - \xi) |\Gamma| ; \quad \left(\frac{\theta^*}{\theta} \equiv \chi(\Gamma, \xi) \right) \quad (2.7)$$

$$1 \leq \chi(\Gamma, \xi) \leq \frac{\theta_0}{\theta} \quad (2.8)$$

where θ_0 is the restructuring time ($\theta_0/\theta \gg 1$). The right hand side of eq. (2.7), divided by θ^* , is equal to the rate of rupture of the interparticle bonds, which, in turn, is proportional to the concentration of unbroken bonds $(1 - \xi)$ and the intensity of the shear rate $|\gamma|$. The magnitude $-\xi/\theta^*$ is the rate of bond restoration. Under condition (2.8), kinetic equation (2.7) guarantees the inequality $0 \leq \xi \leq 1$ related to the physical sense of damaging factor ξ as the concentration of broken interparticle bonds.

The dimensionless function $\chi(\Gamma, \xi)$ is introduced to describe a rapid change in the "kinetic constant" from a small time θ when flocs are ruptured to a high time θ_0 when they are restored. In the dispersed

systems under study, then can be two long restructuring processes : one when approaching the true equilibrium gel structure and another when approaching dynamic equilibrium in steady state flows. We formulate these physical considerations as two assumptions about the properties of the function $\chi(\Gamma, \xi)$:

$$(i) \chi(\Gamma, \xi) \rightarrow \frac{\theta_0}{\theta} \text{ when either } \Gamma \rightarrow 0 \text{ or } \xi \rightarrow \xi_s, \text{ where } \xi_s = \frac{|\Gamma|}{|\Gamma| + 1} \quad (2.9)$$

$$(ii) \chi(\Gamma, \xi) \rightarrow 1 \text{ when } \xi \neq \xi_s \text{ and } \Gamma \gg 1.$$

Without any fundamental knowledge, we can specify the two structure functions, $f(\xi)$ and $\chi(\Gamma, \xi)$ only for reasons of simplicity, subordinating the qualitative properties mentioned. We propose the following specifications for these functions :

$$F(\xi) = \frac{[(1-\xi)^{-n} - 1]}{n} \quad (n > 0) \quad (2.10)$$

$$\chi(\Gamma, \xi) = \exp\left[\frac{b}{1+cq}\right], \quad q = |\Gamma| \cdot |\xi_s - \xi|; \quad (b = \ln\left(\frac{\theta_0}{\theta}\right)) \quad (2.11)$$

where n and c are two additional positive numerical (fitting) constants. It should be mentioned that the specification (2.11) also guarantees the evolutionarity (Hadamard stability) of kinetic equation (2.11).

Additionally, the dimensionless normal stresses in simple shearing can be derived from the second-order viscoelasticity [14] and represented as follows :

$$\begin{aligned} N_1 = y_1 - y_2 \quad ; \quad N_2 = y_2 \quad ; \quad y_1 + y_2 = \frac{S^2}{2} \quad ; \quad \frac{dy_2}{d\tau} + f(\xi) \left(y_2 + \frac{S^2}{4}\right) = 0; \\ y_1 = \frac{\varepsilon_{11}}{Zc^2} \quad ; \quad y_2 = \frac{\varepsilon_{22}}{Zc^2} \quad ; \quad N_1 = \frac{\sigma_1}{(2GZc^2)} \quad ; \quad N_2 = \frac{\sigma_2}{(2GZc^2)} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Here σ_1 and σ_2 are the first and second (dimensional) normal stress differences and ε_{11} and ε_{22} are small normal recovery strains.

Eqs. (2.5)-(2.12) form the closed set of constitutive equations for shearing dispersed systems with short range attractive interparticle forces, which contains (in the dimensionless form) the four independent constant parameters : k, n, b and c. The parameter k can sometimes be taken as equal to zero when the contribution of matrix in stress is negligible. As shown below, the parameter n is the most important for qualitative predictions of rheology in dispersed systems. Constants b and c affect only quantitative rheological predictions of the model.

The most remarkable feature of the model is that there are yield stresses, e.g. $Y_{12} = GZ_c$, but there is no yield criterion which governs the transition from solid-like elastic gel behaviour to the flow.

2.3 - Shear deformation regimes

In this subsection we shall concentrate on developing the theoretical approach as applied to various simple shearing regimes.

2.3.1 - Gel (Elastic) Behaviour of Dispersed Systems

The set of equations (2.5)-(2.12) always allows for the static solution :

$$\xi = 0 ; \Gamma = 0 ; \sigma_0 = S_0 ; N^0_1 = y^0_1 = \frac{S_0^2}{2} ; N^0_2 = y^0_2 = 0 \quad (2.13)$$

When $S_0 = 1$ ($c_{12} = Z_c$), there are two, tangential $\hat{\sigma}_{12}$, and normal $\hat{\sigma}_1, \hat{\sigma}_2$ dimensional critical elastic stresses :

$$\hat{\sigma}_{12} = GZ_c , \quad \hat{\sigma}_1 = GZ_c^2 , \quad \hat{\sigma}_2 = 0 \quad (2.14)$$

The values of two physically important magnitudes, the elastic modulus G and a critical intensity of elastic strains Z_c can be determined from creep and unloading experiments.

2.3.2 - Steady Shear Flows

The steady-state solution of eqs. (2.5)-(2.12) is :

$$\begin{aligned} \xi = \xi_s = \frac{|\Gamma|}{|\Gamma| + 1} ; \quad S = \frac{|\Gamma|}{f^*(|\Gamma|)} ; \quad y_1 = \frac{3S^2}{4} ; \quad y_2 = -\frac{S^2}{4} ; \\ \sigma = S + k\Gamma ; \quad N_1 = S^2 ; \quad N_2 = -\frac{N_1}{4} ; \quad f(x) = \frac{[(1-x)^{-n} - 1]}{n} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Note that the dependence $\sigma(\Gamma)$ in eq. (2.15) gives us the opportunity to determine the function $f^*(x)$ immediately from the flow curve and then, using the relation $f^*[\xi/(1-\xi)] = f(\xi)$ to find the dependence $f(\xi)$.

When $\Gamma \rightarrow 0$, $\sigma \rightarrow S \rightarrow \text{sign}(\Gamma)$, $N_1 \rightarrow 1$ and $N_2 \rightarrow -1/4$ which results in the dimensional set of yield values :

$$Y_{12} = GZ_c ; \quad Y_1 = GZ_c^2 ; \quad Y_2 = -\frac{GZ_c^2}{2} \quad (2.16)$$

The comparison between yield values (2.16) and critical elastic stresses (2.14) shows that the critical shear elastic stress $\hat{\sigma}_{12}$ is equal to the shear yield value Y_{12} , but the values of normal yield stresses, Y_1 and Y_2 , are different from the critical elastic normal stresses $\hat{\sigma}_1$ and $\hat{\sigma}_2$.

It should be also noted that in this theoretical approach, the yield values appear mathematically related to the first property of function $f(\xi)$ in eq. (2.3) and quasi-linear character of eqs. (2.6) and (2.7).

Let us now consider the steady-state flow behaviour as described by eqs.(2.15). At low shear rates ($\Gamma \ll 1$) the asymptotics in eqs. (2.15) are :

$$\begin{aligned} \sigma &= 1 + (1-n+2k)\frac{\Gamma}{2} + (n^2-1)\frac{\Gamma^2}{2} + 0(\Gamma^3) \\ N_1 &= 1+(1-n)\Gamma + ((1-n)^2 + \frac{(n^2-1)}{3})\Gamma^2 + 0(\Gamma^3) \\ N_2 &= -\frac{N_1}{4} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Formulae (2.17) show that near yield values, both the shear and normal stresses have linear dependences on the shear rate. At high shear rates the asymptotics ($\Gamma \ll 1$) of Eqs. (2.15) are :

$$\sigma = n\Gamma^{(1-n)} + k\Gamma ; \quad N_1 = n^2\Gamma^{2(1-n)} ; \quad N_2 = -\frac{N_1}{4} \quad (2.20)$$

At high shear rates σ tends towards the Newtonian behaviour described by the term $k\Gamma$, but differently, depending on the relative values of k and n . The following behaviour of flow curves follows from the formulae :

- (i) $0 < n < 1$, the flow curve corresponds to shear thinning;
- (ii) $n = 1$, the flow curve corresponds to the Bingham behaviour law;
- (iii) $1 < n < 1 + 2k$, the flow curve corresponds to shear thickening;
- (iv) $n > 1 + 2k$, the flow curve has a minimum and decreasing, unstable, part in the region ($0 < \Gamma < \Gamma_m$). When $\Gamma_m \gg 1$, the values Γ_m and σ_m , corresponding to the position and value of this minimum, are represented as follows :

$$\Gamma_m = \left(\frac{n(n-1)}{k}\right)^{1/n} \quad ; \quad \sigma_m = \frac{n}{n-1} k\Gamma_m \quad (2.21)$$

All these behaviours are represented qualitatively in Fig.1. Thus, depending on the parameters of the model it is possible to predict very different rheological behaviours.

Fitting the experimental flow curves with theoretical predictions allows us to determine the parameter "n" in the dependence (2.10) for $f(\xi)$ and also to find the viscoelastic relaxation time θ . We shall now focus our attention on the unusual behaviour of flow curve (iv). We shall show that in this case, the appearance of non-homogeneous multiple "sandwich-like" flow patterns could happen, even in the rheometers with extremely homogeneous shear stress distribution (like the cone-plate rheometer). Now let us analyse two major cases.

- (i) Consider the case when $\sigma = \sigma_0$ is given, where $\sigma_m < \sigma_0 < 1$ (Fig.2). In this case, there are three values of steady state homogeneous shear rates corresponding to the given shear stress value : $\Gamma_{00} = 0$, Γ_{01} and Γ_{02} . Obviously, Γ_{01} is unstable, whereas $\Gamma_{00} = 0$ and Γ_{02} are stable values of the shear rate corresponding to elastic solid-like and non-Newtonian flow behaviours. The stable homogeneous distributions of shear rates and velocities are shown in Fig.3 by lines OM and ON; x being the dimensionless coordinate across the gap, and the plate at $x = 0$ being fixed. Now taking at random any impulse-wise (equal to 0 or Γ_{02}) distribution $\Gamma(x)$, we are able to produce a "stairlike" distribution of velocity $V(x)$ which is non-decreasing and satisfies the condition $V(0) = 0$.

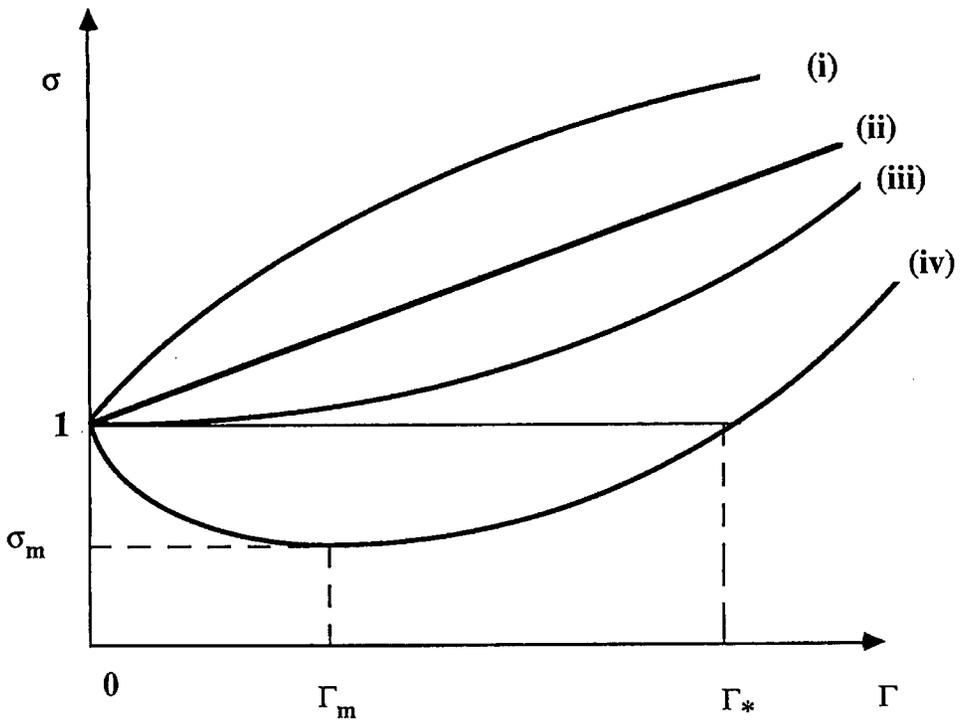


Figure 1 : Different flow curves for different values of n and k :
 (i) $0 < n < 1$; (ii) $n = 1$; (iii) $1 < n < 1+2k$ (iv) $n > 1+2k$

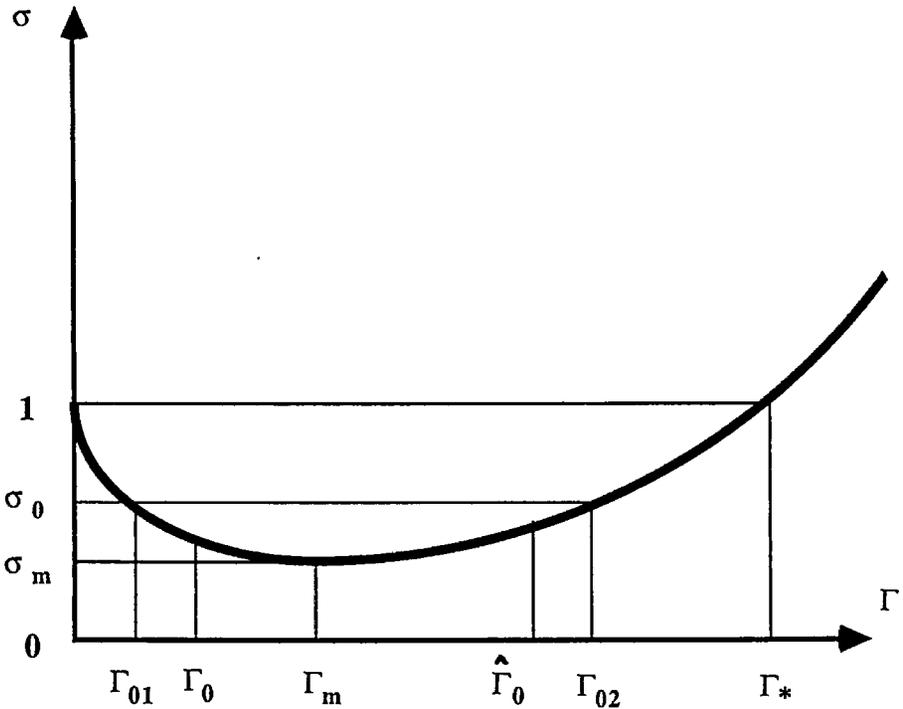


Figure 2 : Different values of Γ for different values of σ in non-monotonous case.

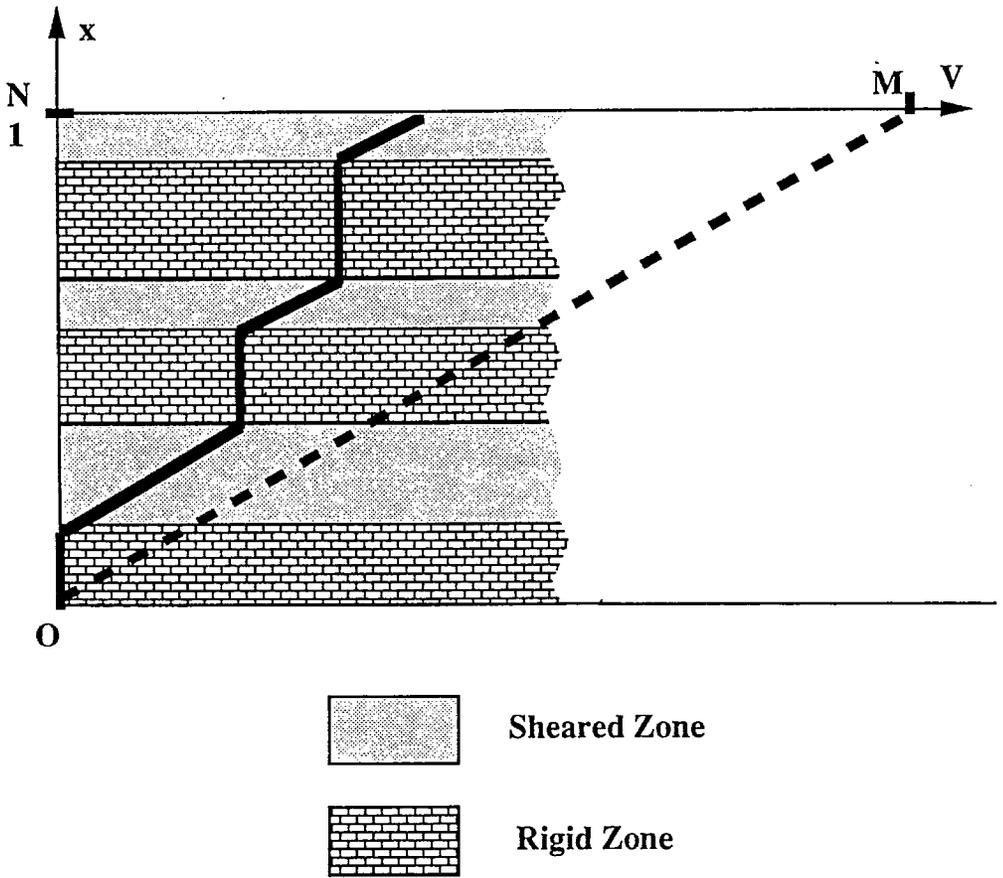


Figure 3 : Sandwich-like distribution of shear rate in non-monotonous case, when shear stress is given, below yield stress value.

This distribution set is continuous and satisfies the equations, boundary conditions and condition $\sigma = \sigma_0$; σ_0 being constant over the gap.

(ii) Now let us consider the case when a nominal shear rate Γ_0 ($0 < \Gamma_0 < \Gamma_*$) is given. That means that the velocity of the mobile plate, $V_0 = \gamma_0 h$, where γ_0 is dimensional shear rate and h is gap thickness, is given. Even in this case, when stable, homogeneous shear rate distribution is impossible, we can also construct a set of non-homogeneous stable solutions which satisfy the conditions

$$\sigma = \sigma_0 \quad (0 \leq x \leq 1) ; \quad \sigma_m \leq \sigma_0 \leq 1 ; \quad v(0) = 0 , \quad v(1) = \Gamma_0$$

Indeed, taking an arbitrary value $\widehat{\Gamma}_0$ ($\widehat{\Gamma}_0 > \Gamma_0$) from the stable interval (Γ_m, Γ_*), we can draw a velocity distribution where $v'(x) = \widehat{\Gamma}_0$ or $v'(x) = 0$; $v(0)=0, \quad v(1) = \Gamma_0$ and $\sigma = \sigma(\widehat{\Gamma}_0) = \text{const}$ throughout the gap. The number of such velocity distributions is infinite.

The main question about these sandwich-wise non-homogeneous solutions is their stability and possible dependence on initial conditions. Some evidence of this dependence will be given below, when we consider the inertialess analysis of rheological behaviour of these systems under a given shear stress. But a more precise answer, even for the one dimensional case could be obtained only after a complete numerical solution of an initial problem, including inertia terms.

2.3.3 - Deformation regimes under Given Shear Rate

(i) Start up Shear Flow

In this case, the basic set of equations (2.5)-(2.12) is solved with given dependence $\Gamma(\tau) = \Gamma H(\tau)$, where Γ is a positive constant and $H(\tau)$ is the Heaviside unit step function. The initial conditions which correspond to the initial rest state are :

$$\xi(0) = S(0) = y_1(0) = y_2(0) = 0$$

The problem is solved below numerically and some examples of calculations in comparison with data are discussed in section 4. The

qualitative behaviour of the solution of the coupled equations (2.6) and (2.7) can be analysed by using the phase plane diagram $\{\xi, S\}$. Analysis shows that depending on value of n , the plots of shear stress versus time may have no overshoots when $n \ll 1$. Otherwise they have overshoots. These overshoots are intensified and move to $\tau \rightarrow 0$ with Γ increasing.

(ii) Restructuring of shear flow from higher to lower shear rate
In this case, $G(\tau)$ is given by :

$$\Gamma(\tau) = \Gamma_1 H(-\tau) + \Gamma H(\tau) \quad , \quad 0 < \Gamma < \Gamma_1 \quad (2.22)$$

Assuming that at $\tau < 0$ there was a steady flow, we have the following initial conditions for the eqs. (2.5)-(2.7) :

$$S(0) = \frac{\Gamma_1}{f^*(\Gamma_1)} \quad , \quad \xi(0) = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_1 + 1} \quad (2.23)$$

There is also the step-wise drop in value of shear stress σ at instant $\tau = 0$, because

$$\sigma(-0) = S(0) + k \Gamma_1 \quad , \quad \sigma(+0) = S(0) + k \Gamma \quad (2.24)$$

The problem is also solved numerically and one result of calculations is shown in section 4 in comparison with data. The qualitative analysis of solution on the same phase plane $\{\xi, S\}$ shows that in the case $n \ll 1$, the dependence $\sigma(t)$ in transient flow decreases monotonically. However if $n \approx 1$, this dependence goes through a minimum which deepens, sharpens and moves to $\tau \rightarrow 0$ as n increases.

(iii) Stress Relaxation

In this case, $\Gamma(\tau) = \Gamma H(-\tau)$ and initial conditions are :

$$S(0) = s_0 \quad , \quad \xi(0) = \xi_0 \quad (2.25)$$

Also, at the instant $\tau = 0$, there is a drop in the shear stress, since

$$\sigma(-0) = s_0 + k \Gamma(-0) \quad , \quad \sigma(+0) = s_0 \quad (2.26)$$

For instance, in the case of relaxation after cessation of steady state flow

$$S_0 = \frac{\Gamma}{f^*(\Gamma)} \quad , \quad \xi_0 = \xi_s = \frac{\Gamma}{\Gamma + 1}$$

Because $\Gamma = 0$ during relaxation, equation (2.7) for the damaging factor ξ is easy to solve obtaining :

$$\xi(\tau) = \xi_0 \exp(-\tau/R) \quad , \quad R = \frac{\theta_0}{\theta} \quad (2.27)$$

Eq. (2.27) shows that relaxation is accompanied by a long restructuring process ($R \gg 1$) when the damaging factor tends to zero. Now considering the coupled equations (2.6) and (2.7) on the phase plane $\{\xi, S\}$, we can easily obtain the solution of the problem :

$$S(\tau) = S_0 \exp\left[-R \int_{\xi(\tau)}^{\xi_0} \frac{f(\xi)}{\xi} d\xi\right] \quad (2.28)$$

where $\xi(\tau)$ is given by eq. (2.27). Eq. (2.28) predicts the residual shear stress during relaxation :

$$S_r = S(\infty) = S_0 \exp\left[-R \int_0^{\xi_0} \frac{f(\xi)}{\xi} d\xi\right] \quad (2.29)$$

When $\Gamma \ll 1$, the asymptotic value of dimensional residual stress due to eq. (2.29) is :

$$\sigma_{12}(\infty) \approx Y_{12} \exp(-\Gamma R) \quad (\Gamma \ll 1) \quad (2.30)$$

For the Bingham behaviour in steady flow ($n = 1$), the residual stress is represented as follows :

$$\sigma_{12}(\infty) \approx \frac{Y_{12}}{(-1 + \Gamma)R} \quad (2.31)$$

Eq. (2.31) shows that the residual stress is generally very small because of the large values for parameter R and it decreases very rapidly as Γ increases.

Due to eqs. (2.27) and (2.28) the characteristic time scale of relaxation process is θ_0 , a restructuring time of flocs. Therefore the analysis of relaxation is helpful for rheological estimation of the fundamental parameter θ_0 .

(iv) Dynamic deformations

Let $\gamma(\tau)$ take the form : $\gamma^* = \gamma^*_0 \sin(2\pi ft)$ where f is the frequency. Then in dimensionless variables :

$$\gamma = \gamma_0 \sin(\omega\tau) ; \quad \Gamma = \omega\gamma_0 \cos(\omega\tau) \quad (2.32)$$

$$(\omega = 2\pi f\theta ; \quad \gamma_0 = \gamma^*_0/Z_c)$$

and Eqs. (2.6)-(2.7) take the form :

$$\frac{dS}{d\tau} + Sf(\xi) = \omega\gamma_0 \cos(\omega\tau) , \quad \chi \frac{d\xi}{d\tau} + \xi = (1 - \xi)\omega\gamma_0 |\cos(\omega\tau)| \quad (2.33)$$

If we know $\xi(\tau)$ and $S(\tau)$ from this coupled set of equations, it is easy to calculate shear and normal stresses . To simplify the calculations in the following demonstrations, only the case $\chi = 1$ is considered which does not affect qualitative predictions. Numerical and analytical studies of eqs. (2.33) demonstrated the following properties of dynamic shearing of dispersed systems.

1) If $\gamma_0 \ll 1$ and $\omega \approx 1$, the first equation (2.33) shows that ξ is small. Then the asymptotic solution is $S = \gamma_0 \sin(\omega\tau)$. Thus the oscillations of $S(\tau)$ are almost sinusoidal and the phase shift δ between $\gamma(\tau)$ and $\sigma(\tau)$ is negligible. This is gel behaviour in a dynamic regime.

2) When $\omega \gg 1$, then the shear rate in steady state oscillations is high and ξ may reach values close to 1, which means that the damaging factor may be large. Due to the second equation (2.33), the solution for S varies with the value of γ_0 . When γ_0 is very small, the oscillations of S are still sinusoidal like those described in 1), with phase shift d being negligible. When the oscillation amplitude γ_0 increases there is a nonlinear

When the oscillation amplitude γ_0 increases there is a nonlinear dependence of shear stress amplitude on γ_0 . This effect is demonstrated in Fig.4 where the function $\chi = 1$. Nonlinear transitional phenomena appeared as phase and amplitude modulations in the shear stress oscillations (Figure 5). The phase modulation results in a transition from an initial small phase shift to the final finite shift. When $\gamma_0 \gg 1$, this phase shift tends to $\pi/2$, because the first term in eq. 2.33 becomes negligible. The amplitude modulations appears as an initial amplitude overshoot with a subsequent move towards a constant steady value. This is shown in Fig.6.

3) When $\omega \ll 1$, and amplitude γ_0 is not too high, nonlinear distortions in the form of shear stress oscillations appear and increase as amplitude γ_0 increases (see Fig.7).

2.3.4 - Deformation regimes under Given Shear Stress

These deformation regimes are of considerable interest because they throw the light up on the nature of transitions from solid (gel) behaviour to flow and a theoretical description of these within the framework of the model proposed. The importance of these regimes results from the fact which has already been noted in subsection 2.3.1 ; the set of equations (2.5)-(2.12) always has a static (or quasi-static) elastic solution (2.13). This means that the solution of the set is not unique, since any transient or steady flow solution is additional to the elastic one. That is why in this subsection we shall undertake a more thorough analysis of the transition phenomena from gel behaviour to flow, especially for the case when shearing happens under a given constant shear stress.

Let us first consider a general situation where a time dependence of shear stress $\sigma = \sigma(\tau)$ is given. In this case, the set of equations (2.6) and (2.7) can be rewritten as follows :

$$\frac{d\sigma_0}{d\tau} + f(\xi)\sigma_0(\tau) = k\frac{d\Gamma}{d\tau} + (1+kf(\xi))\Gamma \tag{2.34}$$

$$\chi \frac{d\xi}{dt} + \xi = |\Gamma| (1-\xi) \tag{2.35}$$

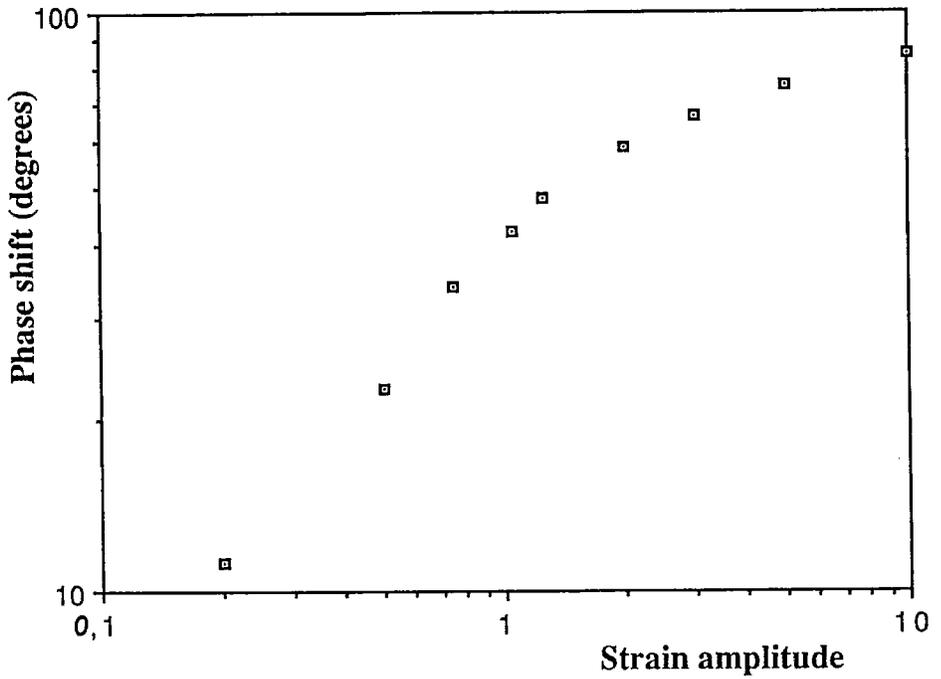


Figure 4 : Evolution of phase angle with increase of strain amplitude : $n = 1,03$; $k = 7,9 \cdot 10^{-8}$; $\chi = 1$; $\omega = 1000$.

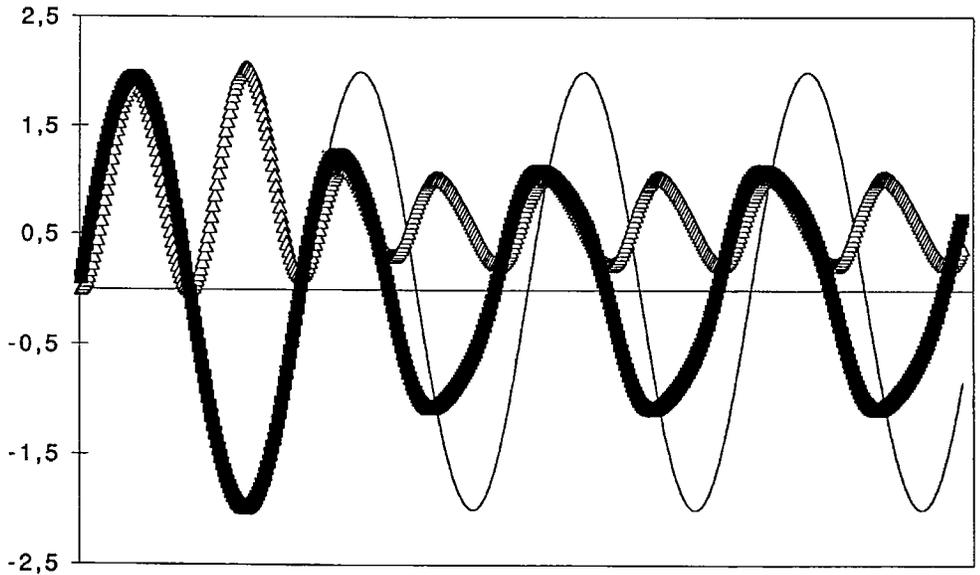


Figure 5 : Oscillations with $n=1$; $k=0$; $\chi=1$; $\omega = 10000$; $\gamma^*_0 = 2$.

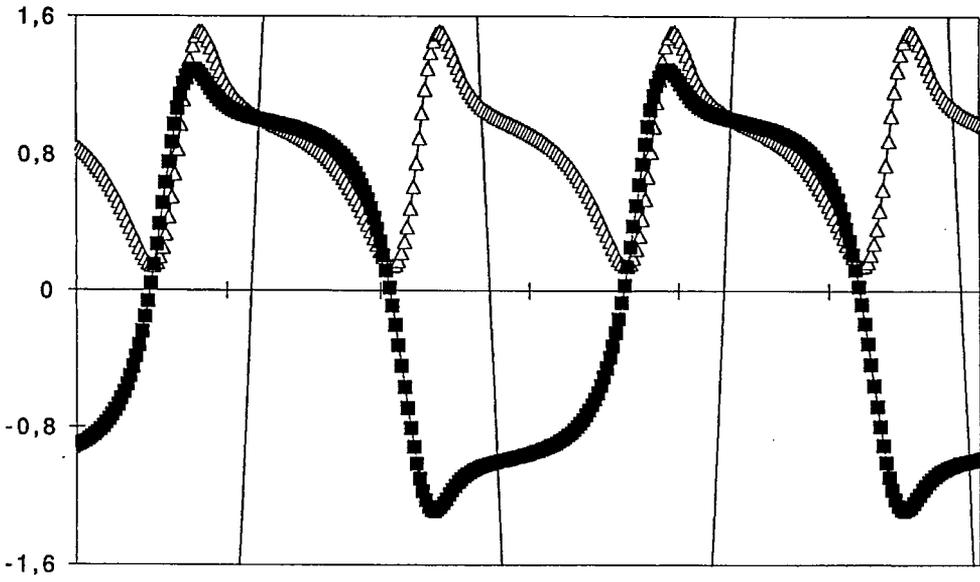


Figure 6 : Oscillations with $n = 1$; $k=0$; $\chi=1$; $\omega =1000$; $\gamma^*_0 = 10$.

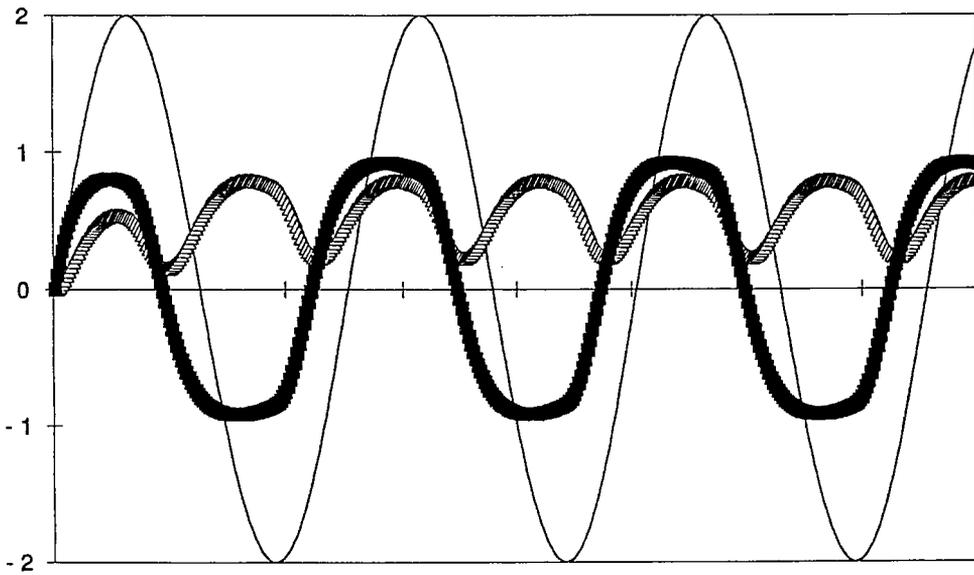


Figure 7 : Oscillations with $n = 1$; $k=0$; $\chi=1$; $\omega=0,1$; $\gamma^*_0 = 2$.

If the functions $\Gamma(\tau)$ and $\xi(\tau)$ have been determined, the normal stresses, N_1 and N_2 can also be found easily.

(i) Start up flow.

In this case, $\sigma_0(\tau) = \sigma_0 H(\tau)$, where σ_0 is a positive constant. If this loading starts from the rest state, we have the initial conditions for $\Gamma(\tau)$ and $\xi(\tau)$: $\Gamma(+0) = \sigma_0/k$, $\xi(0) = 0$

We shall consider, however, more general initial conditions: $\Gamma(+0) = \Gamma_0$, $\xi(0) = \xi_0$ which can take into account the pre-deformation history of the system.

It is convenient to analyze the set of equations (2.34)-(2.35) when σ_0 is constant in the first quarter ($\hat{\xi} > 0$, $\Gamma > 0$) of the phase plane $\{\hat{\xi}, \Gamma\}$ where the set is reduced to:

$$k \frac{d\Gamma}{d\hat{\xi}} = \chi(\hat{\xi}, \Gamma) \frac{1 + kf^*(\hat{\xi})}{1 + \hat{\xi}} \cdot \frac{(\sigma_0 \Gamma_*(\hat{\xi}) - \Gamma)}{\Gamma - \hat{\xi}} \quad (2.36)$$

Here $\hat{\xi} = \frac{\xi}{1-\xi}$, $\Gamma_*(\hat{\xi}) = \frac{f^*(\hat{\xi})}{1 + kf^*(\hat{\xi})}$ and $f(\hat{\xi}) = \frac{(1+\hat{\xi})^n - 1}{n}$, function

$\Gamma_*(\hat{\xi})$ is monotonously increasing, $\Gamma_*(\hat{\xi}) = \hat{\xi} + O(\hat{\xi}^2)$ when $\hat{\xi} \rightarrow 0$, and $\Gamma_*(+\infty) = 1/k$. Additionally,

(1) if $0 \leq n \leq 1+2k$, $\Gamma_*(\hat{\xi})$ is convex and $\max \Gamma'_*(\hat{\xi}) = \Gamma'_*(0) = 1$

(2) if $n > 1+2k$, $\Gamma_*(\hat{\xi})$ is an S-shaped function.

Because the function $\chi(\hat{\xi}, \Gamma)$ defined by eq.(2.11) is bounded ($1 \ll \chi \ll R = \theta_0/\theta$), its behaviour does not effect further qualitative analysis. Case (a) corresponds to monotonous flow curves (i)-(iii) in Fig.1, and case (b) corresponds to the non-monotonous flow curve (iv) in Fig.1. The steady state points of eqs.(2.34)-(2.35) are found by intersecting the line $\Gamma = \hat{\xi}$ and the curve $\Gamma = \sigma_0 \Gamma_*(\hat{\xi})$. Now let us analyse cases (a) and (b).

Case 1) : $0 \leq n \leq 1+2k$.

The singular (stationary) points of eq. (2.36) will depend on the value of σ_0 :

If $\sigma_0 < 1$, there is only one singular point, the origin $O(0,0)$ in $(\hat{\xi}, \Gamma)$ plane, and it is a stable knot. The phase trajectories are shown qualitatively in Fig.8a. The inequality $\sigma_0 < 1$ corresponds to the case $\sigma_{12} < \Gamma Z_C$, which means that in this case, only an elastic static deformation state exists and is stable.

If $\sigma_0 > 1$, there are two stationary points in the phase plane $(\hat{\xi}, \Gamma)$ (see Fig.8b) : One is the origin $O(0,0)$, and the another is $P(\hat{\xi}_s, \Gamma_s)$ which corresponds to the steady-state shear flow. Global analysis shows that the point $O(0,0)$ is an unstable saddle point whereas the point $P(\hat{\xi}_s, \Gamma_s)$ is a stable knot. The behaviour of phase trajectories is shown qualitatively in Fig. 8b. Thus when $\sigma_0 > 1$, the only stable steady state is shear flow and the static solution is unstable. These results demonstrate the bifurcation transition from static ($\sigma_0 < 1$) to flow ($\sigma_0 > 1$) behaviour; $\sigma_0 = 1$ being the bifurcation value.

The results obtained here are physically evident if we consider "flow curve" diagrams corresponding to these cases, shown in the top right corners of Fig.8a,b. The unusual feature of these results is, however, that the change of steady-state regimes from static to flow is predicted theoretically as bifurcation but not assumed by imposing an additional yield criterion, as in all the visco-elasto-plastic-thixotropic theories.

Case 2) ($n > 1 + 2k$)

Three possible curves $\Gamma = \hat{\xi}$ and $\sigma_0 \Gamma_*(\hat{\xi})$, depending on three values of σ_0 are shown in Fig.9a. The three respective lines $\sigma = \sigma_0$ are shown on the flow curve plot $\sigma = \sigma(\Gamma)$, Fig. 9b. Only the second case when $s_m < s_0 < 1$ needs additional analysis because cases 1 and 3 have already been considered (see Fig.8). The phase portrait of the trajectories is shown in Fig.10 where the singular points O and P are stable knots and point Q is an unstable saddle point. Point O corresponds to static behaviour, point P to stable flow.

In this case the behaviour of trajectories depends on the initial values $\hat{\xi}_0, \Gamma_0$. If they are situated below the stable moustaches of separatrix AQB these trajectories will eventually go to the static point $O(0,0)$. If the initial values are arranged above the separatrix, all the trajectories will eventually tend to the steady state flow point $P(\hat{\xi}_s, \Gamma_s)$.

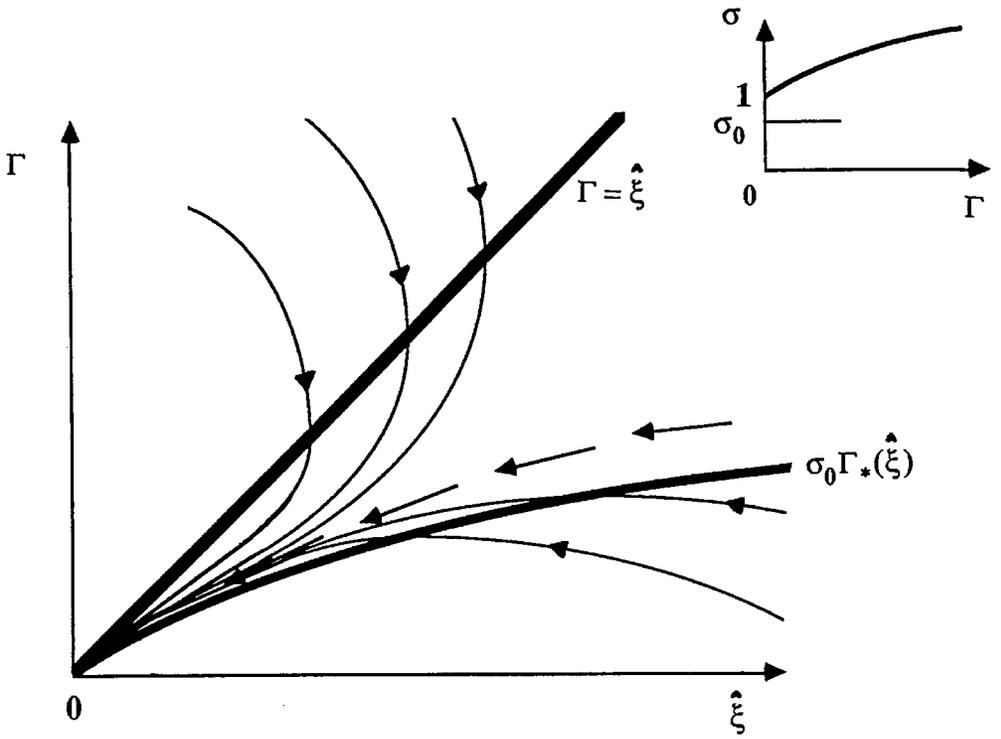
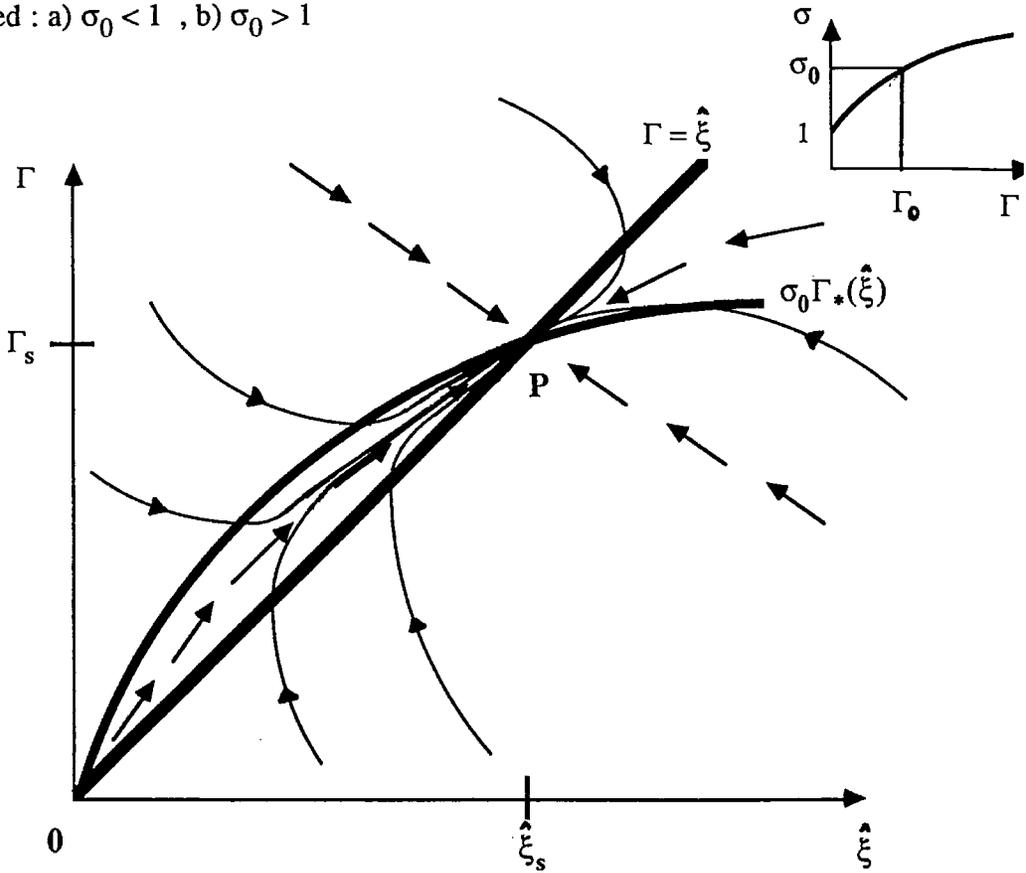


Figure 8 : Trajectories in $(\Gamma, \hat{\xi})$ diagram when a constant shear stress is applied : a) $\sigma_0 < 1$, b) $\sigma_0 > 1$



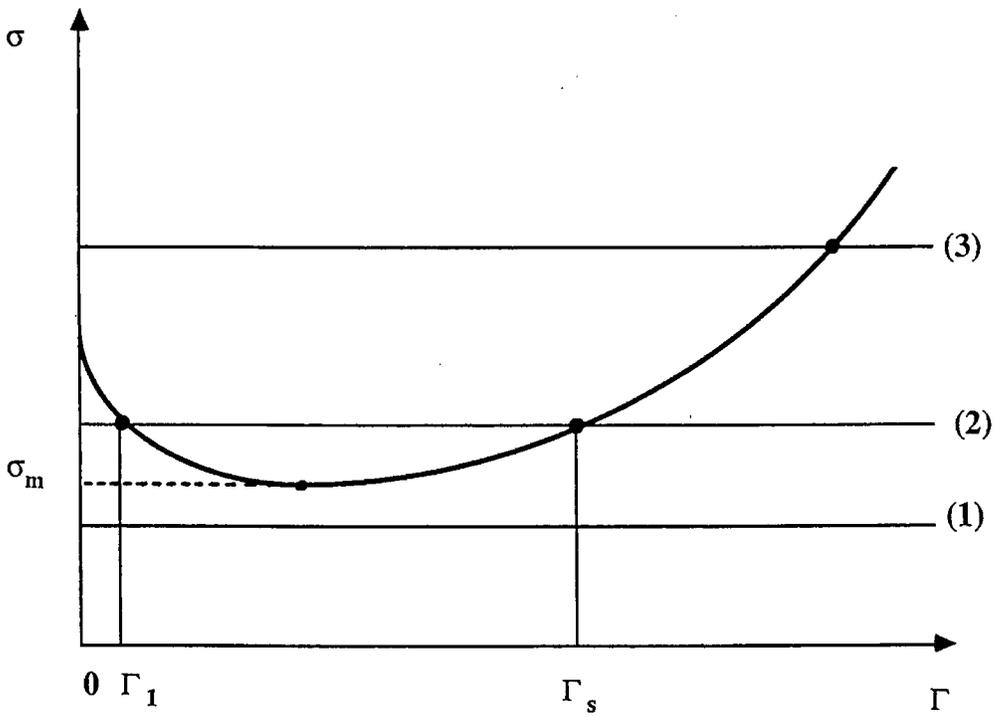
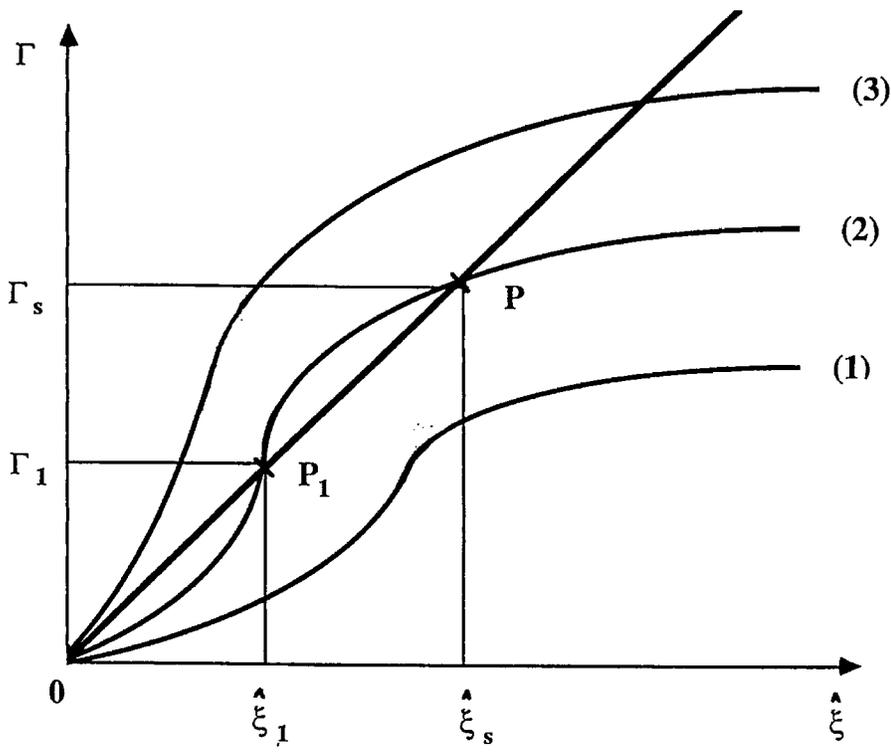


Figure 9 : Different possible steady-state points depending on the value of shear stress σ_0 in non-monotonous case : a) $(\Gamma, \hat{\xi})$ diagram, b) non-monotonous flow curve.

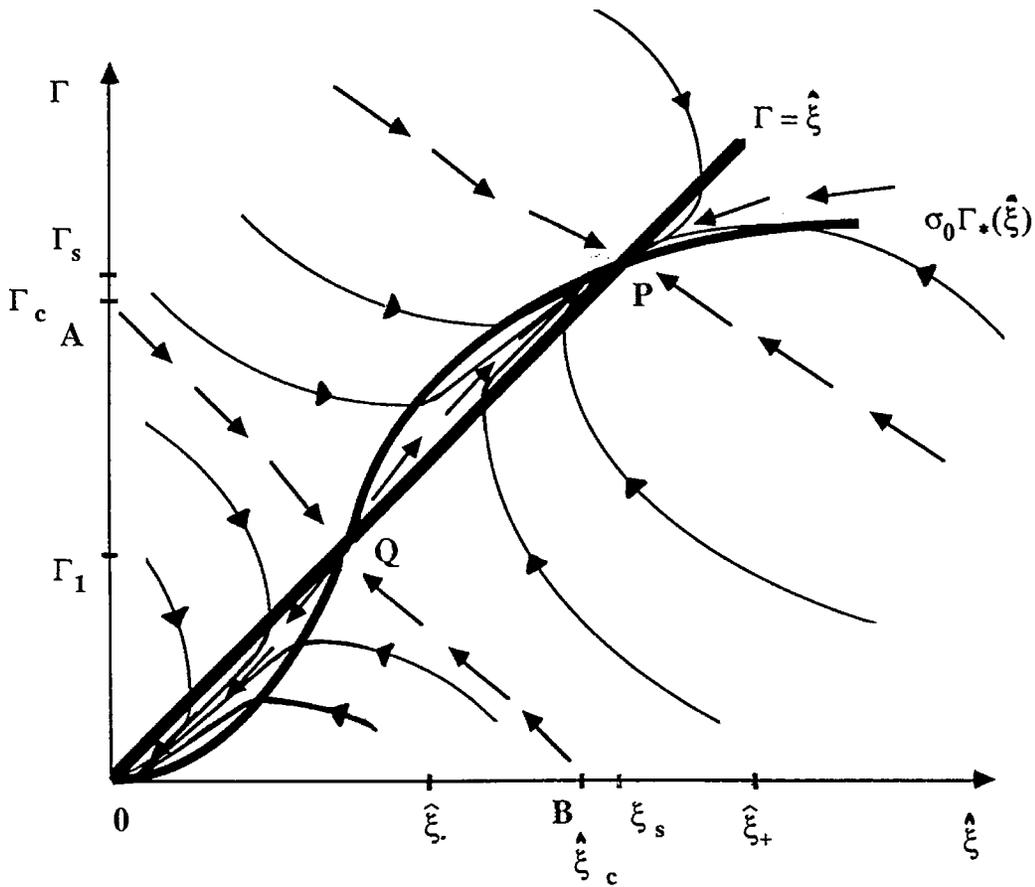


Figure 10 : Trajectories in $(\Gamma, \hat{\xi})$ diagram, corresponding to case b) in Fig.9; $n > 1+2k$, $\sigma_m < \sigma_0 < \sigma_c$.

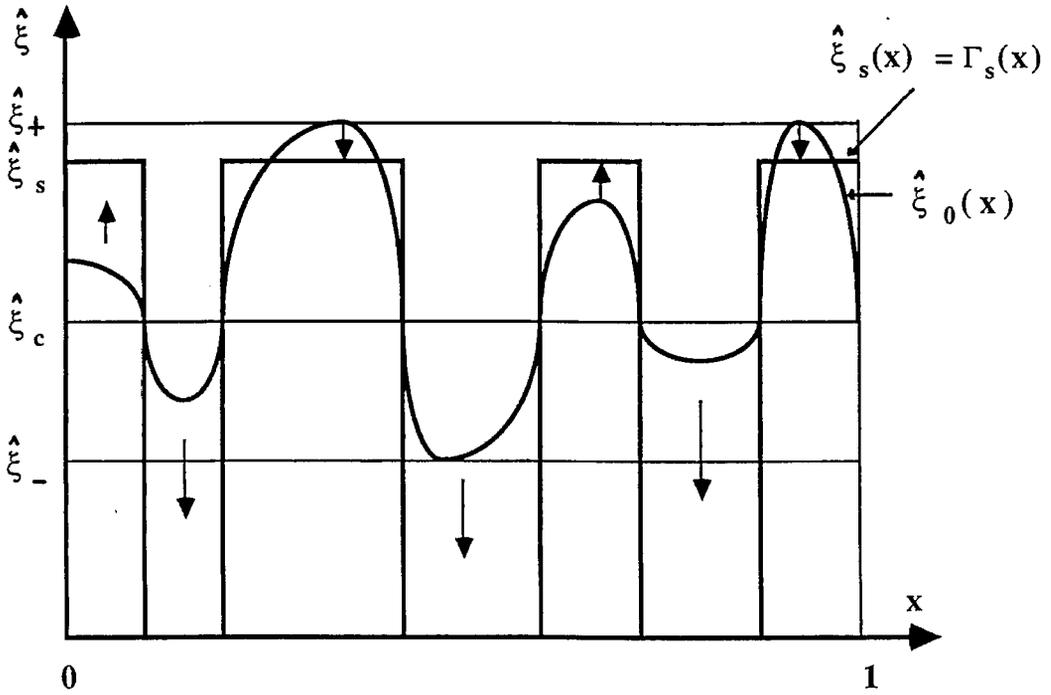


Figure 11 : Formation of sandwich-like distribution of shear rate, from an arbitrary initial distribution of $\hat{\xi}$ around $\hat{\xi}_c$.

The above mentioned trajectory behaviour is, however, only valid for homogeneous solutions. But in this particular case, as shown in subsection (2.3) discontinuous non-uniform steady-state distributions $\Gamma(x)$ and $\hat{\xi}(x)$ could also appear (see Fig. 3). In order to understand how they are formed, let us consider the initial conditions corresponding to a "damaged" material at the rest state ($\Gamma_0 = 0$), with an arbitrary positive distribution of $\hat{\xi}_0(x)$ shown in Fig.11 by curved lines. This distribution corresponds, in turn, to a multivalued initial distribution $\{\hat{\xi}_0\}$ on the axis $\hat{\xi}$ in the phase plane $\{\hat{\xi}, \Gamma\}$ which is within the interval $(\hat{\xi}_-, \hat{\xi}_+)$. Here $\hat{\xi}_- = \min \hat{\xi}(x)$, $\hat{\xi}_+ = \max \hat{\xi}(x)$, $(0 < x < 1)$. Suppose that $\hat{\xi} < \hat{\xi}_c < \hat{\xi}_+$. Then these parts of the initial distribution $\hat{\xi}(x)$ for which $\hat{\xi}(x) > \hat{\xi}_c$, will tend to $\hat{\xi}_s$ when $\tau \rightarrow +\infty$; but those parts of the distribution $\hat{\xi}(x)$ for which $\hat{\xi}(x) < \hat{\xi}_c$ will tend to $\hat{\xi} = 0$ when $\tau \rightarrow +\infty$. As a result we shall find the discontinuous distribution $\hat{\xi}_s(x) = \Gamma_s(x)$ shown in Fig. 11 by dark straight lines.

The same consideration holds if the initial state: $\Gamma_0(x) = \Gamma_0(x)$, $\hat{\xi}_0 = 0$, is considered on the Γ -axis. These considerations preserve the condition $\sigma_0 = \text{const}$, because all the trajectories on the phase plane $\{\hat{\xi}, \Gamma\}$ are built up under the condition σ_0 constant and have only one defect: they are inertialess.

Thus, this case shows a possible way to form the "sandwich-like" steady structures discussed in subsection 2.3.2 for stationary flows.

(ii) Partial (shear stress) instantaneous unloading

Consider eqs. (2.34)-(2.35) with $\sigma_0(\tau) = 0$ ($\tau > 0$) under general initial conditions: $\xi(0) = \xi_0$, $\Gamma(0) = \Gamma_0$. It is obvious that $\Gamma(\tau) > 0$ if $\Gamma_0 > 0$ and we consider this case without loss of generality. The equation on the phase plane $\{\hat{\xi}, \Gamma\}$ has the form

$$k \frac{d\Gamma}{d\hat{\xi}} = \chi(\hat{\xi}, \Gamma) \frac{\Gamma}{1+\hat{\xi}} \frac{1 + f^*(\hat{\xi})}{\hat{\xi} - \Gamma} \quad (2.28)$$

and there is only one stationary point, $O(0,0)$ which is a stable knot. It means that all the trajectories tend to the point $O(0,0)$ when $\tau \rightarrow +\infty$, in other words with unloading, the material returns to the elastic solid behaviour.

3 EXPERIMENTAL.

3.1 Materials.

Two materials were used in experimental studies : a grease and a bentonite-water mixture.

(i) Grease consisted of 74 % (in volume) of oil (50 % paraffinic, and 50 % naphthenic) and 26 % of soap granules (hydroxystearate of lithium) with a particle diameter below 1 μm . Before each experiment, the sample was placed in a standard 5cc grease worker, crushed 60 times per minute and left to rest for one hour. Temperature during the experiments was $28 \pm 1^\circ\text{C}$.

(ii) Bentonite-water mixture (BWM) was obtained from "La Société Française des bentonites et dérivés" (PARIS). It contained about 90 % of montmorillonite with particle diameter below 2 μm and small percentages of kaolinite, illite and calcite. In addition, there was a small amount of organic polymers, which slightly increased the viscosity but did not affect the phenomena under study. When a high percentage of water is added, the flow characteristics are essentially due to water-montmorillonite interactions.

Montmorillonite is an expanding three-layer clay : each particle is made of various mono-layers stacked parallel to each other. These mono-layers consist of one aluminium-oxygen octahedral sheet jammed between two silicon-oxygen tetrahedral sheets. Some aluminium or silicon atoms are replaced by atoms of lower positive valence, which results in an excess of negative charge. This charge is compensated by the adsorption of cations on the layers, those which are too large to be accommodated in the interior of the lattice. For most common clays each particle is very small and has the shape of a plate with a large diameter in relation to its thickness. In the presence of water, at certain pH (for the BWM $\text{pH} > 8$),

compensating exchangeable cations diffuse slightly in water, resulting in the formation of a double layer. Clay particles also have a positive charge on their edges.

The properties of the clay-water mixture depend to a large extent on concentration and clay type. On account of the importance attached to cation exchangeability in double-layer interactions they also highly depend on pH and on the presence of an electrolyte in the dispersion. Some peculiar properties of water-montmorillonite mixtures have been observed and described in the literature. In water, with these pH, the particles might be mainly linked by edge-to-face double-layer attractions, and less often by face to face attractions, due to Van der Waals attraction [39][40]. But M'ewen and Pratt [41] and M'ewen and Mould [42] examining the gelation of montmorillonite and the nature of interparticle forces in dilute suspensions of bentonite, found no evidence of edge-to-face interactions as a predominant phenomenon and proposed an edge-to-edge structure. Different studies have brought support for this explanation : Granquist [43], Rand *et al* [44], Chen *et al* [45]. Engelund and Wan [46] reported the possible existence of a minimum on flow curve of bentonite water suspensions.

In our experiments, before the tests, bentonite was mixed with water (at a solid volume concentration* of $\phi = 0,04$) for 20 minutes using a stirrer, at a rotation velocity of about 500 rev/mn, and was left to rest for 24 hours. Mixture pH was $8,4 \pm 0,1$.

3.2 Instruments.

As we are mainly interested in time-dependent rheological measurements we only used rotational rheometers in our study. Two kinds of rheometers, stress and strain controlled, were used. In addition to common studies of steady, transient and dynamic tests, we were able to investigate the shear stress response of the material in the region below the yield stress value.

(i) The stress controlled rheometer, CARRI-MED C.S.

* The solid volume concentration is the ratio of solid volume to total volume. Bentonite density (when placed in a heater at 105°C for one day) has been estimated at 2,7g/ccm.

With this apparatus, stress was applied by an electronically controlled induction motor in which an air bearing supports all the rotating parts of the instrument. There were no mechanical connexions between fixed and moving parts. The motor was calibrated in torque range from 10^{-7} N.m to 5.10^{-3} N.m. The two separate measurement systems of the rheometer were used : the photo-electric transducer examined a tachometer disc attached to the motor spindle (measured angular velocity from approximately 4.10^{-4} rad/s to 50 rad/s), and the non-electronic sensor which detected very small displacements as low as 10^{-5} rad.

(ii) The strain rate controlled rheometer (Rheometrics Mechanical Spectrometer (R.M.S. 805).

The velocity of rotation could vary between 2.10^{-6} and 100 rad/s in steady mode. The transducer used to record shear stress consisted of a torque motor supported radially by a precision air bearing, and could measure torque values of up to 2000 g.cm with an accuracy of 0.1 %. The time response of the apparatus has been evaluated at 50 m.s. In the dynamic mode, the frequency range was 10^{-3} to 100 rad/s and the strain resolution was 0.5 milliradians.

Only cone and plate geometry with high homogeneity of stress and shear rate fields was used for quantitative measurements. This geometry was also convenient for filling up the materials in the gap and cleaning the tools after experiments. Two kinds of geometry were used : 5 cm diameter with a cone angle of 0,123 radians and 2 cm diameter with a cone angle of 0,07 radians. In all the experiments, the edges of the material were visible, so we could monitor the appearance of the material and use a video camera as well.

3.3 Experimental Problems.

The materials we tested were very sensitive to sample preparation. Also some additional undesirable effects, such as wall slip, fracture, crack propagations and evaporation, made it difficult to obtain reliable quantitative experimental results. Now let us discuss these problems in more details.

(i) Sample preparation. Before experiments, the samples had to be prepared each time in a standard way ; this covers such operations as

mixing, concentration, pH and the rest time. It was also important to trim excess of non-sheared, solid-like material from the tool peripheries. Another problem associated with long memory of the samples, is their initial state. To avoid this problem some measures to standardize the initial state were undertaken which are described in subsection 3.4.

(ii) Wall slip was observed directly with both materials when surveying the external interface between tools and materials. To avoid this effect, rough surfaces with roughness $\approx 250 \mu\text{m}$ were glued on contact tool surfaces.

(iii) Low shear rate fracturing was observed for the grease at $\dot{\gamma} < 0.001 \text{ s}^{-1}$ and for BWM at $\dot{\gamma} < 30 \text{ s}^{-1}$. This effect takes the form of internal slip in the material, accompanied by drops of shear stresses and is demonstrated on the disc-disc geometry (Fig.12) with the rupture of reference line which had been marked vertically before experiment. The fracture also appeared during dynamic experiments with BWM, especially for a large strain amplitude and when the shear rate attained its lower values. No satisfactory measures were found to overcome this effect. Only the results which were apparently not disturbed by fracture are presented below.

(iv) Cracks sometimes appear at higher shear rates at the initial stage of deformations, with complete or not complete separation of tested materials in two parts ; one being sheared and another hardly at all. For the grease, with $\dot{\gamma} > 0.5 \text{ s}^{-1}$, the crack appeared at the edge of the tool and propagated inside so rapidly that in a few seconds, the sample was separated into two parts. At the same time, the shear stress dropped to almost zero. This is why for common experiments with the grease, the operation window was within the range of shear rates 0.001 to 0.5 s^{-1} . Some approximative methods were employed to continue working above the upper shear rate limit. One of them consists in releasing shear rate, as soon as possible, after passing the overshoots in shear stress. Then after a very short period of rest time, shear rate was applied again at a level where the cracks were no longer expected to appear. Due to the previous deflocculation, the second loading was accompanied by a slow increase in

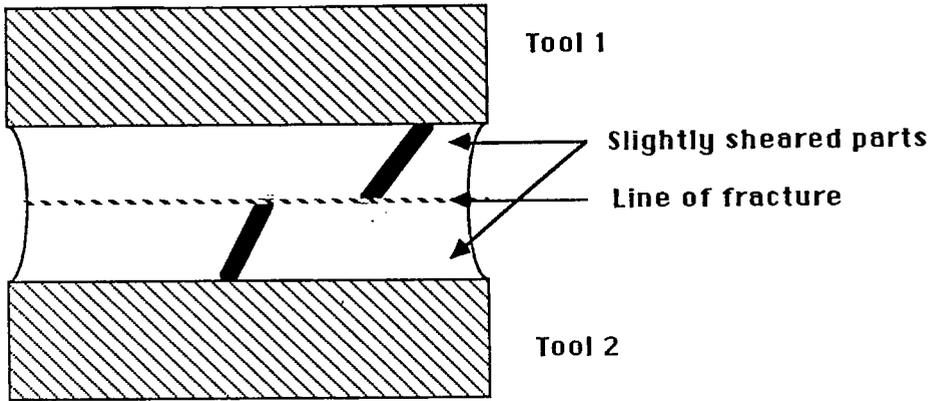


Figure 12 : Non-homogeneity of the strain field on the outer edge, shown by rupture of the reference line drawn before test.

shear stress, but it was nevertheless possible to compare the steady-state stress values with those where cracks did not appear. This technique was successfully used in start-up flows at higher shear rates.

When a crack appeared at the edge of tools and stopped propagating, a correction in shear rate and stress calculation was made assuming that the observed rigid parts of peripheral materials divided by cracks, are kinematically and dynamically insignificant.

(v) Evaporation. This effect was important only for BWM and usually occurred after about 20 minutes shearing. To avoid evaporation the duration of BWM tests was always less than 20 minutes.

3.4 Experimental Procedure.

(i) Standardization of initial state.

Before beginning the measurements, a sample was squeezed between two tools and excess material was carefully removed. To allow for account the memory effects, the initial state of material was standardized as follows. Several successive start-up pre-shearings with the same shear rate were undertaken with different periods of rest between each of them. In these preliminary tests, a time period was discovered beyond which changes in material response were insignificant. The material had reached a certain well-defined initial state, where even in the presence of partial edge crack, the latter was also well established.

(ii) Gel (elastic) behaviour and transition to flow.

This is a typical creep experiment with a steady increase in the level of constant shear stress starting from zero. Between two successive loadings the stress was released and the strain recovery was observed. Typical creep data and recovery experiments are qualitatively shown in Figs. 13 and 14 respectively. The creep curves had two different forms : with saturation or with monotonous increase in strain ; the yield value was determined (to a certain degree of accuracy) as a separatrix between the two classes. In retardation experiments below yield values, the recoverable strain included, along with an instantaneous elastic part, also a plastic component, seemingly due to either rupturing a particulate network during sudden loading or inconsistencies in the material. The irreversible

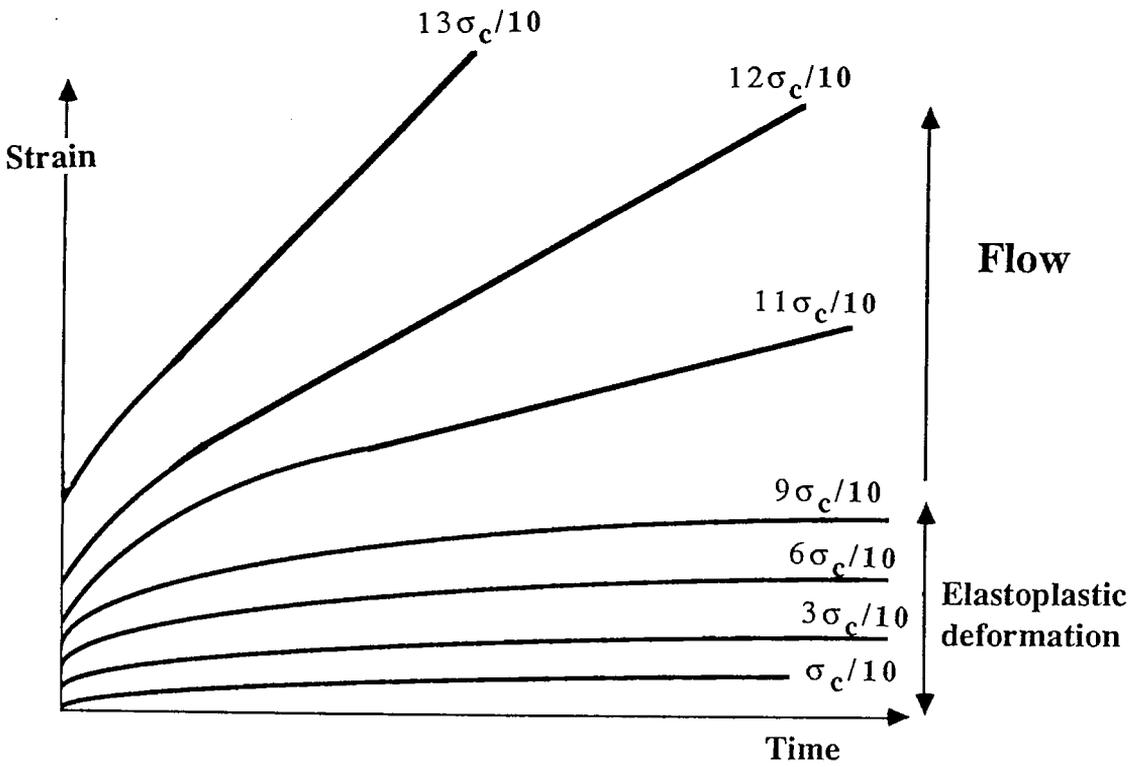


Figure 13 : Qualitative responses to different values of imposed shear stress below and above yield value.

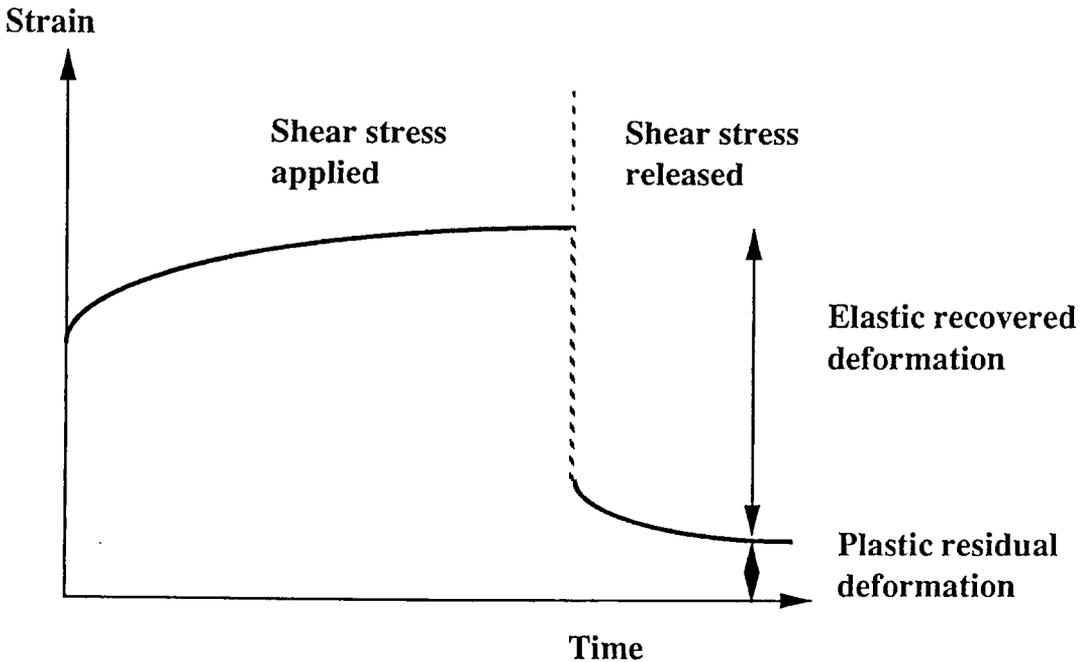


Figure 14 : Elastic recovery after releasing shear stress, when this stress is below yield value.

strain decreased essentially by repeating loading-unloading experiments, whereas the recoverable part of the strain remained the same. No crack was observed in these experiments.

(iii) Steady state shearing and determination of flow curves.

The flow curves were determined with a stress controlled rheometer and confirmed by a shear rate controlled rheometer. Each point on the flow curve was determined after stabilization of a start up flow from the defined initial state when either a certain torque or rotation speed was applied. Sometimes the experiments were carried out with the presence of a small crack at the edge of tools.

(iv) Oscillations.

Because of the fracture effect mentioned above, we were unable to obtain reliable results for large amplitude and low frequency oscillations.

(v) Overshoots and thixotropy.

In start up flow under higher shear rate there was a problem recording high and very short overshoots. The R.M.S. instrument may record 200 points during the first second but its time response is about 60 ms. That is why in start up flow for BWM which usually has very short overshoots, they could not be quantitatively analyzed. But the level and time of appearance of overshoots were taken into account as a good indication of thixotropic behaviour. In order to estimate the thixotropic properties of materials we used repeating start up-relaxation-start up experiments with increasingly long relaxation process. If this duration is short enough, in the following start up process the level of overshoot was almost negligible, but with increasing relaxation, the level of overshoots in the successive start up flow, increased to approach the first overshoot level. And because other experiments, such as complete relaxation, were not reliable, the successive overshoot evolution method seemed to be one of the most reliable indicators of the thixotropy.

(vi) Relaxation and sudden changes in shear rate.

We could not perform reliable relaxation experiments with the materials, perhaps because of very large residual stress fluctuations. These could be caused by many non-controllable factors such as wall slip, very small residual rotation, etc. That is why we also studied relaxation after sudden

change of shear rate, from higher to lower level. But once again, for BWB where the response time of material was very short, the results of experiments can only be considered as qualitative.

(vii) Normal stress measurements .

We could not obtain reliable results for normal stresses, and only observed that shortly after the beginning of most experiments, a negative normal stress was recorded. Perhaps this effect is related to initiating and propagating a peripheral crack. Further studies are needed to clarify the problem.

4 EXPERIMENTAL RESULTS AND COMPARISON WITH THE THEORY.

4.1 - Model parameters evaluation.

The parameters Z_c and $\sigma_{12} = Y_{12}$ were evaluated using the results of stress controlled experiments described in subsection 3.4 (ii) ; Z_c is the elastic (recovery) strain just below the yield stress Y_{12} . Then the parameters n , k and θ were determined by fitting the experimental flow curves with theoretical ones described by eqs. (2.15) where $\Gamma = \dot{\gamma}\theta / Z_c$. The parameters b and c in the kinetic equations (2.7) and (2.11), were evaluated as follows. The value of parameter $R = e^b$ was estimated from the evolution of level of overshoots in successive start up flows after different durations of relaxation. During each relaxation period the function $\chi(\xi, \Gamma)$ was constant and equal to R . Finally, the value of parameter c was estimated using the overshoot level in a start up flow with a shear rate value $\dot{\gamma}$ taken from the region where overshoots measurements were most reliable. Then other experiments served to verify the predictability of the model.

4.2 - Results for the Grease

Elastic gel behaviour of the grease is shown in Fig.15 ; the highest point corresponds to values Z_c and Y_{12} . One can see that our assumption on the infinitesimal character of gel elasticity is well justified in this case. From Fig.15 we obtained : $Z_c \approx 0.017$ and $Y_{12} \approx 460$ Pa, with the value of shear elastic modulus $G \approx 2.7 \cdot 10^4$ Pa.

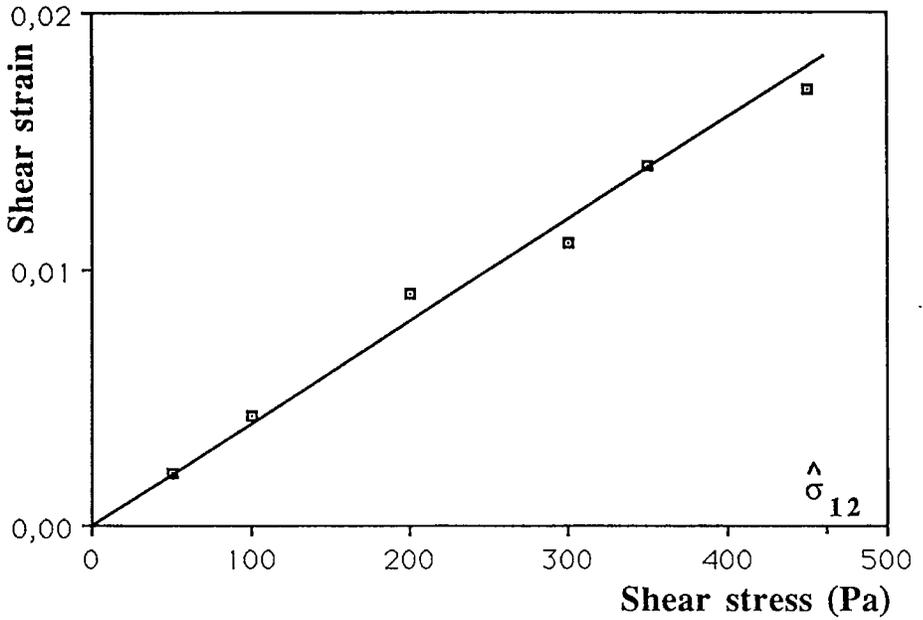


Figure 15 : Grease : elastic recoverable strain vs shear stress in the gel state.

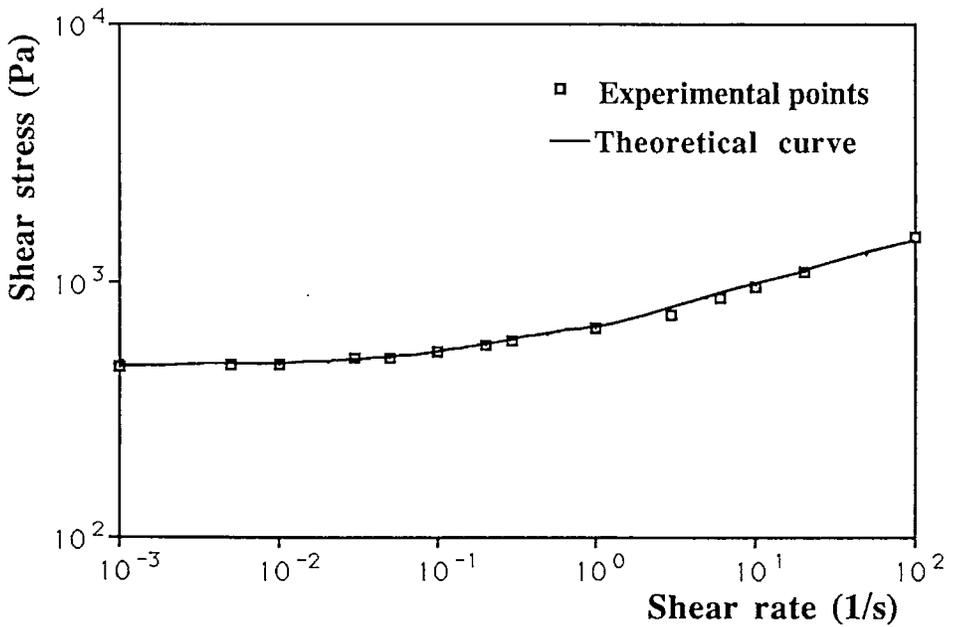


Figure 16 : Grease : flow curve.

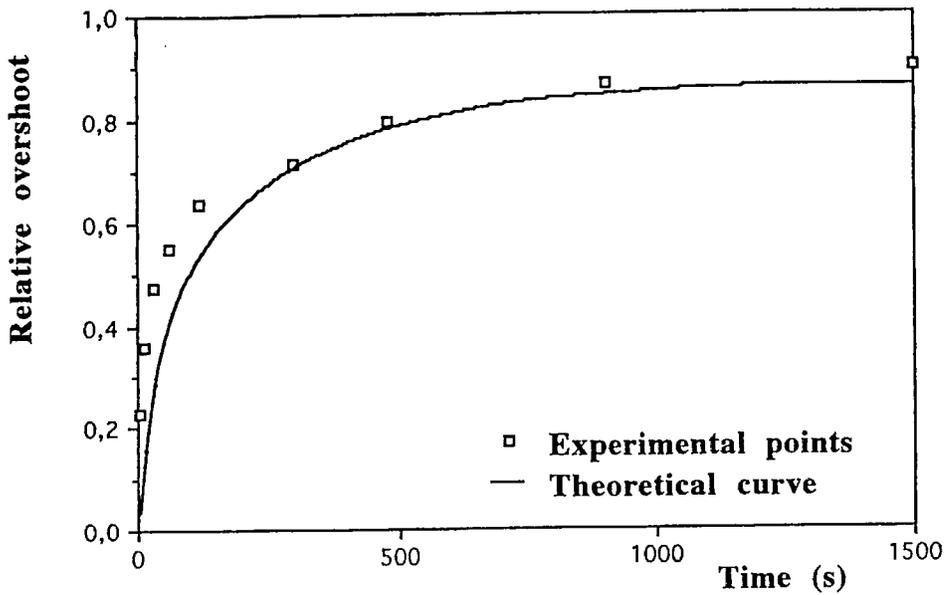


Figure 17 : Grease : evolution of overshoot levels in successive start flows with $\dot{\gamma} = 0,1 \text{ s}^{-1}$ after various durations of relaxation.

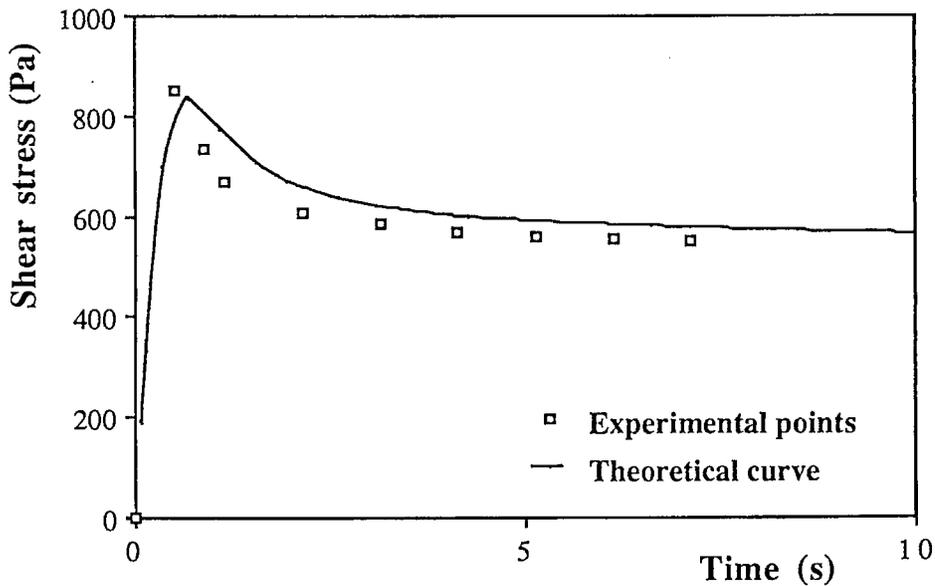


Figure 18 : Grease : start-up flow with $\dot{\gamma} = 0,1 \text{ s}^{-1}$.

The flow curve is shown in Fig.16. Because of the fracturing, we could not obtain reliable points on the flow curve below $\dot{\gamma} \approx 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$. The above mentioned fitting procedure resulted in the following values for parameters n , k and θ : $n \approx 0.83$, $k \approx 0$ and $\theta \approx 0.425\text{s}$.

Fitting the evolution of overshoot levels in repeating start up-relaxation-start up experiments with $\dot{\gamma} = 0.1 \text{ s}^{-1}$ ($\Gamma \approx 2.5$), demonstrated in Fig. 17, gave the value of parameter $b \approx 6.7$. This gives the values of the ratio $R = \theta_0/\theta$ and characteristic restructuring time θ_0 as follows : $R \approx 812$, $\theta_0 \approx 345\text{s}$. Next, fitting the overshoot level for the initial start up flow with the same shear rate value $\dot{\gamma} = 0.1 \text{ s}^{-1}$ (Fig.18) we obtained the value of parameter c , $c \approx 8.7$ which also described quite well the dependence $\sigma_{12}(t)$ quite well in the same start up flow. This completed the description of the rheological properties of the grease. In order to verify these results, another start up flow of the grease was calculated for the highest possible value of $\dot{\gamma} = 1 \text{ s}^{-1}$ ($\Gamma \approx 25$) which was almost at the threshold of the appearance of cracks. The result of comparisons between the calculations and data shown in Fig.19, supports the theoretical modelling.

4.3 - Results for BWM.

For low enough shear stresses we found elastic gel behaviour for BWM as shown in Fig.20 ; the highest point corresponding to values Z_c and Y_{12} . One can see that our assumption about the infinitesimal character of gel elasticity is not so well justified here, as in the case of the grease. This is perhaps because of long-range electrical interpartical interactions. One should also pay attention to the systematic deviation of the two last points in Fig.20 from the straight line. Thus in this case, we can expect only approximative relaxation in the infinitesimal elastic modelling of gel state. From Fig.20 we obtained : $Z_c \approx 0.2$ and $Y_{12} \approx 155 \text{ Pa}$, with the value of shear elastic modulus $G \approx 775 \text{ Pa}$.

When the apparent yield stress was exceeded, heavy creep instability happened, sketched in Fig.21, which resulted in so rapid flow that we had to stop it. The measurement system of the apparatus could not record it. No crack or other ruptures were observed at the beginning and the end of

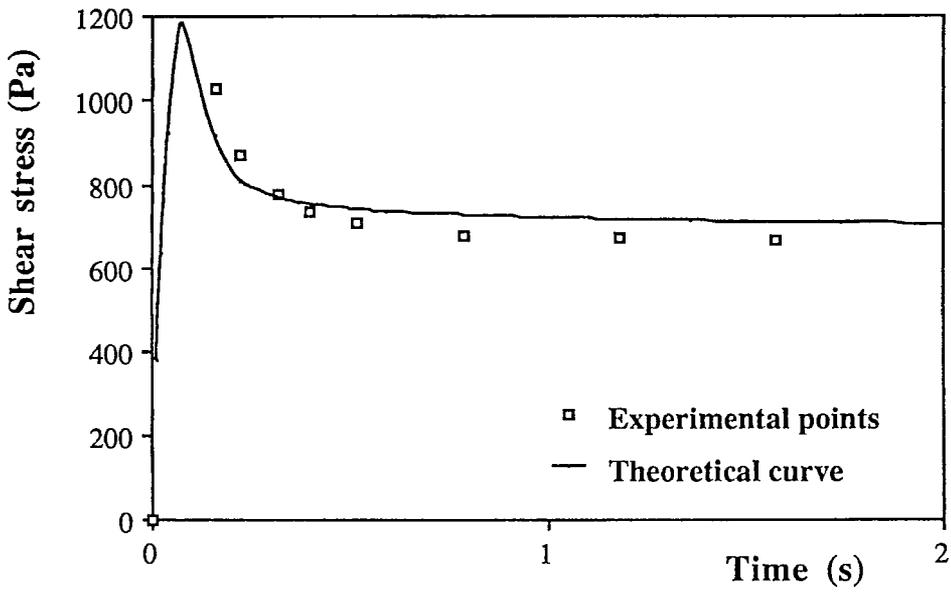


Figure 19 : Grease : start-up flow with $\dot{\gamma} = 1 \text{ s}^{-1}$.

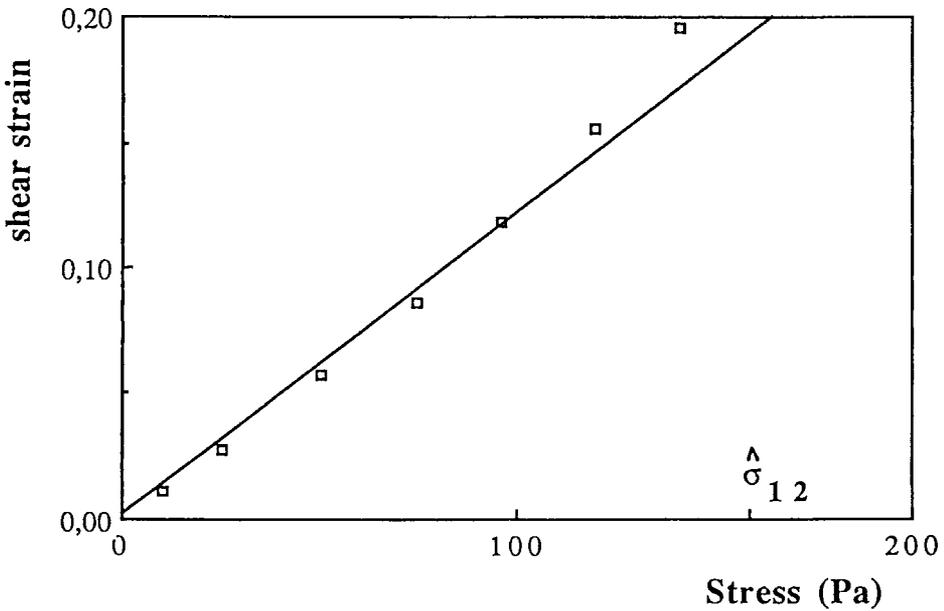


Figure 20 : BWM : Elastic recoverable strain vs shear stress in the gel state.

the experiments. The results of flow curve measurement obtained with the shear rate controlled instrument are presented in Fig.22. The minimum shear stress and shear rate achieved in the stable flow region were approximately equal to 110 Pa and 45 s^{-1} . In the lower shear rate region, heavy fracturing occurred which was accompanied by non-homogeneous deformations depicted in Figs.3 and 12, at least temporarily. We tried to describe this flow behaviour with non-monotonous flow curve depicted in Figs. 1 (iv) and 2. The same fitting procedure resulted in the following values of parameters n , k and θ : $n \approx 1.03$, $k \approx 7.9 \cdot 10^{-8}$ and $\theta \approx 1350 \text{ s}$.

The repeating start up-relaxation-start up experiments with BWM were complicated by the very low response time of the material. Thus, to estimate the parameters b and c in kinetic equation within the region of reliability of our recording system, we used shear rate as low as 100 s^{-1} . Fig.23 shows the evolution of relative overshoots defined as the ratio of overshoot after duration of relaxation during time t^* to that after duration during time t_0 ($t^* \leq t_0$). We fixed the value of $t_0 = 900 \text{ s}$.

The results of the same fitting procedure gave the value of parameter $b \approx 5.9$. This gives the values of ratio $R = \theta_0/\theta$ and characteristic restructuring time θ_0 as follows : $R \approx 365$, $\theta_0 \approx 4.9 \cdot 10^5 \text{ s}$. Namely because of these very long relaxation and restructuring phenomena in BWM, we used the relative evolution of overshoots. Fitting the level of overshoot for the initial start up flow with the same shear rate value $\dot{\gamma} = 100 \text{ s}^{-1}$ (Fig.23) we obtained the value of parameter c , $c \approx 3$ which also described the dependence $\sigma_{12}(t)$ quite well in the same start up flow when $t > 0.2 \text{ s}$. After that, when all the model parameters were found, we made the controlled comparisons of theoretical predictions with experiments for the start up flow with $\dot{\gamma} = 50 \text{ s}^{-1}$ (Fig. 25) and for sudden transition from higher to lower shearing (Fig. 26).

Figs.27-29 demonstrate the comparison of theoretical predictions with results of dynamic experiments for frequency $\omega = 1 \text{ rad/s}$ and strain amplitude γ_0 which varied in the range $0.01 - 4.75$. No fracture phenomena were observed when $\gamma_0 < 0.2$. We have almost perfect agreement of experiment and theory when $\gamma_0 = 0.15$ (Fig.27). At higher values of γ_0 , when fractures often occurred, there were some discrepancies between the predictions and data. But we could still observe in the data,

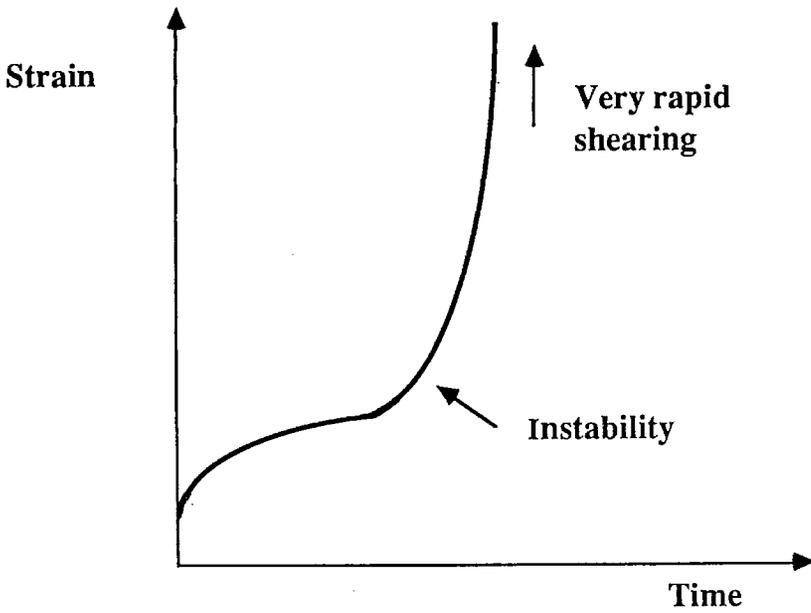


Figure 21 : BWM : Creep instability for the shear stress slightly above yield value.

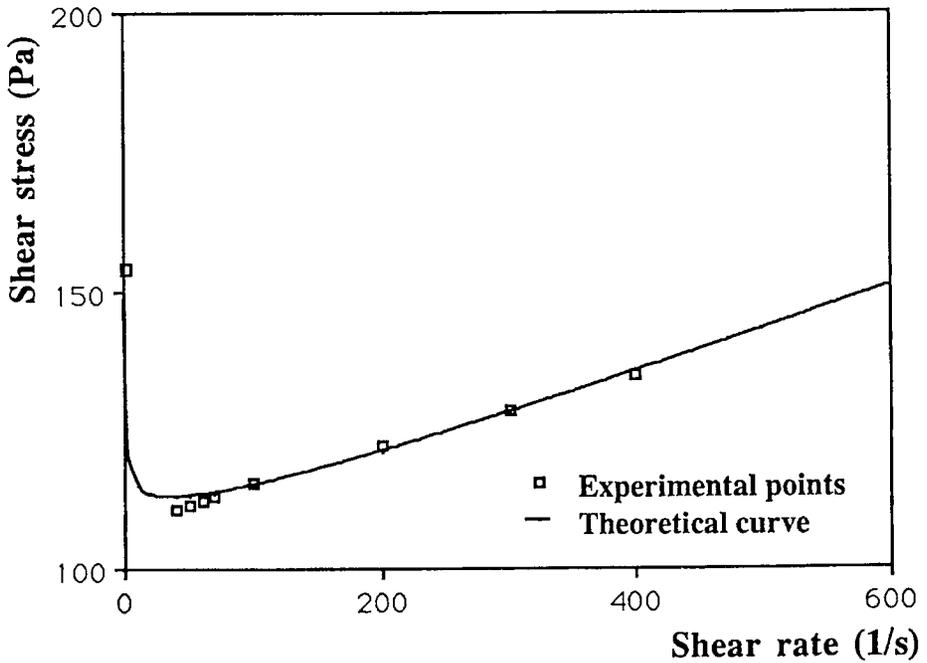


Figure 22 : BWM : Flow curve.

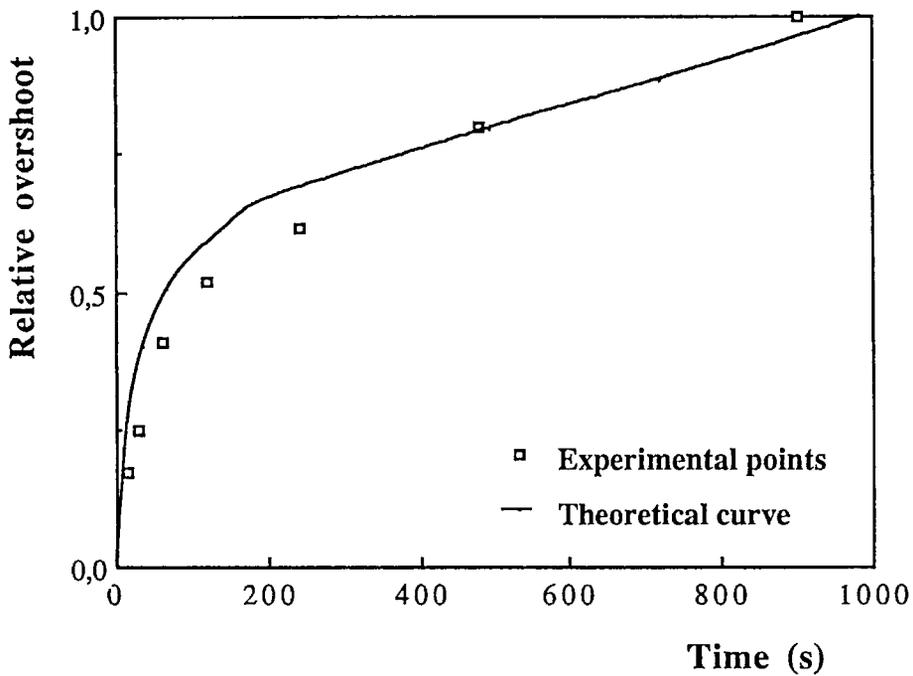


Figure 23 : BWM : Evolution of relative overshoot levels in successive start flows after various durations of relaxation, $\dot{\gamma} = 100 \text{ s}^{-1}$.

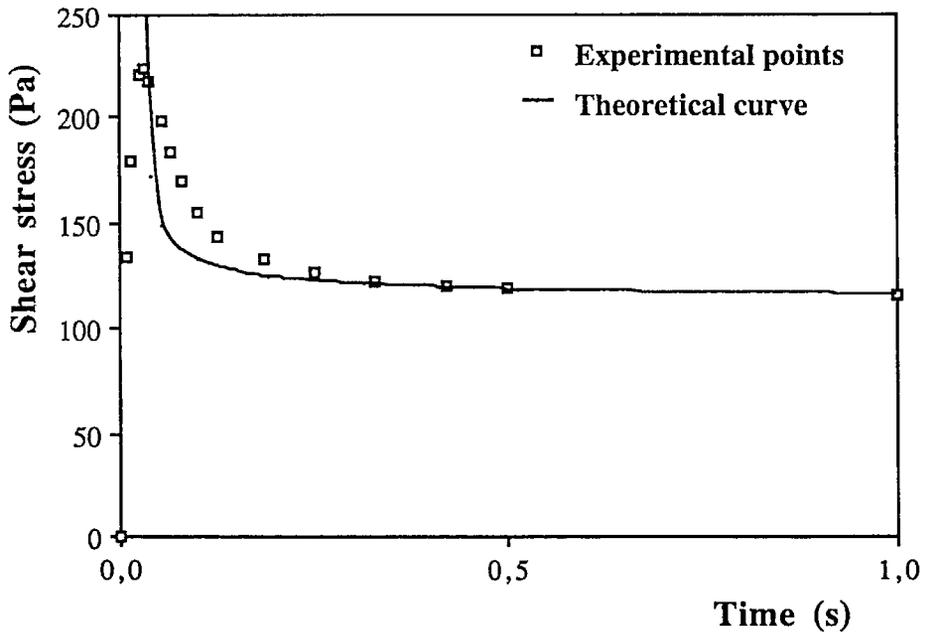


Figure 24 : BWM : Start-up flow with $\dot{\gamma} = 100 \text{ s}^{-1}$.

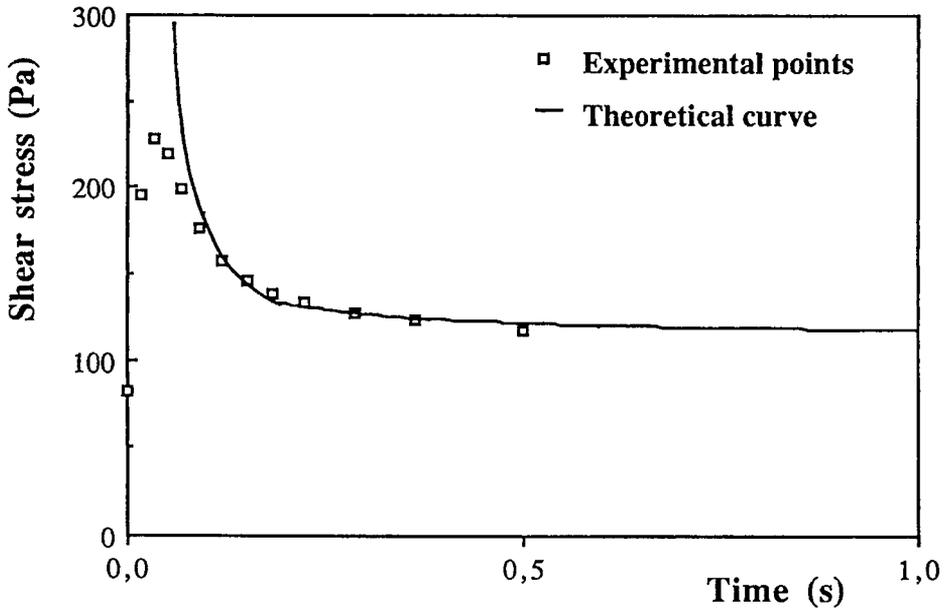


Figure 25 : BWM : Start-up flow with $\dot{\gamma} = 50 \text{ s}^{-1}$.

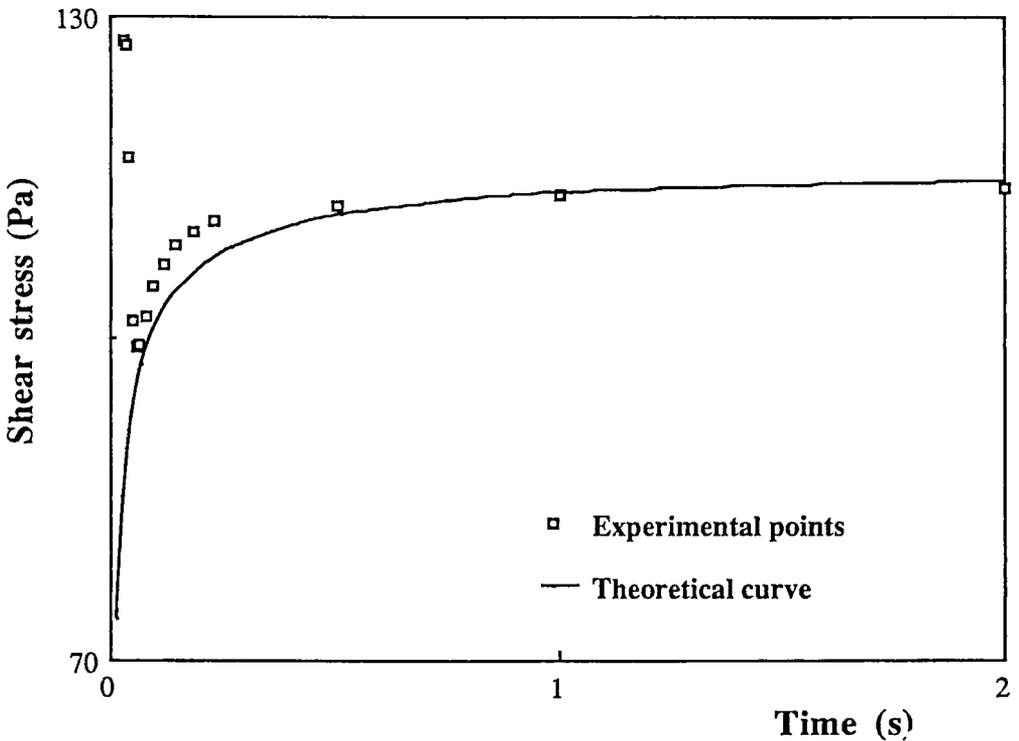


Figure 26 : BWM : Stress behaviour when suddenly shear rate changes suddenly, from $\dot{\gamma} = 300 \text{ s}^{-1}$ to $\dot{\gamma} = 100 \text{ s}^{-1}$.

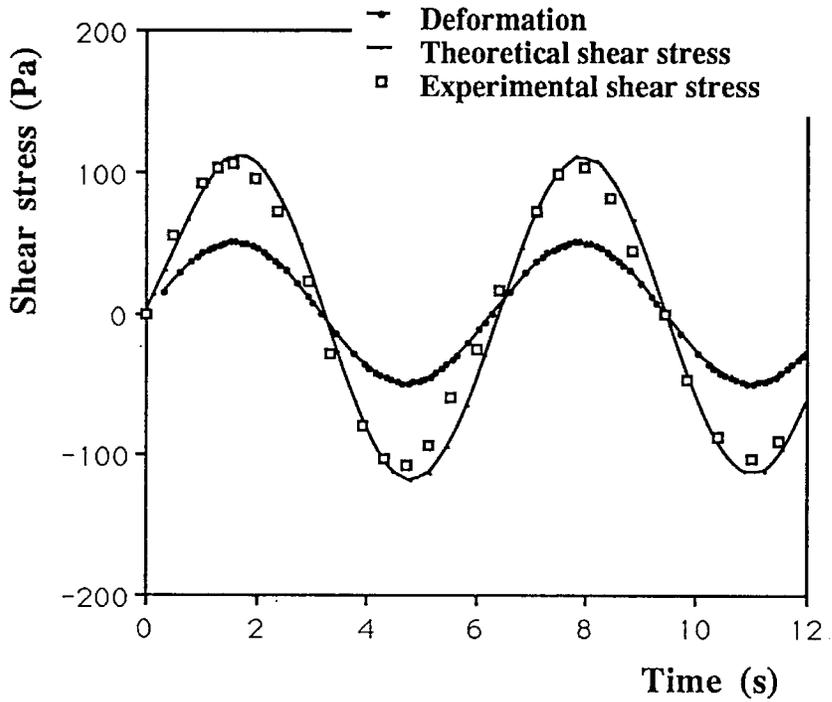


Figure 27 : BWM : Oscillations : $\omega = 1 \text{ rad/s}$, $\gamma_0 = 0,15$.

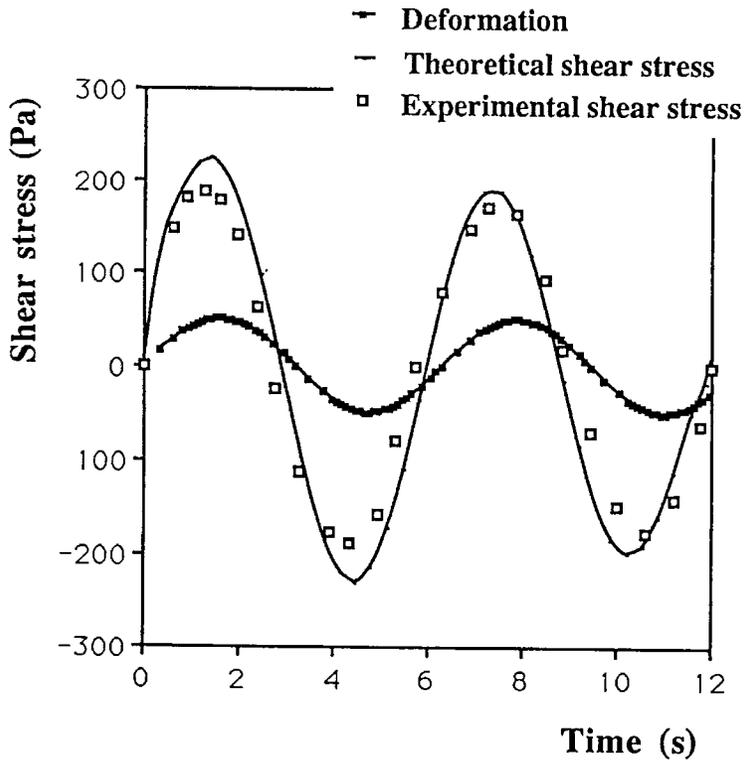


Figure 28 : BWM : Oscillations : $\omega = 1 \text{ rad/s}$, $\gamma_0 = 0,3$.

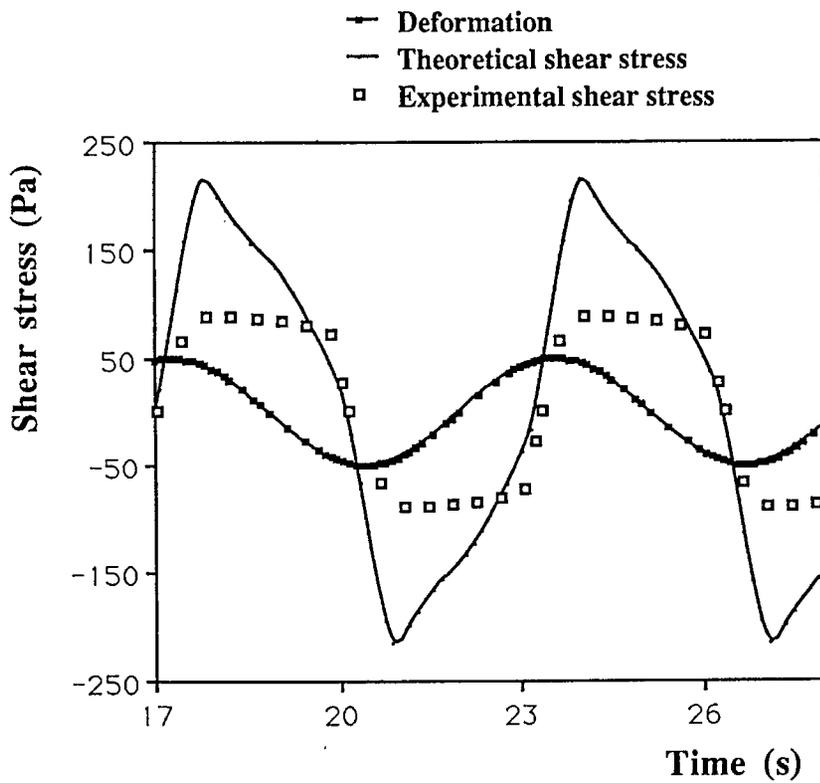


Figure 29 : BWM : Oscillations : $\omega = 1$ rad/s, $\gamma_0 = 4,75$.

tendencies predicted by the model : a progressive decrease of maximum shear stress (e.g. Fig.28, $\gamma_0 = 0.3$) and overshoots near the extrema followed by more gentle sloping (Fig.29, $\gamma_0 = 4.75$). Also, the phase angle correspondence between the predictions and data was good in all the tests.

5. CONCLUSIONS.

To describe the behaviour of dispersed systems with a low molecular weight matrix, a new theoretical approach has been proposed which includes thermodynamical and microstructural arguments. One advantage of this approach is, that similarly to previous modelling of yield stress fluids [4-7] no yield criterion is necessary to describe the transition from solid-like behaviour to flow, but in the model, this transition is predicted by a bifurcation with continuous evolution of the state of the material. Another remarkable feature of this approach is the possible occurrence of a non-monotonous flow curve predicted in some cases, which is associated with very peculiar flow characteristics such as a sandwich-like structure in simple shear.

Two dispersed systems, a grease with soap particles mixture, and a water-clay platelets mixture, were studied experimentally. Many difficulties were overcome to obtain reliable results with these materials, seemingly because of the presence of strongly interacting colloidal particles. Various disturbing effects were observed which are thought to be very characteristic of these dispersed systems. Most attention was given to the reliability of results and special experimental methods were sometimes used. In addition we observed that one of the materials exhibited the same peculiar features, as predicted by the theory in the case of non-monotonous flow curve, i.e minimum in flow curve, sandwich-like structures at low shear rates and instability in transition from solid-like behaviour to rapid flow. After determining theoretical parameters by various separate experiments, we compared the results of other experiments with theoretical predictions and found that the model is well enough suited to describe the thixotropic effects with overshoots in start-flow, minima in flow curve, unusual transitions from solid state to flow, and non-linearities in oscillations. A few slight discrepancies between theoretical predictions and experimental results have been observed, however. They may be due either to some imperfections in the microstructural description or some disturbing phenomena effecting experimental results.

APPENDIX 1 : 3D FORMULATION OF THE CONSTITUTIVE EQUATIONS

To describe possible effects of finite elasticity in flocs, instead of eq. (2.2), the incompressible nonlinear viscoelastic Maxwell-like constitutive equations :

$$\theta \underline{\underline{c}} + f(\xi) \underline{\underline{\psi}}(\underline{\underline{c}}) = 0 \quad , \quad \underline{\underline{c}} \equiv \dot{\underline{\underline{c}}} - \underline{\underline{c}} \cdot \underline{\underline{\nabla v}} - (\underline{\underline{\nabla v}})^\dagger \cdot \underline{\underline{c}} \quad (\text{A1.1})$$

$$(\text{tr}[\underline{\underline{c}}^{-1} \cdot \underline{\underline{\psi}}(\underline{\underline{c}})]) = 0 \quad , \quad \det \underline{\underline{c}} = 1)$$

should generally be used which describe the evolution for the recoverable (elastic) Finger strain tensor $\underline{\underline{c}}$. The kinetic equation (2.7) for damaging factor ξ remains the same, with the change $|\Gamma|$ for the quantity :

$$|\Gamma| = \theta \frac{\sqrt{2 \text{tr}(\underline{\underline{e}}^2)}}{Z_c} \quad (\text{A1.2})$$

The relations for the stress tensor $\underline{\underline{\sigma}}$ are :

$$\underline{\underline{\sigma}} = -p \underline{\underline{\delta}} + \underline{\underline{\sigma}}_p + \underline{\underline{\sigma}}_m \quad , \quad \underline{\underline{\sigma}}_p = 2 \underline{\underline{c}} \cdot \frac{\partial W}{\partial \underline{\underline{c}}} \quad , \quad \underline{\underline{\sigma}}_m = 2 \eta_m \underline{\underline{e}} \quad (\text{A1.3})$$

Here $\underline{\underline{v}}$ is the velocity vector, $\underline{\underline{\nabla v}}$ and $\underline{\underline{e}}$ are the velocity gradient and strain rate tensors, W is the strain energy function depending on two basic invariants of tensor $\underline{\underline{c}}$, $I_1 = \text{tr} \underline{\underline{c}}$ and $I_2 = \text{tr} \underline{\underline{c}}^{-1}$, $Z_c = \sqrt{(I_1 - 3)/2}$ is a critical intensity of elastic strains in flocs, $\underline{\underline{\sigma}}_p$ and $\underline{\underline{\sigma}}_m$ are floc and matrix contribution in the stress. When elastic deformations in flocs are not too great, the dissipative term $\underline{\underline{\psi}}(\underline{\underline{c}})$ in eq. (A1.1), strain energy function W and the stress $\underline{\underline{\sigma}}_p$ in eq. (A1.2) can be written as follows [14, 25, 26] :

$$\underline{\underline{\psi}}(\underline{\underline{c}}) = \frac{1}{2} [\underline{\underline{c}}^2 + \frac{1}{3} (I_2 - I_1) \underline{\underline{c}} - \underline{\underline{\delta}}] \quad , \quad W = \frac{G}{2} (I_1 - 3) \quad , \quad \underline{\underline{\sigma}}_p = G \underline{\underline{c}} \quad (\text{A1.4})$$

Here a neo-Hookean approach to floc elasticity is used ; G is the Hookean modulus.

APPENDIX 2 : A SKETCH OF THERMODYNAMICS FOR DISPERSED SYSTEMS

The objective of the appendix is to show the possible thermodynamic sense of terms in the kinetic equation (2.7) / (A1.2) and find expressions for total dissipation in the model.

In the main part of the paper and appendix 1 we used all the quantities (stress, velocity, its gradient, etc) averaged over many flocs. Now let us consider a more detailed, but still very approximative approach, when we take into account the fluctuations of local properties. Only those fluctuations which are due to the floc's rupturing and restoring are considered.

Let a tensor $\underline{\underline{\psi}}^*$ (\underline{x} , t) be one of the field variables fluctuating over the space. Then $\underline{\underline{\psi}}^*$ can be represented as follows :

$$\underline{\underline{\psi}}^* = \underline{\underline{\psi}} + \underline{\underline{\psi}}_i \quad , \quad \underline{\underline{\psi}} = \langle \underline{\underline{\psi}}^* \rangle \quad , \quad \langle \underline{\underline{\psi}}_i \rangle = 0 \quad (A2.1)$$

where $\langle \cdot \rangle$ means probabilistic or space averaging over many flocs. Thus the total stress and strain rate tensors are represented as :

$$\underline{\underline{\sigma}}^* = -(p+p_i) \underline{\underline{\delta}} + (\underline{\underline{\sigma}}_p + \underline{\underline{\sigma}}_{p,i}) + (\underline{\underline{\sigma}}_m + \underline{\underline{\sigma}}_{m,i}) \quad , \quad \underline{\underline{e}}^* = \underline{\underline{e}} + \underline{\underline{e}}_i \quad (A2.2)$$

where index "i" denotes the fluctuating parts with zero mean values. Using the neo-Hookean approach for floc elasticity and Newtonian one for the matrix' contribution in stress, we represent the terms for stress tensor in eq. (A2.2) in the form :

$$\underline{\underline{\sigma}}_p = G_c \quad , \quad \underline{\underline{\sigma}}_{p,i} \approx \alpha \xi G Z_c \underline{\underline{\zeta}} \quad , \quad \underline{\underline{\sigma}}_m = 2\eta m \underline{\underline{e}} \quad , \quad \underline{\underline{\sigma}}_{m,i} \approx 2\beta \xi \eta m \underline{\underline{e}}_i \quad (A2.3)$$

Here α and β are numerical constants ($\alpha \approx \beta \approx 1$) ; fluctuating parts of the matrix and floc stresses are proportional to the number of ruptures, and tensor $\underline{\underline{\zeta}}$ is an orientation of critical elastic rupturing microstrains. We assume that

$$\text{tr} \langle \underline{\underline{\zeta}}_i \underline{\underline{e}}_i \rangle > 0 \quad , \quad \text{tr} \langle \underline{\underline{\zeta}}^2 \rangle = 1 \quad (A2.4)$$

which reflects the physical sense of $\underline{\zeta}$ and \underline{e}_i as tensorial quantities associated with rupturing-restoring flocs.

The averaged free energy $\langle W^* \rangle$ consists of two parts :

$$\langle W^* \rangle = W + W_i , \quad W = \frac{G}{2} (I_1 - 3) , \quad W_i = \alpha \xi G Z_c^2 \quad (A2.5)$$

Here W is the elastic energy W stored in flocs and W_i is the energy stored for restoring the particulate structure. The averaged Clausius-Duhem dissipative inequality

$$\langle D^* \rangle = \text{tr} \langle \underline{\sigma}^* \cdot \underline{e}^* \rangle - \langle W^* \rangle \equiv D + D_i \quad (A2.6)$$

is represented as follows :

$$D = \text{tr}(\underline{\sigma} \cdot \underline{e}) - \dot{W} , \quad D_i = \langle \underline{\sigma}_{p,i} \cdot \underline{e}_i \rangle + \langle \underline{\sigma}_{m,i} \cdot \underline{e}_i \rangle - \dot{W}_i \quad (A2.7)$$

Here D is the dissipation due to viscoelastic phenomena and D_i due to floc ruptures. Eqs. (A1.1)-(A1.4) result in the following expression for viscoelastic dissipation [14, 25, 26] :

$$D = \frac{G}{12\theta} f(\xi) (I_1^2 + 2 I_1 I_2 - 3 I_2 - 18) \quad (A2.8)$$

In turn, D_i is represented as the sum,

$$D = D_{p,i} + D_{m,i} , \quad D_{m,i} = 2\beta \xi \text{tr} \langle \underline{e}_i^2 \rangle \quad (A2.9)$$

where $D_{p,i}$ is dissipation due to floc rupture and $D_{m,i}$ is the viscous part of dissipation caused by micro-flows disturbances in the matrix caused by floc ruptures.

We assume that dissipation in the rupturing process in flocs is proportional to the restructuring energy :

$$D_{p,i} = \frac{W_i}{\theta^*} = \frac{\alpha \xi G Z_c^2}{\theta^*} \quad (A2.10)$$

where θ^* is a kinetic characteristic time. Then the expression for D_i in eqs. (A2.7), with allowance for eqs. (A2.9) and (A2.10) yields :

$$W_i = \alpha \xi G Z_c^2 \left(\frac{d\underline{\xi}}{dt} + \frac{\underline{\xi}}{\theta^*} \right) = \alpha G Z_c \operatorname{tr} \langle \underline{\zeta} \cdot \underline{e}_i \rangle \quad (\text{A2.11})$$

The right-hand side of eq. (A2.11) is the work (per unit time) of rupturing micro-stresses on micro-strain rates, which due to the first inequality in (A2.4) is always positive. Finally, comparing the right-hand side of eq. (A2.10) with that of eq. (2.7) extended on 3D case by eq. (A1.2), we find :

$$\operatorname{tr} \langle \underline{\zeta} \cdot \underline{e}_i \rangle \approx (1-\xi) \sqrt{2 \operatorname{tr} \underline{e}^2} \frac{\theta}{\theta^*} = (1-\xi) \frac{\Gamma Z_c}{\theta^*} \quad (\text{A2.12})$$

REFERENCES

- [1] MEWIS, J., and SPAULL, A.J.B., (1976) *Advances in colloid and Interface Science*, 6 , p.173-200.
- [2] BARNES, H.A., and WALTERS, K., (1985), *Rheologica Acta*, 24(4), p.323.
- [3] VINOGRADOV, G.V., MALKIN, A.Y., PLOTNIKOVA, E.P., SABSAL, O.Y., and NIKOLAYEVA, N.E., (1972), *Int. J. Polym. Mater.*, 2 , p.1
- [4] DOREMUS, P., and PIAU, J.M, (1987), *Proc. 22nd Colloqu. of the Groupe Français de Rhéologie*, p.113.
- [5] DOREMUS, P., and PIAU, J.M, (1989), *Proc. 6th Symp. on Continuum Models and discrete Systems*, Dijon.
- [6] DOREMUS, P., (1989), "Fluides à seuil. Modèles structurels et phénoménologiques." Thèse présentée à l'Université Joseph Fourier et l'Institut National Polytechnique de Grenoble pour obtenir le titre de Docteur-es-sciences.
- [7] DOREMUS, P., and PIAU, J.M, (1991), *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 39, p.335-352.
- [8] MAGNIN, A., and PIAU, J.M., (1990), *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 36 , p.85-108.
- [9] MAGNIN, A., and PIAU, J.M., (1987), *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 23, p.91.
- [10] BRAMHALL, A.D., and HUTTON, J.F., (1960), *Br. J. Appl. Phys.*, 11, p.363.
- [11] VINOGRADOV, G.V., FROISHESTER, G.B., and TRILISKY, K.K., (1978), 17(2), p.156.
- [12] WHORLOW, R.W., (1980), *Rheological Techniques*, Ellis Horwood, Chichester.
- [13] BUSCALL, R., MCGOVAN, I.J., MILLS, P.D.A., STEWART, R.F., SUTTON, D., WHITE, L.R., YATES, G.E., (1987), *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 24, p.183-202.
- [14] LEONOV, A.I., (1990), *Journal of Rheology*, 34 (7), p.1039-1068.
- [15] BARNES, H.A., (1989), *Journal of Rheology*, 33 (2), p.329-366.
- [16] MEWIS, J., (1979), *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 6, p.1-20.
- [17] GREEN, H., and WELTMAN, R.N., (1946), *Colloid Chem.*, 6, p.328.

- [18] PRYCE-JONES, J., (1941), *J. Sci. Instr.*, 18, p.39.
- [19] DOHERTY, D.J., and HURD, R., (1958), *J. Oil Colour Chem. Assoc.*, 41, p.42.
- [20] HUTTON, J.F., (1963), *Nature*, 200, p.646.
- [21] HUANG, C-R., (1986), *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, Ch I, 7, Ed. by Nicholas P. Cheremisinoff.
- [22] CHENG, D.C.H., and EVANS, F., (1965), *Brit. J. Appl. Phys.*, 16, p.1599-1617.
- [23] MOORE, F. (1959), *Transactions of the British Ceramic Society*, 58, p. 470.
- [24] HUANG, C.R., SISKOVIC, N., ROBERTSON, R.W., FABISIAK, W., SMITHBERG, E.H., COPLEY, A.L., (1975), *Biorheology*, 12, p.279-281.
- [25] LEONOV, A.I., (1976), *Rheologica Acta*, 15, p. 85.
- [26] LEONOV, A.I., (1987), *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 25, p. 1.
- [27] STAUFFER, D. (1985), "Introduction to percolation theory", Taylor and Francis, Philadelphia.
- [28] FIRTH, B.A. and HUNTER, R.J. (1976), *J. Colloid & Interface Sci.*, 57, p. 248, 257, 266.
- [29] HUNTER, R.J. (1982), *Adv. Colloid Interface Sci.*, 17, p. 197.
- [30] STANLEY, H.E., FAMILY, F. and GOULD, H., (1985), *J. Polym. Sci. Polym. Symp. Ed.*, 73, p. 19.
- [31] PATEL, P.D. and RUSSEL, W.B., (1985), *Colloids and Surfaces*, 31, p. 355.
- [32] DOI, M. and CHEN, D., (1989), *J. Chem. Phys.*, 90, p. 5271.
- [33] TSENOGLOU, Ch., (1990), *Journal of Rheology*, 34, p. 15.
- [34] HUTTON, J.F., (1975), *Rheologica Acta*, 14, p.979.
- [35] AMARI, T., and WATANABE, K., (1983), *Polymer Engineering Review*, 3, p.277.
- [36] METZNER, A.B., (1985), *Journal of Rheology*, 29, p. 739.
- [37] KAMAL, M.R., and MUTEL, A., (1985), *Journal of Polymer Engineering.*, 5(4), p.293-382.
- [38] PARK, K. and REE, T. (1971), *Daehan Hwahak Hwoejee*, 15, p. 293-303.
- [39] VAN OLPHEN, H. (1965), *Clay colloid chemistry*, Interscience publishers.

- [40] VAN OLPHEN, H. (1956), Clays and Clay Minerals, Proceedings of the National Conference on Clays and Clay Minerals, Fourth Conference, 1955, p. 204-224.
- [41] M'EWEN, M.B., and PRATT, M.I. (1957), Transactions of the Faraday Society, 53, p. 535-547.
- [42] M'EWEN, M.B., and MOULD, D.L. (1957), Transactions of the Faraday Society, 54, p. 548-564.
- [43] GRANQUIST, W.T. (1959), Clays and Clay Minerals, Proceeding of the National Conference on Clays and Clay Minerals, Sixth Conference, 1957, p. 207-219.
- [44] RAND, B., PEKENC, E., GOODWIN, J.W., SMITH, R.W., (1980), Journal of the Chemical Society and Faraday Transactions, 76, p.225-235.
- [45] CHEN, J.S., CUSHMAN, J.H., LOW, P.F., (1990), Clays and clays Minerals, 38, n°1, p.57-62.
- [46] ENGELUND, R. and WAN, Z. (1984), Journal of Hydraulic Engineering, 110, n°3.

Main notations :

σ_{12} = Critical shear stress

$\underline{\underline{\sigma}}_m$ = averaged matrix mode stress tensor

$\underline{\underline{\sigma}}_p$ = averaged particle mode stress tensor

$\underline{\underline{\sigma}}$ = averaged total stress tensor

$\underline{\underline{\sigma}}_m^*$ = local matrix mode stress tensor

$\underline{\underline{\sigma}}_p^*$ = local particle mode stress tensor

$\underline{\underline{\sigma}}^*$ = total local stress tensor

$\underline{\underline{\sigma}}_{m,i}$ = fluctuating matrix mode stress tensor

$\underline{\underline{\sigma}}_{p,i}$ = fluctuating particle mode stress tensor

$\underline{\underline{\sigma}}_i$ = total fluctuating stress tensor

θ = viscoelastic relaxation time

θ_0 = characteristic restructuring time

$\underline{\underline{\delta}}$ = unit tensor

η_m = matrix mode viscosity

$\dot{\gamma}$ = shear rate

ϕ = particle volume concentration

ϕ_c = critical volume concentration

$\hat{\phi}$ = floc volume concentration

$\hat{\phi}_m$ = limit packing volume concentration of flocs

$\underline{\underline{\xi}}$ = damaging tensor

$\xi, \hat{\xi}, \xi^*$ = damaging factor

$\hat{\xi}_s$ = damaging factor value in steady state

Γ = dimensionless shear rate

b, c = kinetic coefficient parameters $\chi(\xi, \Gamma)$

$\underline{\underline{c}}$ = Finger tensor for reversible deformations in flocs

$\underline{\underline{e}}^*$ = local strain rate tensor

$\underline{\underline{e}}$ = averaged strain rate tensor

$\underline{\underline{e}}^{(i)}$ = fluctuating strain rate tensor

$f(\xi)$ = mobility function

G = elastic modulus

I_1, I_2 = Invariants of $\underline{\underline{C}}$

p = mean pressure

p_i = fluctuating pressure

W_1 = averaged floc restoring energy

W = averaged elastic energy

Z_c = critical deformation

CHAPITRE IV

**RHEOLOGIE DES SUSPENSIONS TRES
CONCENTREES EN PARTICULES SOLIDES NON
INTERACTIVES**

INTRODUCTION.

Les fluides formés à partir du mélange d'un fluide et de particules solides sont très nombreux dans l'industrie. Certains d'entre eux (béton frais, charbon liquide, fluides agro-alimentaires) ont une concentration solide élevée. Dans la nature on trouve aussi de nombreux fluides de ce type avec une concentration solide proche de la concentration maximale d'entassement (laves torrentielles, éboulements, glissements de terrain, glissements sous-marins granulaires, avalanches de neige poudreuse). Lorsque les particules ont la possibilité d'interagir avec le fluide interstitiel ou entre elles autrement que de manière hydrodynamique ou par contact mécanique direct, la loi de comportement de la suspension peut être fortement dépendante de ces interactions. De nombreux travaux antérieurs concernent la rhéologie de ce type de fluide (cf par exemple la revue d'**UTRACKI (1988)**). On se restreint ici à l'étude de la rhéologie des suspensions concentrées de particules solides sans interactions mutuelles autres qu'hydrodynamiques ou par contact mécanique direct. (Dans la suite on dira de telles particules qu'elles sont non interactives).

Une suspension diluée de particules solides dans un fluide newtonien a un comportement newtonien de viscosité légèrement supérieure à celle du fluide interstitiel. Les calculs théoriques (**EINSTEIN (1956)**, **BATCHELOR (1967, 1970)**) concernant la rhéologie de ces mélanges et valables pour des concentrations volumiques solides inférieures à 2%, ont été confirmés expérimentalement. Lorsque la concentration est plus élevée, la viscosité de la suspension est beaucoup plus grande que la viscosité du fluide interstitiel (cf **KAMAL & MUTEL (1985)**, **UTRACKI (1988)**, **CHONG et al (1971)**). Lorsque la concentration tend vers la concentration maximale d'entassement, la viscosité de la suspension semble tendre vers l'infini (singularité). De nombreux modèles empiriques ou semi-empiriques ont été proposés pour décrire l'évolution de la viscosité de la suspension en fonction principalement de la concentration solide (cf les revues de **KAMAL & MUTEL (1985)**, **UTRACKI (1988)**).

Lorsque la concentration est supérieure à environ 40%, la distance moyenne entre les particules est suffisamment faible pour que les interactions hydrodynamiques dans les intervalles séparant deux particules

voisines puissent devenir importantes. Partant de cette constatation, **FRANKEL & ACRIVOS (1967)** puis **GODDARD (1977)** ont calculé la viscosité d'une suspension concentrée en supposant à tout instant chaque particule au centre d'un réseau local cubique et en prenant en compte les dissipations visqueuses dues à l'écrasement du fluide compris entre deux particules voisines. Avec ces hypothèses leurs résultats ont justifié de manière théorique la singularité de la viscosité lorsque la concentration tend vers la concentration maximale d'entassement. Sur les mêmes bases, d'autres modèles ont été proposés (**WHITE & TANAKA (1980)**, **JARZEBSKI (1981)**) pour calculer la viscosité d'une suspension de particules solides dans un fluide dont la loi de comportement suit une loi de puissance.

Des travaux sont venus momentanément contredire les hypothèses de tous ces auteurs. Reprenant le calcul de **FRANKEL & ACRIVOS (1967)**, **MARRUCCI & DENN (1985)** et **ADLER *et al* (1985)** ont conclu à l'impossibilité de décrire la singularité de la viscosité près de la concentration maximale d'entassement simplement à l'aide des dissipations visqueuses entre couples de particules voisines. Il a été montré (**BRADY & BOSSIS (1985)**, et **WANG & CHEAU (1988)**) que cette contradiction entre notamment le résultat de **MARRUCCI & DENN (1985)** d'une part, et celui de **FRANKEL & ACRIVOS (1967)** d'autre part, provient du fait que les premiers auteurs envisagent un modèle dynamiquement périodique alors que les seconds utilisent une description quasi statique de la microstructure. Plus précisément, **MARRUCCI & DENN (1985)** et **ADLER *et al* (1985)** calculent une moyenne de dissipation d'énergie dans le temps en supposant que les particules, alignées dans des plans parallèles, ne s'approchent que périodiquement les unes des autres et pendant un temps assez court. Les hypothèses de cette approche sont contraires à la réalité si la concentration est suffisamment élevée ou si les particules ne peuvent s'organiser en couches parallèles pendant le cisaillement (par exemple parce que la granulométrie n'est pas uniforme). Dans ces cas en effet, la structure est chaotique et de très nombreux rapprochements entre particules existent à chaque instant, l'approche quasi-statique est donc plus pertinente.

Le travail de **FRANKEL & ACRIVOS (1967)** fait l'objet de débats sur d'autres points. **GODDARD (1977)**, qui a effectué ses calculs en supposant équiprobables toutes les positions relatives de particules à chaque instant, a obtenu une viscosité ayant le même comportement singulier aux grandes concentrations mais la valeur qu'il obtient est très inférieure à celle obtenue par **FRANKEL & ACRIVOS (1967)**. Il existe aussi dans la littérature un désaccord sur le type de mouvement qui dissipe principalement de l'énergie au sein de la suspension. **MARRUCCI & DENN (1985)** et **Van den BRULE & JONGSCHAAP (1991)** estiment que, dans le cas d'un cisaillement simple, ce ne sont pas les écrasements de fluide entre les particules mais les glissements lubrifiés tangentiels des particules les unes relativement aux autres qui sont les phénomènes prédominants.

Indépendamment, **BAGNOLD (1954)**, considérant la viscosité du fluide interstitiel et les chocs interparticulaires comme les deux phénomènes prédominants, a proposé un modèle théorique très simple applicable à une suspension de sphères de diamètre uniforme à une concentration solide quelconque. D'après lui, deux régimes d'écoulement existent (macro-visqueux et inertiel) selon la prédominance de l'un ou l'autre de ces deux phénomènes. Dans le régime macro-visqueux le fluide est newtonien de viscosité légèrement supérieure à celle du fluide interstitiel ; dans le régime inertiel, la contrainte tangentielle, qui tire alors son origine du transfert de quantité de mouvement par chocs entre les couches de particules, est proportionnelle au carré du gradient de vitesse. Ces résultats ont été confirmés par les expériences **BAGNOLD (1954)** et **SAVAGE & SAYED (1984)** mais uniquement à des gradients de vitesse très élevés.

Dans le prolongement de ce travail des modèles théoriques ont été proposés afin de décrire le comportement de ce que **SAVAGE (1984)** appelle des "fluides granulaires" (sa définition correspond en fait à celle des suspensions concentrées en particules solides non interactives). Bien qu'ils n'excluent pas en général que le fluide interstitiel puisse être quelconque, ces modèles semblent être destinés en priorité à la description du comportement des poudres lors d'écoulements rapides à surface libre. Le modèle de **SAVAGE & JEFFREY (1981)**, complété par **JENKINS & SAVAGE (1983)**, puis corrigé par **LUN et al (1984)**

est une description complète, inspirée de la théorie cinétique des gaz, du tenseur des contraintes en fonction du tenseur des taux de déformation en supposant que seuls les chocs entre particules solides ont une influence sur le comportement. D'autres modèles moins sophistiqués mais tenant compte de plusieurs phénomènes (différentes dissipations d'énergie lors des collisions : frictions, inélasticité,...) ont été proposés par exemple par **OGAWA et al** (1980), **McTIGUE** (1982), **SHEN & ACKERMAN** (1982) mais dans tous ces modèles les chocs (contacts très courts) restent le phénomène prédominant. Un autre modèle, proposé par **SHAHINPOOR & SIAH** (1981), est une généralisation du modèle de Bagnold, en tenant compte des rotations et des frictions des particules lors des chocs. Enfin, à partir de considérations qualitatives, **JOHNSON & JACKSON** (1987) ont ajouté au tenseur des contraintes du modèle de **LUN et al** (1984) un terme de contrainte seuil permettant de tenir compte des frottements interparticulaires. Dans tous ces exemples la description des chocs est précise mais d'autres phénomènes tels que les frottements (contacts longs) ou les dissipations visqueuses au sein du fluide interstitiel sont traités assez superficiellement. Une approche complètement différente, proposée dans le cas de fluides granulaires compressibles par **GOODMAN & COWIN** (1971, 1972) et **NUNZIATO & PASSMAN** (1980) mérite d'être signalée. Ces auteurs ont développé des modèles dans lesquels ils introduisent une variable décrivant l'état de compactage du mélange mais cette approche reste essentiellement formelle. Ceci rend compte de l'éventuelle compressibilité du fluide granulaire envisagé notamment lorsque l'air est le fluide interstitiel. Enfin une approche complète des fluides granulaires tenant compte des frictions en cisaillement lent et des chocs en cisaillement rapide a été proposée par **KANATANI** (1979). Cependant ce modèle s'intéresse spécifiquement au cas où l'air est le fluide interstitiel, ne peut pas s'appliquer à des écoulements lents selon l'auteur, et ne tient pas compte d'une possible évolution du nombre de contacts pendant l'écoulement.

Après cette revue des travaux effectués dans le domaine qui nous intéresse ici il apparaît d'une part que de nombreux modèles ont été proposés qui se fondent sur différents phénomènes prédominants au sein de la suspension, et d'autre part que comparativement trop peu d'expériences de rhéométrie ont été réalisées qui auraient pu permettre d'appuyer

certain résultats théoriques. Nous plaçant provisoirement en marge de ces débats concernant la rhéologie, nous souhaitons attirer l'attention sur quelques particularités des suspensions concentrées, susceptibles d'expliquer et de résoudre les problèmes rencontrés pour décrire leur comportement.

Les difficultés expérimentales rencontrées lors d'expériences en cisaillement simple avec les suspensions concentrées sont nombreuses (HANES & INMAN (1985)). CHENG & RICHMOND (1978) ont répertorié un certain nombre d'effets perturbateurs pouvant survenir lors d'expériences :

- coincements des particules ;
- variations de la concentration solide dans le temps et l'espace ;
- glissements aux parois ;
- contraintes normales très grandes.

Ces difficultés expliquent probablement le faible nombre de résultats expérimentaux concernant des suspensions très concentrées en particules non interactives.

Le comportement d'une suspension de sphères solides en concentration moyenne dans un fluide newtonien quelconque est fondamentalement newtonien dès que la répartition statistique des particules est uniforme (BATCHELOR (1970)). Ceci est vrai parce qu'alors ce type de mélange est isotrope et parce que le comportement des éléments de fluide compris entre les particules solides ont un comportement newtonien. Mais Batchelor signale aussi, sans cependant en tenir compte dans ses calculs, que l'histoire de la configuration peut jouer un rôle important dans la loi de comportement. Si le rôle de la configuration des particules peut être important aux faibles concentrations solides, parce que les particules peuvent s'aligner ou se tourner dans des positions telles que les dissipations d'énergie sont différentes, son rôle nous paraît d'autant plus crucial aux fortes concentrations pour les raisons énoncées maintenant.

Les particules en suspension dans un fluide ont la possibilité de migrer lentement vers des positions particulières (NADIM (1988), PETIT (1991)). Elles peuvent ainsi former des structures particulières (PETIT (1991)) (alignement en couches parallèles par exemple) qui permettent de diminuer les dissipations visqueuses au sein du matériau. Ces structures

de particules dépendent de la vitesse de déformation qui est imposée (**PETIT (1991)** et **UTRACKI (1988)**). Par exemple **PETIT & NOETINGER (1988)** lors d'expériences sur des mélanges d'huile silicone, de polyisobutylènes et de billes de verre (40 μm de diamètre), ont observé, alors qu'ils imposaient au fluide des oscillations de faible amplitude, la formation de structures en ligne des particules. D'après leurs calculs théoriques ces arrangements seraient dus à des termes d'inertie du second ordre. Un autre exemple de l'évolution possible de l'arrangement des particules est donné par l'effet de rhéoépaississement de beaucoup de suspensions concentrées (cf la revue de **BARNES (1989)**). Il s'agit d'une augmentation importante de la viscosité du fluide dans une gamme restreinte de gradient de vitesse. D'après **BARNES (1989)** ce rhéoépaississement pourrait être la conséquence de l'évolution, d'un arrangement bidimensionnel propice aux glissements couche sur couche, à un arrangement tridimensionnel aléatoire des particules engendrant des dissipations visqueuses beaucoup plus importantes, sous l'effet d'actions hydrodynamiques plus importantes, lorsque le gradient de vitesse augmente. En poursuivant ce raisonnement, ce phénomène, qui apparaît à des gradients de vitesse différents selon les caractéristiques de la suspension, doit être favorisé par l'uniformité de la granulométrie.

Dans les modèles ayant pour but de prédire la viscosité d'une suspension, la concentration solide apparaît la plupart du temps dans un terme qui est le rapport de cette concentration et de la concentration maximale d'entassement du mélange. Nous définirons cette dernière comme la concentration limite pour laquelle il n'est plus possible d'ajouter une particule solide dans une pore de fluide interstitiel sans modifier la structure initiale. On remarquera qu'une telle définition ne permet pas d'obtenir une valeur précise puisque la valeur de la concentration recherchée dépend beaucoup de l'arrangement des particules et de leur forme. Ainsi, pour une structure cristalline cubique à face centrée (de particules sphériques), la concentration maximale d'entassement est de 0,74 alors qu'elle est de 0,524 pour une structure cubique. Même lorsqu'on envisage un arrangement aléatoire des particules la concentration maximale d'entassement peut varier (**UTRACKI (1988)**) dans une gamme assez large selon la façon dont on a, en pratique, généré cette structure aléatoire. Par exemple, il est possible de faire diminuer le volume d'une poudre, donc d'augmenter sa concentration solide, en lui

imposant des oscillations rapides de faible amplitude. Pour contourner cette difficulté et même l'utiliser à bon escient, certains auteurs (**QUEMADA (1977, 1986)**, **WILDEMUTH & WILLIAMS (1984, 1986)**, **WANG & CHEAU (1988)**) ont proposé que la concentration maximale d'entassement devait être une fonction du gradient de vitesse instantané.

On peut déduire de la remarque précédente que, à des concentrations inférieures à la concentration maximale d'entassement théorique dans la configuration la plus tassée, un ensemble de particules peut former (au moins au repos) une structure dans laquelle des contacts directs entre particules existent (**UTRACKI (1988)**), notamment au moins à des concentrations maximales d'entassement non tassées ("relâchée"). On peut aussi prévoir qu'à des concentrations inférieures à la concentration maximale d'entassement la plus relâchée, des contacts directs existent, tout simplement parce que les particules ont (au moins au repos) autant de chances d'être proches les unes des autres que d'être éloignées. Cette constatation théorique a été confirmée par les expériences de **BOUILLOT et al (1982, 1983)** (il n'était pas possible cependant dans ce cas de distinguer les contacts directs des contacts lubrifiés par une très fine couche de fluide interstitiel), et par les simulations numériques de **BRADY & BOSSIS (1985)**. Lors de ces travaux, des agrégats de particules, de tailles plus ou moins grandes, ont pu être observés au sein de la suspension.

Plaçons nous dans le cadre des techniques de la percolation. A une concentration quelconque, dans la suspension, on peut trouver des agrégats, au sein desquels les particules sont en contact direct. Puis, lorsque la concentration augmente, la dimension de ces agrégats augmente progressivement. A partir d'une certaine concentration limite (concentration de percolation) un de ces agrégats s'étend au travers de tout l'échantillon. **BOUILLOT et al (1983)** ont pu observer ce type d'amas infini. Si à ce stade les interactions issues des contacts directs entre particules ne sont pas négligeables, il faudra dépasser une certaine contrainte pour briser le réseau formé et donc pour initier le mouvement de la suspension. Ce fait, largement observé et décrit dans le cas des gels, a aussi été observé dans le cas des suspensions de particules non interactives (**UTRACKI (1988)**, **WILDEMUTH & WILLIAMS**

(1984)) mais ne semble pas avoir été approfondi. Il est vraisemblable pourtant que dans une gamme très approximative d'environ 15% de concentration en dessous de la concentration maximale d'entassement aléatoire par brassage, ce seuil de percolation est dépassé et la suspension possède un seuil de contrainte.

Dans la suite on s'intéresse plus particulièrement à la rhéologie des suspensions de particules solides à des concentrations telles que, dans certaines configurations, le seuil de percolation est dépassé, et dont la granulométrie est suffisamment étendue pour qu'aucune structure organisée ne puisse se former. On propose d'abord un schéma physique qui tient compte de toutes les observations précédentes concernant ce type de mélange (seuil de contrainte, évolution de la configuration). Les équations générales d'un modèle théorique sont ensuite établies. Puis, dans le cadre de ce modèle, on examine le cas particulier du comportement d'une suspension en cisaillement simple. Enfin les résultats d'expériences réalisées sur des suspensions concentrées de billes de polystyrène dans différents fluides sont comparées aux prédictions du modèle théorique.

IV.1 Schéma physique.

IV.1.1 Matériau étudié.

On considère une suspension concentrée (nommé fluide ou suspension dans la suite) formée à partir du mélange d'un fluide newtonien (fluide interstitiel) et de particules solides en assez grande concentration volumique. Ces particules ont une taille suffisamment grande pour qu'on puisse négliger les forces de Van der Waals et les forces électroniques devant les forces issues de contacts mécaniques directs entre particules ou devant les forces hydrodynamiques. La granulométrie des particules est suffisamment étendue pour qu'on puisse considérer *dans le schéma physique*, que la formation de structures géométriques ordonnées est impossible (par exemple alignement des particules dans des plans parallèles en cisaillement simple). Mais elle est suffisamment restreinte pour qu'on puisse supposer *dans les calculs* que le diamètre est uniforme. Le temps de sédimentation des particules dans le mélange est grand devant le temps des expériences en laboratoire ou celui des écoulements naturels ou industriels. Les raisons possibles de cette particularité sont les

suivantes : la différence de densité entre les particules et le fluide interstitiel est faible, la concentration solide est grande, ou la viscosité du fluide interstitiel est élevée. Les échantillons de fluide tels qu'on les étudie contiennent toujours un nombre de particules suffisamment grand pour que le matériau puisse être considéré comme continu.

IV.1.2 Schéma physique général.

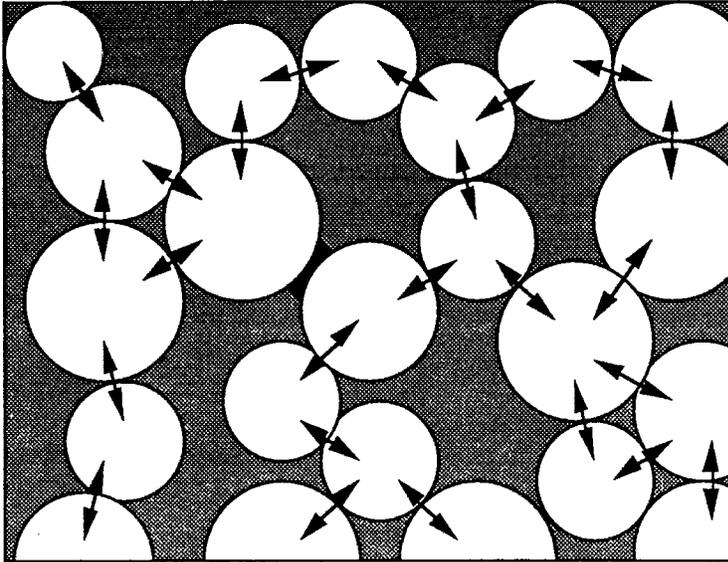
L'état de la suspension à un instant donné est décrit par la *configuration* (cf Figure 1) des particules, ensemble des positions des particules dans l'espace. Au sein de cette configuration une particule est plus ou moins proche des particules voisines. Les efforts dus au mouvement relatif de deux particules voisines peuvent être de diverses natures suivant la direction et le module de la vitesse relative ainsi que la distance qui les sépare. On supposera qu'on peut ranger l'ensemble des couples de particules voisines en trois catégories selon la prédominance de différents types d'interaction (cf Figure 1).

- 1) - *contact direct* - les deux particules sont infiniment proches l'une de l'autre, et les interactions issues du contact direct entre deux telles particules sont prédominantes ; on supposera que le contact est alors suffisamment long pour que ce type d'interaction donne lieu essentiellement à un phénomène du type frottement sec. On discutera à nouveau de cette hypothèse plus loin.

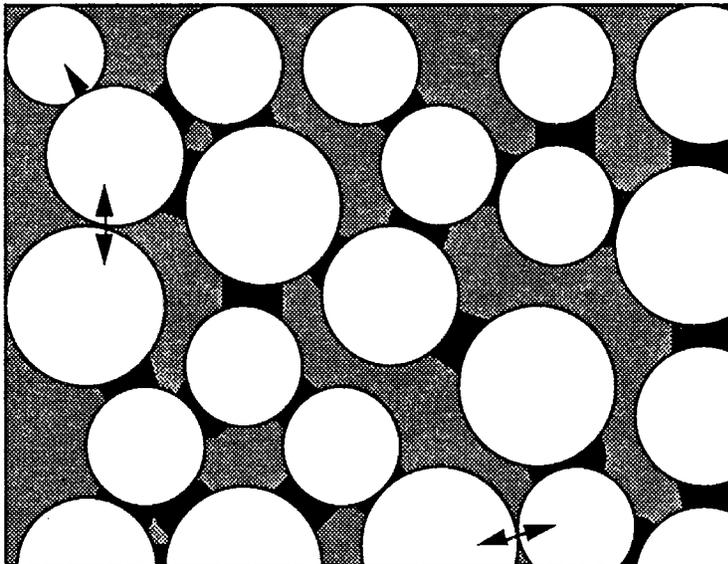
- 2) - *contact lubrifié* - les deux particules sont séparées par une épaisseur de fluide d'un ordre inférieur à celui du diamètre des particules ; les interactions, issues du mouvement relatif des particules avec le fluide intermédiaire jouant le rôle de lubrifiant, sont prédominantes. Ces contacts lubrifiés peuvent être encore rangés en deux catégories distinctes. Dans la première se trouvent les contacts lubrifiés pour lesquels les efforts dus au glissement relatif des particules (mouvement tangentiel) sont prédominants. Dans la seconde se trouvent les contacts lubrifiés pour lesquels les efforts dus à la compression ou à l'écartement (mouvement normal) sont prédominants.

- 3) - les couples de particules séparées par une épaisseur de fluide de l'ordre du diamètre des particules.

Configuration "compactée"



Configuration "espacée"



Particule



Contact lubrifié



Fluide interstitiel



Contact direct

Figure IV.1 : Principales interactions et évolution de la configuration.

2) est suffisamment grand pour que les dissipations d'énergie au sein des éléments du type 3) soient négligeables. On appellera n et n' respectivement les nombres moyens instantanés de contacts lubrifiés et directs par unité de surface. Ces nombres se calculent en prenant un volume de contrôle contenant un nombre suffisamment grand de particules et en comptabilisant les contacts entre une particule externe au volume et une particule interne au volume. Le nombre obtenu est ensuite divisé par la surface du volume considéré. On peut relier ces nombres n et n' à N et N' , les nombres moyens de contacts lubrifiés ou directs d'une seule particule avec ses voisines, de la manière suivante : considérons une surface S plane limitant un volume d'épaisseur égale au rayon d'une particule. Les p particules dont le centre est compris dans ce volume représentent l'ensemble des particules susceptibles d'interagir avec une particule située de l'autre côté de la surface S . D'une part le nombre p est proportionnel à la surface S et est lié à la concentration solide, soit : $p = S f(C_v)$. D'autre part, lorsque la surface tend vers l'infini, le nombre effectif n de contacts de part et d'autre de la surface S par unité de surface tend vers pN/S . On obtient alors $n = N f(C_v)$. Finalement n et n' sont donc proportionnels à N et N' .

Entre deux particules en contact lubrifié l'effort réciproque peut être décomposé en un effort normal, dirigé selon la direction joignant les centres des particules, et un effort tangentiel. L'effort normal peut être dû au mouvement tangentiel relatif (glissement) des particules et au mouvement normal (compression). Quant à l'effort tangentiel il s'agit de la résistance du fluide au cisaillement dû au glissement relatif des particules. Dans un souci de simplification il semblerait utile de ne considérer que le type d'effort qui est prédominant. C'est la démarche suivie par exemple par **FRANKEL & ACRIVOS (1967)**. Ceux-ci ont conclu que si tous les mouvements (glissements ou compressions) sont également permis lorsqu'une déformation quelconque est imposée, ce sont les dissipations d'énergie dues aux compressions qui sont prédominantes. **MARRUCCI & DENN (1985)** et **ADLER et al (1985)** ont montré, en commettant cependant l'erreur citée plus haut, qu'aucun des deux types de mouvement n'était prédominant dans les dissipations. Comme le résultat du calcul de **FRANKEL & ACRIVOS (1967)** permettait de reproduire l'augmentation importante de la viscosité avec la concentration pour des suspensions très concentrées, de nombreux auteurs ont considéré

que les compressions étaient effectivement le phénomène prédominant (**GODDARD (1977)**, **WANG & CHEAU (1988)**, **JARZEBSKI (1981)**). Or, comme **Van den BRULE & JONGSCHAAP (1991)**, ceci ne nous paraît pas très vraisemblable surtout dans le cas d'un cisaillement simple. Les raisons en sont les suivantes :

- Mis à part **GODDARD (1977)**, tous ces auteurs, partisans du fait que les compressions sont le phénomène prédominant, ont effectué leur calcul à partir d'un modèle "cellulaire". Ils ont supposé qu'instantanément la configuration était toujours cubique. **GODDARD (1977)** quant à lui a considéré une configuration aléatoire pour laquelle toutes les positions relatives sont également possibles. Avec cette dernière hypothèse, qui nous semble pourtant la plus justifiée, la viscosité obtenue est trop faible pour décrire les résultats expérimentaux (**GODDARD (1977)**).

- Si les mouvements de glissement ou de compression sont permis également à partir d'une déformation locale du fluide interstitiel, comme l'ont montré **FRANKEL & ACRIVOS (1967)** l'effort dû à la compression est beaucoup plus grand que l'effort dû au glissement. Mais il paraît logique que les particules aient tendance à résister au mouvement le plus difficile, c'est-à-dire la compression. Ceci signifie qu'il faut considérer que localement, le mouvement relatif effectif de deux particules est un mouvement qui tend à dissiper un minimum d'énergie, comme l'avait suggéré **MARRUCCI & DENN (1985)**. Nous pensons qu'il suffit que certaines particules en contact lubrifié soient suffisamment proches les unes des autres pour que les dissipations d'énergie dues aux glissements relatifs permettent de prédire la singularité de la viscosité.

Finalement, compte-tenu de ces réflexions, nous estimons qu'aucun de ces différents types de mouvement relatif ne doit être exclu a priori dans le calcul des dissipations d'énergie dues aux contacts lubrifiés. Dans l'état actuel des connaissances et tant que des observations précises des mouvements des particules au sein d'une suspension n'auront pu être réalisées, il n'est pas possible de privilégier un type de mouvement lors d'un contact lubrifié. On écrira :

$$n_1 + n_2 = n \tag{1}$$

où n_1 et n_2 sont les nombres de contacts lubrifiés pour lesquels respectivement la compression et le glissement prédominent. Pour simplifier l'étude on admettra que n_1 et n_2 sont proportionnels quels que soient les mouvements du fluide, on a : $n_1 = k n_2$. En outre nous pensons, à la lumière des commentaires faits en introduction sur la formation d'amas et la percolation, que les interactions issues des contacts directs entre particules doivent être prises en compte dans la gamme de concentration solide à laquelle nous nous intéressons.

Compte-tenu des remarques faites en introduction, la configuration instantanée est sans aucun doute liée à l'histoire du mouvement de la suspension. Pour tenir compte de cela nous considérerons que cette configuration est liée à l'énergie du système présente et passée. Notre hypothèse de base (justifiée au paragraphe IV.2) est la suivante : localement le mouvement des particules a tendance à minimiser l'énergie dissipée, il tend donc à les écarter les unes des autres, mais ceci se fait d'autant mieux que les particules ont plus d'énergie. Si le système possède depuis suffisamment longtemps une grande énergie, la configuration est "espacée", les particules ont tendance à se répartir de manière à être assez éloignées les unes des autres. Si au contraire le système possède une faible énergie depuis assez longtemps, la configuration est "compactée" (cf Figure 1), beaucoup de particules sont en contact direct. Au fur et à mesure qu'on augmente la vitesse de déformation, le type d'interactions prédominantes change :

- aux faibles vitesses, les particules n'ont pas assez d'énergie pour former d'elles-mêmes une configuration "espacée", elles forment des amas au sein desquels ce sont les frictions entre particules qui prédominent;

- aux vitesses rapides, les particules forment d'elles-mêmes une configuration "espacée", ce sont les effets dus à la viscosité du fluide interstitiel qui prédominent;

On a systématiquement considéré ici que les contacts directs entre particules donnaient lieu essentiellement à des frottements secs mais il nous faut aussi envisager la possibilité que des transferts d'énergie non négligeables se produisent par chocs lors de ces contacts directs. Un critère a été proposé par **BAGNOLD (1954)** pour distinguer un régime dit "inertiel", pour lequel les dissipations d'énergie par chocs entre

particules sont prédominantes au sein d'une telle suspension, d'un régime dit "macrovisqueux", pour lequel ce sont les dissipations visqueuses du fluide interstitiel qui sont prédominantes. Ce critère utilise un nombre adimensionnel N défini comme le rapport de la contrainte due aux chocs et de la contrainte due aux dissipations visqueuses au sein du fluide interstitiel :

$$N = \frac{1}{\mu \sqrt{\langle \varepsilon_i \rangle / 2}} \rho_s D^2 \dot{\gamma} \quad (2)$$

où ρ_s est la masse volumique des particules, D leur diamètre, μ est la viscosité du fluide interstitiel, $\dot{\gamma}$ le gradient de vitesse. $\langle \varepsilon_i \rangle / 2$ est l'inverse du rapport moyen entre la distance entre les particules et leur diamètre. D'après les expériences de **BAGNOLD (1954)** le régime inertiel apparaît pour $N > 450$. Pour $N < 40$ le régime est macrovisqueux. Cependant le modèle de **BAGNOLD (1954)** ne prend pas en compte les phénomènes, tels que les contacts lubrifiés et les frictions, qui nous sont apparus prédominants aux fortes concentrations solides. Dans ce cadre il est nécessaire de réécrire ce critère, en utilisant au numérateur un ordre de grandeur de la contrainte due au choc estimée par la même méthode que Bagnold, et en considérant non plus au dénominateur les contraintes visqueuses ordinaires au sein du fluide interstitiel mais la contrainte totale au sein de la suspension :

$$\frac{1}{\sqrt{\langle \varepsilon_i \rangle / 2}} \frac{\rho_s D^2 \dot{\gamma}^2}{\tau(\dot{\gamma})} \ll 1 \quad (3)$$

où $\tau(\dot{\gamma})$ est la contrainte tangentielle totale correspondant à un gradient de vitesse $\dot{\gamma}$ au sein de la suspension. On notera qu'un critère susceptible d'être appliquée à des suspensions de particules de granulométrie étendue reste à établir. Pour la plupart des suspensions concentrées qui peuvent être étudiées à l'aide des rhéomètres de laboratoire, et tant qu'on s'intéresse à des vitesses de cisaillement pas trop élevées, le régime n'est pas inertiel. **BAGNOLD (1954)** a apparemment obtenu des régimes inertiels lors de ces expériences. Mais ceci a été rendu possible par le fait que les fluides interstitiels étaient très peu visqueux et les gradients de vitesse élevés (de l'ordre de 500 s^{-1}). Il est probable que, dans de telles conditions, la turbulence au sein du fluide interstitiel, ou les fluctuations

des mouvements des particules autour de leurs mouvements moyens jouent un rôle important (cf paragraphe IV.3), et soient capables notamment de fournir une résistance à l'écoulement proportionnelle au carré du gradient de vitesse observé.

Suivant en cela GUYON (1986), on examinera le comportement des mélanges à trois échelles :

- microscopique : échelle de la particule ;
- mésoscopique : échelle de l'élément élémentaire de suspension comprenant un nombre suffisamment important de particules pour qu'il soit possible de calculer une propriété quelconque du fluide, associable à cet élément, en moyennant les propriétés observées au niveau microscopique sur tout l'élément ; on notera les quantités qui se réfèrent à l'état au niveau microscopique (état local) surmontées d'un "*", et celles qui se réfèrent à l'état au niveau mésoscopique (état moyen) sans signe particulier. La moyenne d'une variable locale ψ^* dans un élément mésoscopique s'écrira : $\psi = \langle \psi^* \rangle$; Les variables se référant à un couple (i) de particules interagissant seront notées avec un indice "i". La moyenne d'une de ces variables, sur l'ensemble des couples interagissant, dans un élément mésoscopique, sera aussi notée : $\phi = \langle \phi_i \rangle$; on précisera au paragraphe IV.3 le mode de calcul de cette moyenne.

- macroscopique : échelle de l'observateur.

Dans le but de connaître les propriétés macroscopiques du matériau il est nécessaire d'étudier ses propriétés mésoscopiques. Compte-tenu des observations faites en introduction sur les particularités des suspensions concentrées, il nous semble particulièrement intéressant de déterminer directement le tenseur des contraintes au sein du matériau. Cette démarche, adoptée par GODDARD (1977), ADLER et al (1985) et Van den BRULE & JONGSCHAAP (1991), n'est pas celle de FRANKEL & ACRIVOS (1967), WANG & CHEAU (1988) ou JARZEBSKI (1981) par exemple, qui supposent a priori la viscosité newtonienne (ou suivant une loi de puissance) et estiment celle-ci à partir du calcul des dissipations d'énergie au sein du milieu.

IV.2 Description de la configuration instantanée.

IV.2.1 Nombres de contacts.

Lorsqu'une suspension est au repos les nombres de contacts directs ou lubrifiés sont liés à la concentration solide volumique, à la granulométrie, mais aussi à la façon dont le mélange a été préparé c'est-à-dire à la configuration actuelle des particules. Considérons un mélange dans une configuration des particules telle qu'il y a uniquement des contacts directs. Déplaçons alors très légèrement un grand nombre de particules de façon à ce que chaque contact direct se transforme en un contact lubrifié. Ceci signifie simplement qu'une très fine couche de fluide sépare maintenant les particules. Cette opération est toujours possible tant qu'on n'a pas atteint la concentration maximale d'entassement. Après cela le nombre de contacts directs est nul mais la configuration générale a changé de manière infime puisque ce sont localement des volumes de fluide, négligeables devant le volume local de fluide restant, qui ont été déplacés. Le nombre de contacts lubrifiés obtenu est égal au nombre initial de contacts directs. Par un raisonnement similaire on constate que partant d'une configuration donnée quelconque avec n_0' contacts directs et aucun contact lubrifié, on peut obtenir une configuration pratiquement identique mais avec n' contacts directs et n contacts "lubrifiés" et en ayant toujours :

$$n_0' = n + n' \quad (4)$$

Les seules configurations que l'on envisage pour la suspension considérée sont des configurations aléatoires dans le sens où aucune structure ordonnée ne peut apparaître (parce que la granulométrie est étendue). Il est logique de penser que toutes les configurations aléatoires d'une suspension donnée, obtenues après un mélange ou un cisaillement, ont un nombre total de contacts qui est à peu près constant. Cependant lorsque les contacts directs deviennent prédominants, il n'est pas exclu que les structures particulières liées à la percolation des particules ne produisent des configurations d'un type très différent de celui que l'on observe lorsque les contacts lubrifiés sont prédominants. Dans l'état actuel des connaissances on préfère supposer que les nombres de contacts totaux, pour chaque type de configuration, sont très proches les uns des autres. On admettra donc que l'effet d'un changement éventuel de type de

configuration est négligeable devant l'effet du changement de type de contacts sur le tenseur des contraintes. Ceci revient à supposer le nombre total de contacts constant et fonction seulement de la concentration solide :

$$n_0 = n'_0 = n + n' = f(\phi) = Cste \quad (5)$$

où n'_0 et n_0 sont respectivement les nombres maximum de contacts directs et lubrifiés que l'on peut obtenir avec cette suspension.

IV.2.2 Evolution de la configuration.

On postule que la tendance instantanée pour chaque particule est de se placer dans une position future dans laquelle elle dissipe le moins d'énergie possible lors de son mouvement. Prenons le cas d'un plan épais glissant à la vitesse V entre deux plans de vitesses respectives 0 et $2V$, tous trois séparés par un fluide newtonien. La position du plan intermédiaire qui permet de minimiser l'énergie visqueuse dissipée est au milieu des deux plans. Si ce plan intermédiaire est initialement dans une position quelconque, il se placera au milieu plus ou moins rapidement selon la vitesse V . En extrapolant ce résultat au cas plus complexe d'un ensemble de particules en mouvement dans un fluide newtonien on peut en conclure que la tendance instantanée des particules est à se placer dans les positions les plus éloignées des particules voisines. Cette tendance instantanée est d'autant plus forte que l'énergie de l'ensemble est grande, et est constamment contrecarrée par les mouvements des particules voisines de cette particule. Donc le nombre de contacts lubrifiés augmente et le nombre de contacts directs diminue quand le gradient de vitesse augmente.

Tout se passe comme si une force de rappel tendait à éloigner les particules les unes des autres, contrebalancée par l'inertie du système et sa viscosité. Cette force de rappel est évidemment d'autant plus grande que la vitesse de déformation est élevée. On peut ainsi admettre que n' satisfait une équation du type :

$$m \frac{d^2 n'}{dt^2} + h \frac{dn'}{dt} + j n' = j n'_s \quad (6)$$

où m, h, j sont respectivement comparables à des masse, viscosité, et constante de rappel. n'_s est la valeur de n' en régime permanent. En première approximation on négligera les effets de l'inertie, il reste donc une équation de la forme :

$$\frac{dn'}{dt} = \frac{1}{\theta} (n'_s - n') \quad (7)$$

où θ est proportionnel à l'inverse de la force de rappel dont il était question plus haut et reflète le temps de "mise en glissement" des particules les unes par rapport aux autres, et n'_s est donc une fonction qui décroît lorsque la vitesse de déformation augmente.

On suppose que n'_s et θ dépendent uniquement de $\sqrt{-\mathbb{D}_{II}}$, où $-\mathbb{D}_{II}$ est le second invariant de \mathbb{D} le tenseur des taux de déformations moyen. On écrira $\theta = \theta(\sqrt{-\mathbb{D}_{II}})$ et $n'_s = n'_s(\sqrt{-\mathbb{D}_{II}})$. Naturellement : $\frac{d\theta}{d(\sqrt{-\mathbb{D}_{II}})} < 0$.

Par ailleurs, lorsque le matériau est au repos sa configuration ne peut pas se modifier parce que la sédimentation et les mouvements browniens sont exclus, donc les nombres de contacts n'évoluent pas. Par conséquent $\frac{1}{\theta} = 0$

quand $\sqrt{-\mathbb{D}_{II}} = 0$. Lorsque $\sqrt{-\mathbb{D}_{II}}$ tend vers 0, le nombre de contacts directs en régime permanent est maximum car les particules n'ont pas assez d'énergie pour s'écarter les unes des autres. Mais, dans le cas général, ce nombre maximum de contacts directs en écoulement n'est pas le nombre théorique maximum de contacts directs dont on a parlé précédemment, sauf dans le cas de suspensions extrêmement concentrées.

Finalement on écrira : $n'_s \rightarrow Kn'_0$ quand $\sqrt{-\mathbb{D}_{II}} \rightarrow 0$ avec $0 < K < 1$; par contre $n'_s \rightarrow 0$ quand $\sqrt{-\mathbb{D}_{II}} \rightarrow \infty$. Naturellement, compte-tenu du schéma physique développé plus haut : $\frac{dn'_s}{d(\sqrt{-\mathbb{D}_{II}})} < 0$, et enfin, pour

simplifier, on supposera : $\frac{d^2n'_s}{d(\sqrt{-\mathbb{D}_{II}})^2} > 0$

Dans l'état actuel des connaissances, n'_s , et θ , fonctions de $\sqrt{-\mathbb{D}_{II}}$, semblent difficiles à évaluer à partir de considérations théoriques sérieuses. Nous proposons cependant dans le paragraphe IV.7 une

formule assez simple, inspirée des résultats expérimentaux, et susceptible de décrire les évolutions de cette variable.

Posons $n' = Kn'_0 \xi$. Alors, en utilisant (1) et (4) :

$$n = n'_0(1-K) + Kn'_0(1-\xi) ; \quad n_2 = \frac{n'_0}{1+k}(1-K\xi) ; \quad n_1 = \frac{kn'_0}{1+k}(1-K\xi) \quad (8)$$

ξ est un paramètre de configuration qui peut varier entre 0 et 1 ; c'est le rapport du nombre de contacts directs actuel et du nombre de contacts directs maximum. On peut définir aussi le paramètre de configuration en régime permanent, ξ_s , qui est égal à $\frac{n'_s}{Kn'_0}$. Il est possible maintenant d'écrire l'équation régissant l'évolution de la configuration du fluide.

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{1}{\theta(\sqrt{-\mathbb{D}II})} [\xi_s(\sqrt{-\mathbb{D}II}) - \xi] \quad (9)$$

IV.3 Expression générale du tenseur des contraintes.

Un cadre général pour le calcul du tenseur des contraintes moyen (mésoscopique) d'une suspension de particules non interactives a été fourni par **BATCHELOR (1970)**. On s'intéresse à une suspension de particules rigides dans un fluide newtonien, avec une force de volume uniforme dans l'échantillon. Il n'y a pas de couple extérieur s'exerçant sur les particules. Les particules et le fluide sont incompressibles et de même densité. Ainsi, compte-tenu de l'uniformité de la force de volume dans les particules et le fluide, il n'y a pas de mouvement moyen relatif des particules par rapport au fluide. En outre, on supposera que, pour tous les écoulements envisagés, en chaque point de la suspension, les termes d'inertie (accélération) des équations du mouvement sont négligeables. La distribution statistique des particules est supposée uniforme. Pour le calcul du tenseur des contraintes on ne prendra en compte que la configuration instantanée des particules.

Quels que soient les mouvements envisagés ici on supposera que les écoulements du fluide interstitiel sont non turbulents. On peut se demander quelle est la zone de validité de cette hypothèse. Compte-tenu

des fortes concentrations solides envisagées ici le fluide interstitiel est compris dans des pores d'un diamètre de l'ordre du plus diamètre minimum des particules. C'est ce diamètre qui doit être pris en compte pour l'application du critère de Reynolds. Alors, en cisaillement simple, l'hypothèse de non turbulence au sein du fluide interstitiel sera vérifiée lorsqu'on aura approximativement :

$$\frac{\rho_0 \dot{\gamma} d^2}{\mu_0} \ll 40 \quad (10)$$

où ρ_0 est la masse volumique du fluide interstitiel, $\dot{\gamma}$ le gradient de vitesse, d le diamètre minimum des particules et μ_0 la viscosité du fluide interstitiel.

Batchelor suppose qu'il est possible de trouver un volume contenant un assez grand nombre de particules tel que, dans ce volume, les moyennes statistiques de certaines propriétés ponctuelles du fluide, i.e tenseur des contraintes, tenseur gradient de vitesse, fluctuation de la vitesse, sont à peu près constantes. Alors on peut calculer les moyennes des variables décrivant les efforts et les mouvements à partir d'intégrale sur ce volume. Le tenseur des contraintes local dans la suspension est σ^* . Mais dans le calcul du tenseur des contraintes moyen, Σ , à travers une surface (ce tenseur sera ensuite utilisé dans les équations du mouvement), on doit aussi tenir compte des transferts de quantité de mouvement à travers cette surface, dus aux fluctuations de la vitesse locale par rapport à la vitesse moyenne. Il ne s'agit pas ici des fluctuations du mouvement issues d'une éventuelle turbulence au sein du fluide interstitiel mais de fluctuations dues à la présence des particules. On écrit :

$$\mathbf{u}^* = \mathbf{u} + \mathbf{u}' \quad (11)$$

où \mathbf{u}^* est la vitesse locale, \mathbf{u} la vitesse moyenne dans l'élément de volume de suspension considéré, et \mathbf{u}' la fluctuation locale de la vitesse locale autour de sa valeur moyenne, soit :

$$\mathbf{u} = \frac{1}{V} \int_V \mathbf{u}^* \quad ; \quad \frac{1}{V} \int_V \mathbf{u}' = 0 \quad (12)$$

Alors :

$$\Sigma = \frac{1}{V} \int_V (\sigma^* + \rho \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}') dV \quad (13)$$

BATCHELOR (1970) décompose la première partie de ce tenseur des contraintes moyen, en deux termes, correspondant respectivement aux contraintes au sein du fluide et aux contraintes au sein du volume solide et à l'interface :

$$\begin{aligned} \Sigma &= \frac{1}{V} \int_{V-\Sigma V_i} (-p^* \mathbb{I} + 2\mu_0 \mathbb{D}^*) dV + \frac{1}{V} \int_{\Sigma V_i} (\sigma^*) dV + \frac{1}{V} \int_V (\rho \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}') dV \\ &= \frac{1}{V} \int_{V-\Sigma V_i} -p^* \mathbb{I} dV + \frac{1}{V} \int_{V-\Sigma V_i} 2\mu_0 \mathbb{D}^* dV \\ &\quad + \frac{1}{V} \int_{\Sigma V_i} (\sigma^*) dV + \frac{1}{V} \int_V (\rho \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}') dV \quad (14) \end{aligned}$$

où p^* est la pression locale au sein du fluide interstitiel, μ la viscosité du fluide interstitiel, \mathbb{I} le tenseur unitaire, \mathbb{D}^* le tenseur des taux de déformation local du fluide interstitiel, ΣV_i est l'ensemble des volumes des particules solides. Le premier terme de l'expression (14) est un tenseur purement isotrope dû à la pression du fluide interstitiel auquel on ne s'intéressera pas. Si il y a adhérence du fluide à la surface des particules on peut montrer (**BATCHELOR (1970)**) que :

$$\frac{1}{V} \int_{V-\Sigma V_i} (\mathbb{D}^*) dV = \frac{1}{V} \int_V (\mathbb{D}^*) dV \quad (15)$$

Ceci signifie finalement que le second terme de l'expression (14) s'identifie au tenseur des contraintes dû au fluide interstitiel en l'absence des particules et s'il subissait des déformations correspondant au tenseur taux de déformation moyen du volume V . **BATCHELOR (1970)** montre aussi que le troisième terme de (14) que l'on appellera $\Sigma_{(p)}$ se décompose en :

$$\Sigma_{(p)} = \frac{1}{V} \sum_i \int_{A_i} (\sigma^* \cdot \mathbf{n}) \otimes \mathbf{x} \, dA_i + \frac{1}{V} \int_{\Sigma V_i} \mathbf{f}' \, dV \quad (16)$$

où ΣA_i est l'ensemble des surfaces extérieures des particules solides, \mathbf{x} le vecteur position du point de la surface A_i considérée, \mathbf{n} la normale en ce point, et \mathbf{f}' la composante fluctuante de l'accélération locale autour de sa valeur moyenne (l'apparition de ce terme vient des équations du mouvement au sein desquelles on ne conserve que les termes fluctuants; on obtient alors : $\text{div } \sigma' = \mathbf{f}'$, où σ' est la partie fluctuante du tenseur des contraintes local au sein du volume V). $\Sigma_{(p)}$ est un tenseur des contraintes additionnel dû aux interactions entre les particules et leur environnement. L'expression (14) fournit ainsi une décomposition du tenseur des contraintes Σ en un terme correspondant au tenseur des contraintes du fluide interstitiel sans les particules mais avec les mêmes déformations moyennes que celles de la suspension considérée, et un terme additionnel dû à la présence des particules. Compte-tenu de nos hypothèses le premier de ces deux termes est négligeable devant le second.

On cherche maintenant à estimer la valeur du tenseur des contraintes total dû aux fluctuations :

$$\frac{1}{V} \int_V (\rho \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}') \, dV + \frac{1}{V} \int_{\Sigma V_i} \mathbf{f}' \otimes \mathbf{x} \, dV \quad (17)$$

Lors d'un cisaillement simple par exemple, les couches de suspension glissant les unes sur les autres, planes en moyenne, peuvent subir des déformations, dues à la présence des particules, de l'ordre d'un rayon de particule. Un élément de fluide, qui subit une telle déviation, a un mouvement transversal d'une longueur R en un temps égal à $1/\dot{\gamma}$. La fluctuation de la vitesse est donc de l'ordre de $R\dot{\gamma}$. De même on estimera le second terme en considérant une particule qui passe d'une couche à une autre, située à une distance R de la première, en un temps $1/\dot{\gamma}$. Cette particule gagne une vitesse $R\dot{\gamma}$ en un temps $1/\dot{\gamma}$ et la fluctuation locale de l'accélération des particules est de l'ordre de $R\dot{\gamma}^2$. Comme par ailleurs le second terme de l'expression (17) ne dépend a priori pas du volume de contrôle choisi, le terme de distance apparaissant dans le produit vectoriel

doit donner, après calcul, un facteur correspondant à une distance de référence, en l'occurrence le rayon des particules R. On peut obtenir le même résultat en constatant que l'intégrale de volume peut-être vue comme la moyenne des valeurs du tenseur des contraintes dans des cellules de fluide contenant juste une particule, x est alors de l'ordre de R. Finalement, en tenant compte d'une éventuelle granulométrie étendue,

(17) est de l'ordre de $\int_R \rho(R\dot{\gamma})^2 \phi(R) dR$, où $\phi(R)dR$ est la probabilité

d'avoir une particule de rayon compris entre R et R+dR. Pour que les termes dus aux fluctuations locales des vitesses et des accélérations soient négligeables devant les autres termes de contrainte il faut que :

$$\frac{\int_R \rho(R\dot{\gamma})^2 \phi(R) dR}{\tau(\dot{\gamma})} \ll 1 \quad (18)$$

où $\tau(\dot{\gamma})$ est la contrainte tangentielle correspondant à un cisaillement à un gradient de vitesse $\dot{\gamma}$. Evidemment le nombre adimensionnel obtenu ici dans le cas d'un cisaillement simple a une définition analogue dans le cas d'une déformation quelconque (en utilisant une contrainte et un gradient de vitesse de référence). On supposera dans la suite que les termes dus aux fluctuations sont négligeables.

En remarquant que $(\mathbb{C}^* \cdot \mathbf{n}) dA_i$ est égal à $d\mathbf{f}_i$, c'est-à-dire la force élémentaire s'appliquant sur un petit élément de surface dA_i de A_i , on peut écrire :

$$\Sigma_{(p)} = \frac{1}{V} \sum_i \int_{A_i} d\mathbf{f}_i \otimes \mathbf{x}_i \quad (19)$$

En admettant que l'on puisse considérer qu'un nombre fini de forces élémentaires s'applique sur chaque particule on peut aussi (cf **GODDARD (1977)** et **Van den BRULE & JONGSCHAAP (1991)**) écrire (14) sous la forme :

$$\Sigma_{(p)} = \frac{1}{V} \sum_i \sum_{j, A_i} f_j \otimes x_j \quad (20)$$

où les termes f_j sont les forces ponctuelles équivalentes dues aux différents contacts directs situés aux points x_j de la particule i . En tenant compte du fait que la somme des forces appliquées sur une particule est nulle (en négligeant les termes d'inertie, et en supposant que les forces de volume sont équilibrées par la pression du fluide interstitiel), et parce qu'on peut écrire pour un contact j entre les particules i et i' :

$$x_j = OM_j + \frac{1}{2} (G_i M_j + G_{i'} M_j) \quad (21)$$

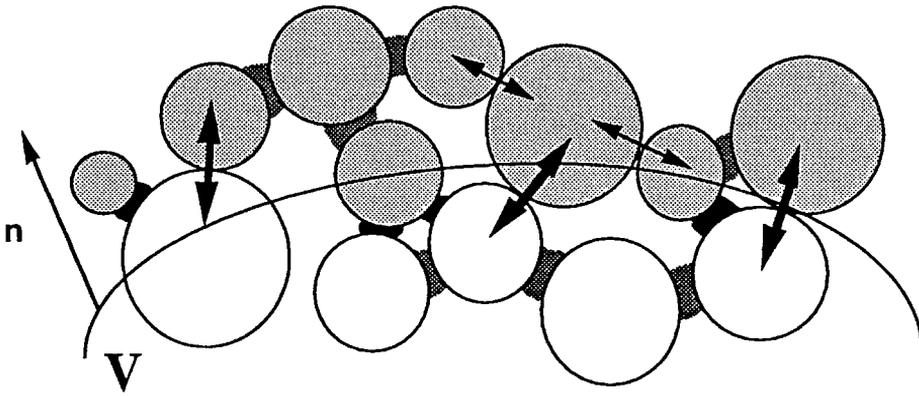
où O est le centre du repère choisi et G_i est le centre d'inertie de la particule i , on peut transformer maintenant (20) :

$$\Sigma_{(p)} = \frac{1}{2} \frac{1}{V} \sum_i \sum_{j, A_i} f_j \otimes (G_i M_j) \quad (22)$$

Et, compte-tenu du fait que les particules et les contacts sont très nombreux dans le volume V , on peut transformer la somme de l'expression (22) en une intégrale (**Van den BRULE & JONGSCHAAP (1991)**) sur la surface d'une seule particule :

$$\Sigma_{(p)} = \frac{1}{2} \frac{1}{V_0} \int_{A_0} \int_F f \otimes x p(f, x) df dx^2 \quad (23)$$

où V_0 est le volume moyen total de suspension (fluide + solide) associé à une particule, A_0 est la surface moyenne des particules solides, $p(f, x) df dx^2$ est la probabilité qu'une force comprise entre f et $f+df$ s'applique sur la surface de la particule dans un angle solide de surface dx^2 autour de x , et F est l'ensemble des vecteurs forces possibles. x est ici le vecteur joignant le centre de la particule à un point de la surface. Dans le cas d'une sphère : $x = R_0 m$; où m est la normale extérieure à la surface au point considéré.



-  Contact "lubrifié" n'intervenant pas dans le calcul de la contrainte à travers le plan P.
-  Contact "lubrifié" intervenant dans le calcul de la contrainte à travers le plan P.
-  Contact "direct" n'intervenant pas dans le calcul de la contrainte à travers le plan P.
-  Contact "direct" intervenant dans le calcul de la contrainte à travers le plan P.
-  Élément du volume intérieur à V
-  Élément du volume extérieur à V

Figure IV.2 : Forces s'exerçant entre les éléments (particules) situés à l'intérieur d'un volume V et ceux situés à l'extérieur, pour le calcul du tenseur des contraintes dans la suspension.

Pour mieux comprendre la signification physique de (22) et (23) on peut aussi transformer (20) en tenant le raisonnement suivant : strictement à l'intérieur du volume V chaque effort élémentaire est, d'après nos hypothèses, issu d'un contact lubrifié ou direct entre deux particules ; d'après le principe de l'action et de la réaction la somme des efforts d'une particule A sur la particule B et de la particule B sur la particule A

s'annule; au sein de la somme de (20) ne restent alors que les efforts exercés par des particules externes au volume V sur des particules internes au volume V le long de la surface de contrôle S de ce volume (cf Figure 2) ; on peut alors écrire (20) sous la forme suivante :

$$\Sigma_{(p)} = \frac{1}{V} \sum_i \mathbf{f}_i \otimes \mathbf{x}_i \quad (24)$$

où la sommation est réalisée sur l'ensemble des points d'interactions entre une particule interne et une particule externe, les indices "i" correspondant à chacun de ces points. Dans la suite on s'intéressera aux différents phénomènes physiques en utilisant d'abord une description discrète des interactions, qui correspond soit à (20) soit à (24), puis dans un second temps, pour les calculs, on utilisera une description du type (23).

Remarques :

* Au sein de la suspension, un élément mésoscopique est soumis à une force de volume uniforme et à des forces de surface. Comme on néglige les termes d'inertie (accélération), à tout instant la somme de ces forces sur l'élément mésoscopique doit être nulle. Supposant la force de volume équilibrée par le terme de pression de l'expression (14), la somme des forces exercées par les particules externes au volume V sur les particules internes doit être nulle :

$$\frac{1}{V} \sum_i \mathbf{f}_i = 0 \quad (25)$$

ou encore :

$$\frac{1}{V_0} \int_{A_0} \int_F \mathbf{f} p(\mathbf{f}, \mathbf{x}) d\mathbf{f} d\mathbf{x}^2 = 0 \quad (26)$$

De même, si aucun couple externe ne s'exerce sur les particules, le couple total exercé par les particules externes au volume V de l'élément considéré sur les particules internes doit être nul :

$$\frac{1}{V} \sum_i \mathbf{x}_i \times \mathbf{f}_i = 0 \quad (27)$$

ou encore :

$$\frac{1}{V_0} \int_{A_0} \int_F \mathbf{x} \times \mathbf{f} p(\mathbf{f}, \mathbf{x}) d\mathbf{f} dx^2 = 0 \quad (28)$$

Ces conditions, utilisées aussi par tous les auteurs cités dans ce paragraphe, assurent la symétrie du tenseur des contraintes défini par (23) ou (24).

* Au cours du schéma physique et du développement de ce modèle, on a mis en valeur successivement trois critères, pour comparer respectivement les dissipations d'énergie par chocs, les dissipations d'énergie turbulente, et les dissipations d'énergie par fluctuations locales des mouvements autour de leur valeur moyenne, aux dissipations d'énergie totale au sein du fluide. Si les trois critères sont quelque peu différents, les trois nombres adimensionnels apparaissant dans ces critères et qui définissent les domaines de prédominance des différentes dissipations sont pratiquement identiques. Ceci s'explique par le fait que les trois types de dissipations d'énergie que l'on cherche à comparer aux dissipations totales sont liés à une agitation des matériaux constituant la suspension (particules ou fluide). Or un paramètre important de cette agitation est le libre parcours moyen des éléments agités. A des concentrations solides élevées, quel que soit le phénomène considéré (turbulence, chocs, fluctuations), l'échelle de longueur à prendre en considération pour le calcul de ce libre parcours moyen est le rayon des particules. Il est donc naturel que les trois phénomènes particuliers envisagés ici apparaissent à peu près en même temps.

IV.4 Cinématique.

Pour cette partie on s'inspirera au départ de l'étude de **ADLER et al (1985)** à la différence près qu'on suppose ici les valeurs du tenseur gradient de vitesse local (\mathbb{L}^*) et les rotations relatives locales (Ω_i) fluctuants autour de leurs valeurs moyennes dans le volume V alors qu'**ADLER et al (1985)** prennent en compte directement leurs valeurs moyennes. On verra dans la suite plus précisément le but de notre démarche qui est de tenir compte de la faible occurrence voire même l'impossibilité de certains mouvements. On considère un élément au niveau mésoscopique. Prenons un couple quelconque (i) de particules (1

et 2) de cet élément (cf Figure 3), en contact direct ou en contact lubrifié. Les particules sont supposées identiques de rayon R. On fera dans la suite systématiquement cette hypothèse en admettant que si la granulométrie n'est pas trop étendue l'erreur commise est du second ordre par rapport aux résultats.

Les particules 1 et 2, de centres respectifs O_1 et O_2 , sont animées respectivement des vitesses V_1 et V_2 et des vitesses de rotation Ω_1 et Ω_2 . On cherche à connaître la vitesse relative des points A et B les plus proches l'un de l'autre à la surface de chacune des particules. En effet cette vitesse est celle de l'élément de surface de (2) contenant B par rapport à la vitesse de l'élément de surface de (1) contenant A. C'est donc cette vitesse qui doit être prise en compte pour les calculs supposant qu'on a affaire à un mouvement du type glissement lubrifié. On a d'abord :

$$V_A - V_{O1} = \Omega_1 \times (O_1A) \text{ et } V_B - V_{O2} = \Omega_2 \times (O_2B) \quad (29)$$

d'où

$$V_B - V_A = V_{O2} - V_{O1} + \Omega_2 \times (O_2B) - \Omega_1 \times (O_1A) \quad (30)$$

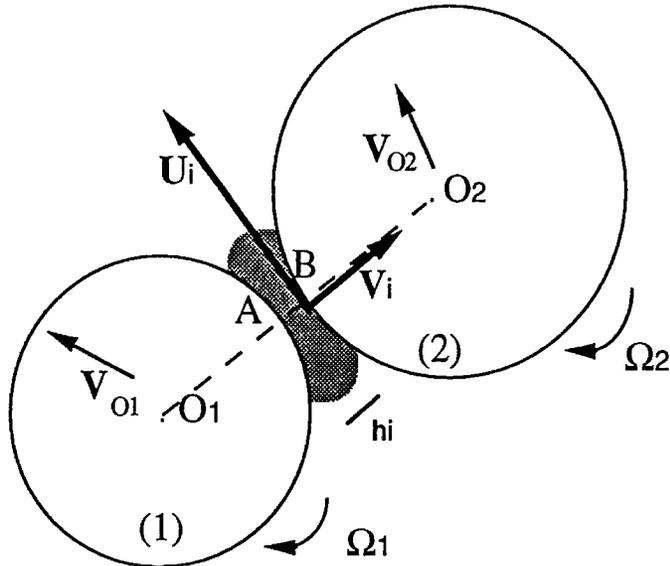


Figure IV.3 : Couple de particules en contact direct ou lubrifié.

La distance entre les particules est h_i (nulle ou non) telle que :

$$\varepsilon_i = \frac{h_i}{R} \ll 1 \quad (31)$$

Le vecteur reliant les centres O_1 et O_2 des particules est M_i et on pose :

$$(\mathbf{O}_1\mathbf{O}_2) = M_i = (2R+h_i) \mathbf{m}_i \approx 2R\mathbf{m}_i \quad (32)$$

On remarquera que :

$$M_i \approx 2(\mathbf{O}_1\mathbf{A}) \approx -2(\mathbf{O}_2\mathbf{B}) \quad (33)$$

Le tenseur gradient de vitesse local au sein de la suspension est $\mathbb{L}^* = \nabla \mathbf{v}^*$, où \mathbf{v} est la vitesse locale. Le tenseur gradient de vitesse de la suspension dans l'élément considéré est quant à lui $\mathbb{L} = \langle \mathbb{L}^* \rangle$. On admettra que les rotations et déformations locales dans l'élément considéré s'appliquent aux mouvements relatifs des centres d'inertie des particules, alors :

$$\mathbf{V}_{O_2} - \mathbf{V}_{O_1} = \mathbb{L}^* \cdot M_i \quad (34)$$

et on pose :

$$\Omega_1 + \Omega_2 = 2\Omega_i \quad (35)$$

Finalement, en tenant compte de (29) (30) (31) (32) (33) (34) (35) on obtient

$$\mathbf{V}_B - \mathbf{V}_A = \mathbb{L}^* \cdot M_i - \Omega_i \times (M_i) \quad (36)$$

En utilisant $\mathbb{D}^* = \frac{1}{2} (\mathbb{L}^* + \mathbb{L}^{*\dagger})$ et le vecteur ω^* défini par :

$\omega^* = \frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{v}^*$; on peut transformer (36) en :

$$\mathbf{V}_B - \mathbf{V}_A = \mathbb{D}^* \cdot M_i - (\Omega_i - \omega^*) \times (M_i) \quad (37)$$

Les vitesses relatives de B par rapport à A normale (selon \mathbf{m}_i) et tangentielle (perpendiculaire à \mathbf{m}_i) s'écrivent donc respectivement :

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_i &= ((\mathbf{V}_B - \mathbf{V}_A) \cdot \mathbf{m}_i) \cdot \mathbf{m}_i = ((\mathbb{D}^* \cdot \mathbf{M}_i) \cdot \mathbf{m}_i) \cdot \mathbf{m}_i \\ &= (\mathbf{m}_i \otimes \mathbf{m}_i : \mathbb{D}^*) \mathbf{M}_i = (\mathbf{m}_i \otimes \mathbf{m}_i) \cdot \mathbb{D}^* \cdot \mathbf{M}_i \end{aligned} \quad (38)$$

$$\mathbf{U}_i = (\mathbb{I} - \mathbf{m}_i \otimes \mathbf{m}_i) \cdot \mathbb{D}^* \cdot \mathbf{M}_i - (\boldsymbol{\Omega}_i - \boldsymbol{\omega}^*) \times (\mathbf{M}_i) \quad (39)$$

ADLER et al (1985) et tous les autres auteurs (mais dans le cadre de calculs plus simplifiés) ont systématiquement considéré que, dans le volume V considéré, le tenseur gradient de vitesse et les rotations relatives des couples de particules ont des fluctuations négligeables. De ce fait ils obtiennent directement des vitesses moyennes relatives qui, à tenseur gradient de vitesse donné, ne dépendent que de la position relative de chaque couple de particules proches. Ceci suppose que les particules sont réparties plus ou moins périodiquement dans le fluide interstitiel et ne tient pas compte du fait que les particules en grande concentration dans le fluide interstitiel se gênent régulièrement lors de leurs mouvements. Par exemple deux particules très proches l'une de l'autre et en contact lubrifié auront tendance en moyenne, si la déformation moyenne n'impose pas un rapprochement trop rapide, à s'écarter l'une de l'autre pour minimiser les dissipations d'énergie. Par ailleurs deux particules en contact direct ne pourront avoir une composante normale de la vitesse relative dirigée de l'une vers l'autre, non nulle, puisque cela signifierait un écrasement de ces particules. Dans ce dernier cas le mouvement local est très différent du mouvement imposé théoriquement par le mouvement moyen. Compte-tenu du schéma physique développé précédemment, on supposera finalement que les fluctuations locales des mouvements de la suspension sont essentiellement dues d'une part à la tendance du fluide à respecter un principe de minimum de dissipation d'énergie, et d'autre part à l'impossibilité pour les particules de se déformer. On ne connaît pas a priori la façon dont les valeurs locales des différentes variables des expressions (38) et (39) varient autour de leurs valeurs moyennes, mais compte-tenu des réflexions précédentes on propose maintenant les simplifications suivantes.

On suppose que les deux phénomènes essentiels que l'on vient de distinguer ont une influence directe sur les vitesses normales et tangentielles des particules, du type suivant :

$$U_i = \alpha_i u_i \quad V_i = \beta_i v_i \quad (40)$$

avec

$$v_i = (\mathbb{D} \cdot M_i) \cdot m_i = (m_i \otimes m_i : \mathbb{D}) M_i = (m_i \otimes m_i) \cdot \mathbb{D} \cdot M_i \quad (41)$$

$$u_i = (\mathbb{I} - m_i \otimes m_i) \cdot \mathbb{D} \cdot M_i - (\Omega - \omega) \times (M_i) \quad (42)$$

avec $\mathbb{D} = \langle \mathbb{D}^* \rangle$, $\Omega = \langle \Omega_i \rangle$, $\omega = \langle \omega^* \rangle$. Les coefficients de modulation α_i et β_i sont des paramètres locaux que l'on supposera dépendre essentiellement de la distance entre les particules h_i et de la concentration volumique solide. Ceci revient finalement à considérer que dans les expressions (38) et (39) les fluctuations de \mathbb{D}^* , Ω_i et ω^* autour de leurs valeurs moyennes sont exprimées directement et uniquement à travers les fluctuations de α_i et β_i . Notamment si la déformation locale tend à rapprocher les particules qui sont déjà en contact direct, $\beta_i = 0$.

IV.5 Calcul du tenseur de contraintes.

Dans les calculs qui vont suivre, on va, contrairement à tous les travaux précédents, ne négliger a priori aucun terme de force et tenir compte en outre des frictions. Considérons un volume V sphérique de rayon R_0 , contenant un grand nombre de particules. Chaque force f_i de l'expression (23) est due soit à un contact lubrifié soit à un contact direct (cf Figure IV.2). On écrira respectivement $f_{i,comp}$, $f_{i,glis}$ et $f_{i,frict}$ les forces correspondant à un contact pour lequel respectivement l'effet de la compression prédomine, l'effet du glissement prédomine, le contact est direct. En pratique la distinction entre ces interactions n'est pas très facile puisque notamment le mouvement relatif de deux particules en contact direct induit à la fois un effort du type friction et un effort du type lubrification.

IV.5.1 Forces intervenant lors des contacts lubrifiés.

$f_{i,comp}$ peut s'exprimer (COX (1974)) au premier ordre sous la forme :

$$f_{i,comp} = -\mu_0 \frac{1}{\varepsilon_i} \left(\frac{3\pi R}{2} \right) V_i \quad (43)$$

$f_{i,glis}$ se décompose en un effort tangentiel et un effort normal :

$$f_{i,glis} = f_{t,i,glis} + f_{n,i,glis} \quad (44)$$

$f_{t,i,glis}$ peut s'exprimer (COX (1974)) au premier ordre sous la forme :

$$f_{t,i,glis} = \mu_0 (\ln \varepsilon_i) \pi R U_i \quad (45)$$

et $f_{n,i,glis}$ peut s'exprimer (CAMERON (1976)) au premier ordre sous la forme :

$$f_{n,i,glis} = \mu_0 \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_i} \left(\frac{6\pi R}{5} \right)} U_i m_i \quad (46)$$

IV.5.2 Forces intervenant lors des contacts directs.

La force issue d'un contact direct entre deux particules peut être estimée en supposant que le phénomène est analogue à celui qui se produit lors d'un frottement sec d'un solide contre un autre solide. Dans ce cas le mouvement a lieu lorsque la force tangentielle F_t est liée à la force normale F_n par la relation $F_t = \lambda F_n$, où λ est un coefficient constant. Il n'est pas évident d'utiliser directement ces connaissances dans notre cas. En effet, on l'a vu précédemment, aux faibles vitesses de cisaillement, des agrégats de particules se forment. Au sein de ces agrégats les particules peuvent être plus ou moins coincées par d'autres et frotter les unes contre les autres. On ne peut pas se faire une idée nette des efforts normaux locaux entre les particules. Si on suppose que des contraintes normales résultantes très importantes peuvent se développer cela signifie qu'il est possible que se forme, au sein de la suspension, un amas de particules d'un bout à l'autre de l'échantillon à l'intérieur duquel les particules sont presque coincées. Dans ce cas en pratique, il est probable qu'une fracturation du mélange se produise si on cherche à le déformer. Il

semble alors qu'on sorte du cadre de la mécanique des fluides. On choisit délibérément ici de n'étudier que des suspensions dont la concentration solide n'est pas trop proche de la concentration maximale d'entassement. Dans ces conditions il paraît possible qu'une déformation du matériau n'induisse jamais un coincement total des particules, donc laisse toujours une certaine marge de mouvement relatif des particules les unes par rapport aux autres. Dans ce cadre, pour s'affranchir du problème des larges fluctuations locales des contraintes normales, et donc pour simplifier considérablement l'étude, on fera les deux hypothèses suivantes :

- L'effort normal moyen entre deux particules quelconques en contact direct au sein de la suspension ne dépend pas de l'orientation des particules ou de la configuration actuelle. Cet effort normal moyen, noté p , est lié à la pression isotrope au sein de l'ensemble de la suspension. On supposera que la valeur p est une donnée du fluide qui dépend des conditions aux limites imposées au fluide et peut être mesurée avant le début des expériences, et qui est supposée ne pas varier sensiblement si les conditions aux limites sur la pression sont à peu près invariantes pendant l'écoulement. Localement on suppose que l'effort normal peut fluctuer seulement modérément autour de cette valeur moyenne. Pour un contact (i), cet effort est f_{ni} . Le mouvement tangentiel d'une particule sur l'autre en contact direct donne lieu à une force tangentielle de module $f_{ci} = \lambda f_{ni}$
- Lorsque l'élément mésoscopique considéré est déformé, tous les couples de particules en contact direct, autour et à l'intérieur de cet élément, ont un mouvement relatif non nul.

Il est important de noter que ces hypothèses, qui contribuent à simplifier considérablement l'étude, restreignent la plage de validité théorique du modèle.

Pour que le mouvement relatif de deux particules en contact direct induise un effort du type friction sèche il faut que le contact entre les particules soit maintenu pendant le mouvement, aussi court soit-il. Il faut donc que la vitesse relative d'une particule par rapport à l'autre, imposée par le gradient de vitesse local, ait une composante normale instantanée nulle. Or d'après notre modélisation des vitesses relatives ((41)-(42)), on aura simplement $\beta_i = 0$ dès que la déformation moyenne dans l'élément tend localement à rapprocher les particules, c'est-à-dire quand $v_i \cdot m_i \leq 0$. Formellement on peut alors écrire :

$$\begin{aligned}
v_i \cdot m_i \leq 0 \quad \text{et } U_i \neq 0 \quad \text{alors } f_{i,\text{frict}} = f_{ci} \frac{U_i}{U_i} ; \\
v_i \cdot m_i > 0 \quad \text{ou } U_i = 0 \quad \text{alors } f_{i,\text{frict}} = 0
\end{aligned} \tag{47}$$

IV.5.3 Expression du tenseur des contraintes.

En réécrivant (24) on obtient :

$$\begin{aligned}
\Sigma_{(p)} = \frac{1}{V} \sum_i f_{i,\text{comp}} \otimes x_i + \frac{1}{V} \sum_i f_{t,i,\text{glis}} \otimes x_i \\
+ \frac{1}{V} \sum_i f_{n,i,\text{glis}} \otimes x_i + \frac{1}{V} \sum_i f_{i,\text{frict}} \otimes x_i
\end{aligned} \tag{48}$$

et en utilisant (43)(45)(46) et (47) dans (48):

$$\begin{aligned}
\Sigma_{(p)} = -\frac{1}{V} \sum_i \mu_0 \frac{1}{\epsilon_i} \left(\frac{3\pi R}{2}\right) V_i \otimes x_i + \frac{1}{V} \sum_i \mu_0 (\ln \epsilon_i) \pi R U_i \otimes x_i \\
+ \frac{1}{V} \sum_i \mu_0 \sqrt{\frac{1}{\epsilon_i}} \left(\frac{6\pi R}{5}\right) U_i m_i \otimes x_i + \frac{1}{V} \sum_{i, v_i \cdot m_i \leq 0 \text{ et } U_i \neq 0} f_{ci} \frac{U_i}{U_i} \otimes x_i
\end{aligned} \tag{49}$$

Ce qui peut se transformer en une expression analogue à (23) (intégrale sur la surface d'une particule) :

$$\begin{aligned}
\Sigma_{(p)} = -\frac{1}{2} \frac{1}{V_0} \int_{A_0} \int_F \mu_0 \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{3\pi R}{2}\right) V \otimes x p(\epsilon, \beta, x) d\epsilon d\beta dx^2 \\
+ \frac{1}{2} \frac{1}{V_0} \int_{A_0} \int_F \mu_0 (\ln \epsilon) \pi R U \otimes x p(\epsilon, \alpha, x) d\epsilon d\alpha dx^2 \\
+ \frac{1}{2} \frac{1}{V_0} \int_{A_0} \int_F \mu_0 \sqrt{\frac{1}{\epsilon}} \left(\frac{6\pi R}{5}\right) U m \otimes x p(\epsilon, \alpha, x) d\epsilon d\alpha dx^2 \\
+ \frac{1}{2} \frac{1}{V_0} \int_{A_0 / V \cdot m \leq 0 \text{ et } U \neq 0} f_{ci} \frac{U}{U} \otimes x p(x) dx^2
\end{aligned} \tag{50}$$

où U, V sont les vitesses relatives tangentielles et normales au point de position x . Les ensembles F représentent l'ensemble de variation de la force probable s'appliquant sur la surface de la particule. Ici la force dans une direction donnée x est déterminée entièrement en fonction des coefficients ϵ et α ou β (qui sont les valeurs respectives de ϵ_i et α_i ou β_i au point situé en x) et de la position x . On supposera que l'ensemble de variation des valeurs de ces coefficients est indépendant de la position x (ainsi par exemple $p(\epsilon, \alpha, x) = p(\epsilon, \alpha)p(x)$). En outre on supposera qu'aucune direction de contact n'est privilégiée aussi bien pour les contacts directs que pour les contacts lubrifiés. Alors la densité de probabilité $p(x)$ est simplement le nombre de contacts de la catégorie concernée. Les intégrales de (50) étant à variables séparables, on peut encore écrire (50) sous la forme :

$$\begin{aligned} \Sigma_{(p)} = & -\frac{R^5}{2V_0} n_1 f_\beta \int_{A_0} 3\mu_0 \pi ((m \otimes m) : \mathbb{D}) m \otimes m \, dm^2 \quad (51) \\ & + \frac{R^5}{2V_0} n_2 f_\alpha \int_{A_0} \mu_0 \pi ((\mathbb{I} - m \otimes m) \cdot \mathbb{D} \cdot m - (\Omega - \omega) \times m) \otimes m \, dm^2 \\ & + \frac{R^5}{2V_0} n_2 f_\alpha \int_{A_0} \mu_0 \left(\frac{6\pi}{5}\right) |(\mathbb{I} - m \otimes m) \cdot \mathbb{D} \cdot m - (\Omega - \omega) \times m| m \otimes m \, dm^2 \\ & + \frac{R^5}{2V_0} f_{cn'} \int_{A_0/V, m \leq 0 \text{ et } U \neq 0} \frac{((\mathbb{I} - m \otimes m) \cdot \mathbb{D} \cdot m - (\Omega - \omega) \times m) \otimes m}{|(\mathbb{I} - m \otimes m) \cdot \mathbb{D} \cdot m - (\Omega - \omega) \times m|} \, dm^2 \end{aligned}$$

$$\text{avec } f_\beta = \int_F \frac{1}{\epsilon} \beta p(\epsilon, \beta) \, d\epsilon \, d\beta = \langle \frac{1}{\epsilon} \beta \rangle$$

$$f_\alpha = \int_F \alpha (\ln \epsilon) p(\epsilon, \alpha) \, d\epsilon \, d\alpha = \langle \alpha (\ln \epsilon) \rangle$$

$$f_\alpha = \int_F \alpha \sqrt{\frac{1}{\epsilon}} p(\epsilon, \alpha) \, d\epsilon \, d\alpha = \langle \alpha \sqrt{\frac{1}{\epsilon}} \rangle$$

$$f_c = \langle f_{ci} \rangle \quad (52)$$

Dans la définition du tenseur des contraintes (51) on n'a pas cherché à distinguer la partie isotrope du déviateur des contraintes. Par ailleurs du

fait des symétries des densités de probabilité choisies, la relation (27) est vérifiée. Le vecteur rotation Ω peut être quant à lui déterminé grâce à la relation (28) qui s'écrit ici :

$$n_2 f_\alpha \int_{A_0} \mu \pi ((\mathbb{I} - \mathbf{m} \otimes \mathbf{m}) \cdot \mathbb{D} \cdot \mathbf{m} - (\Omega - \omega) \times \mathbf{m}) \times \mathbf{m} \, dm^2 \quad (53)$$

$$+ f_{cn'} \int_{A_0/V, \mathbf{m} \leq 0 \text{ et } U \neq 0} \frac{((\mathbb{I} - \mathbf{m} \otimes \mathbf{m}) \cdot \mathbb{D} \cdot \mathbf{m} - (\Omega - \omega) \times \mathbf{m}) \times \mathbf{m}}{|(\mathbb{I} - \mathbf{m} \otimes \mathbf{m}) \cdot \mathbb{D} \cdot \mathbf{m} - (\Omega - \omega) \times \mathbf{m}|} \, dm^2 = 0$$

Si l'élément considéré n'est pas déformé alors les trois premiers termes de l'expression (51) sont nuls, et d'après nos hypothèses $U=0$ partout, le quatrième terme n'est donc pas défini.

IV.6 Etude du Cisaillement simple.

IV.6.1 Equations régissant l'écoulement en cisaillement simple.

On prendra $\mathbb{D} = \frac{\dot{\gamma}}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$

On utilise la décomposition de \mathbf{m} dans une base orthonormée $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$:

$$\mathbf{m} = (\cos\phi \cos\theta) \mathbf{i} + (\sin\phi \cos\theta) \mathbf{j} + (\sin\theta) \mathbf{k} \quad (54)$$

On notera que le vecteur $\Omega = -\frac{\dot{\gamma}}{2} \mathbf{k}$ annule chacun des deux termes de l'expression (53). On pose :

$$x_1 = \int_{\theta, \phi \in [-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}] \times [0, 2\pi]} \sqrt{\cos^2\theta - 4\cos^4\theta \sin^2\phi \cos^2\phi} \cos^2\theta (\cos^2\phi \cos^2\theta - \sin^2\theta) \, d\theta \, d\phi$$

$$x_2 = \int_{\theta, \phi \in [-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}] \times ([\frac{\pi}{2}, \pi] \cup [\frac{3\pi}{2}, 2\pi])} \frac{\cos^2\theta \sin\phi \cos\phi (1 + 2\sin^2\theta - 2\cos^2\theta \cos^2\phi)}{\sqrt{\cos^2\theta - 4\cos^3\theta \sin^2\phi \cos^2\phi}} \, d\theta \, d\phi$$

$$y = \int \frac{\cos^2\theta \cos^2\phi (1-2\cos^2\theta \sin^2\phi)}{\sqrt{\cos\theta - 4\cos^3\theta \sin^2\phi \cos^2\phi}} d\theta d\phi \quad (55)$$

$$\theta, \phi \in [-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}] \times ([\frac{\pi}{2}, \pi] \cup [\frac{3\pi}{2}, 2\pi])$$

$$A = \frac{3}{40} (f_\alpha + k f_\beta) \frac{Kn'_0}{1+k} 4\pi R^2 \phi \mu_0 ; B = \frac{3}{8\pi} y \phi Kn'_0 f_c ;$$

$$C_1 = \frac{9}{80\pi} x_1 \frac{Kn'_0 f_\alpha}{1+k} 4\pi R^2 \phi \mu_0 ; C_2 = \frac{3}{8\pi} x_2 \phi Kn'_0 f_c ;$$

$$\mu = \frac{1-K}{K} A ; \eta = \frac{1-K}{K} C_1 \quad (56)$$

on a les relations suivantes entre les composantes du tenseur des contraintes $\Sigma(p)$:

$$\Sigma_{12} = \Sigma_{21} = \mu \dot{\gamma} + A \dot{\gamma} (1-\xi) + B \xi \quad (57)$$

$$\Sigma_{11} - \Sigma_{22} = 0 \quad (58)$$

$$\Sigma_{22} - \Sigma_{33} = \eta \dot{\gamma} + C_1 \dot{\gamma} (1-\xi) + C_2 \xi \quad (59)$$

et d'autre part :

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{1}{\theta(\dot{\gamma})} [\xi_s(\dot{\gamma}) - \xi] \quad (60)$$

Commentaires :

* On remarquera que le terme de contrainte tangentielle due aux dissipations visqueuses dépend des coefficients f_α et f_β qui sont liés d'une part aux coefficients de modulation des vitesses, et d'autre part à la façon dont se produisent les contacts lubrifiés (notamment la répartition des distances interparticulaires). Ceci introduit un degré de complexité supplémentaire par rapport aux hypothèses de calcul de **FRANKEL & ACRIVOS (1967)** et de ceux qui ont suivis, mais permet de tenir compte d'une partie majeure de la complexité du problème.

* Pour un fluide suivant un tel modèle, un seuil réel, qui correspondrait par exemple à la contrainte à dépasser pour faire s'écouler le fluide après un temps de repos infini (comme on peut le concevoir par exemple pour

un fluide thixotrope), n'existe pas. En effet lorsque le fluide est au repos le gradient de vitesse est nul et la configuration n'évolue pas ((60)). Bien sûr pour que le fluide s'écoule, il faut dépasser un seuil de contrainte mais ce seuil n'est pas unique, même après un temps de repos infini, parce qu'il dépend entièrement de la configuration du matériau atteinte juste avant le repos. Le seuil de contrainte est $B\xi$ (pour $t < 0$).

* Il est notable que la première différence de contraintes normales soit nulle en cisaillement simple. En fait, au sein du modèle, ceci est facilement explicable. Lors d'un cisaillement simple il y a des glissements relatifs d'une particule sur l'autre à la fois pour des vecteurs \mathbf{m}_i perpendiculaire à la direction du cisaillement à cause des translations des particules, et des glissements relatifs pour des vecteurs \mathbf{m}_i dans la direction du cisaillement à cause de la rotation des particules sur elles-mêmes. Il y a finalement égalité des contraintes normales issues de ces deux types de mouvement parce qu'on a choisi une répartition isotrope des directions de contacts. Une analyse plus poussée concernant notamment l'évolution de la configuration des particules pourrait permettre de confirmer ou infirmer la validité d'une telle hypothèse.

IV.6.2 Régime permanent.

On suppose $\xi = \xi_0 = \xi_s(\dot{\gamma}_0)$; $\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0$; et on pose $\tau_0 = \Sigma_{12}$ alors :

$$\tau_0 = \mu\dot{\gamma}_0 + A\dot{\gamma}_0 (1 - \xi_s(\dot{\gamma}_0)) + B \xi_s(\dot{\gamma}_0) \quad (61)$$

En dérivant par rapport à $\dot{\gamma}_0$ on obtient :

$$\left(\frac{d\tau_0}{d\dot{\gamma}_0}\right) = \mu + A(1 - \xi_s(\dot{\gamma}_0)) - A\dot{\gamma}_0 \left(\frac{d\xi_s}{d\dot{\gamma}_0}\right) + B \left(\frac{d\xi_s}{d\dot{\gamma}_0}\right) \quad (62)$$

$$\text{en } \dot{\gamma}_0 = 0 : \quad \left(\frac{d\tau_0}{d\dot{\gamma}_0}\right)_0 = \mu + B \left(\frac{d\xi_s}{d\dot{\gamma}_0}\right)_0 \quad (63)$$

Si $\mu < -B \left(\frac{d\xi_s}{d\dot{\gamma}_0}\right)_0$ la courbe des régimes permanents décroît pour les faibles valeurs du gradient de vitesse ; on peut montrer que dans ce cas cette courbe possède un unique minimum ; pour les très grandes valeurs du gradient de vitesse la contrainte croît comme $(\mu+A)\dot{\gamma}_0$, la suspension a un comportement newtonien.

Si $\mu > -B \left(\frac{d\xi_s}{d\dot{\gamma}_0}\right)_0$ la courbe des régimes permanents est croissante.

Du fait que les différents termes du second membre de l'équation (58) ne sont pas facilement exprimables en fonction de paramètres connus il est difficile d'écrire plus précisément le critère permettant de distinguer les fluides à minimum de ceux qui n'ont pas de minimum. On peut cependant donner quelques idées qualitatives à propos de ce critère. Le terme B est lié au nombre maximum de contacts directs, et aux frictions qui interviennent lors d'un contact sec entre deux particules. B est donc une fonction croissante de la concentration et du coefficient de friction des particules en présence du fluide interstitiel. Le coefficient $-\left(\frac{d\xi_s}{d\dot{\gamma}_0}\right)_0$ représente la capacité des particules à s'écarter les unes des autres et est donc une fonction croissante de l'inverse de la viscosité du fluide interstitiel et de l'inverse de la concentration. Ainsi d'un point de vue qualitatif, quand les particules sont données, *c'est lorsque le rapport de la concentration solide et de la viscosité du fluide interstitiel est suffisamment grand que le fluide possède un minimum..* Du point de vue théorique on s'intéressera plus particulièrement dans la suite au cas où un minimum existe. Le cas où la loi de comportement ne possède pas de minimum s'en déduit facilement : il s'agit simplement du cas limite où le minimum est repoussé vers les gradients de vitesse nuls.

IV.6.3 Etude de la stabilité des écoulements à contrainte contrôlée.

On suppose la contrainte imposée à τ_0 et le régime permanent atteint. Voyons ce qui se passe si on crée une petite perturbation du nombre de contacts et du niveau du gradient de vitesse. On a alors à cet instant : $\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 + g$ et $\xi = \xi_0 + x$. En ne conservant que les termes du premier ordre et en écrivant la relation (61) valable à tout instant, pour le régime permanent et le régime perturbé, on obtient :

$$[\mu + A(1 - \xi_0)] g = (A\dot{\gamma}_0 - B) x \quad (64)$$

et en utilisant l'équation d'évolution (60) :

$$\frac{dx}{dt} = \frac{1}{\theta(\dot{\gamma}_0)} \left\{ g \left(\frac{d\xi_s}{d\dot{\gamma}_0}\right) - x \right\} = - \frac{1}{\theta(\dot{\gamma}_0)} \frac{1}{\mu + A(1 - \xi_0)} \left(\frac{d\tau_0}{d\dot{\gamma}_0}\right) x \quad (65)$$

$\frac{dx}{dt}$ est donc du signe opposé à celui de la pente de la courbe des régimes permanents au point considéré. Si ce point est situé dans la partie croissante de la courbe des régimes permanents, $\frac{dx}{dt}$ est du signe opposé à celui de x et donc la perturbation tend à s'atténuer. Le régime est stable. Si au contraire le point considéré est dans la partie décroissante de la courbe des régimes permanents, $\frac{dx}{dt}$ est du même signe que x et donc la perturbation tend à s'amplifier. Le régime est instable.

IV.6.4 Etude de la stabilité des écoulements à vitesse contrôlée.

On suppose le gradient de vitesse imposé et égal à $\dot{\gamma}_0$ et le régime permanent atteint. Voyons ce qui se passe si on crée une petite perturbation du nombre de contacts et du niveau de contrainte. On pose : $\tau = \tau_0 + s$ et $\xi = \xi_0 + x$. Alors, d'après (60) : $\frac{dx}{dt} = -\frac{1}{\theta(\dot{\gamma}_0)} x$, ce qui montre que x tend à rejoindre la valeur 0. Par ailleurs la contrainte varie directement en fonction de la valeur de ξ . Donc la perturbation créée tend à s'atténuer et quel que soit le régime permanent initial (situé avant ou après le minimum) celui-ci est stable à vitesse imposée.

IV.6.5 Régime transitoire à vitesse imposée.

On suppose que le matériau est dans un état initial quelconque à $t < 0$: $\xi = \xi_0$; $\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0$; τ_0 la contrainte correspondante. On impose, à $t = 0$, le gradient de vitesse $\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_1$; alors, si ξ_1 est le paramètre de configuration en régime permanent associé à $\dot{\gamma}_1$, on a :

$$\forall t > 0, \quad \xi = \xi_1 \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\theta(\dot{\gamma}_1)}\right) \right) + \xi_0 \exp\left(-\frac{t}{\theta(\dot{\gamma}_1)}\right) \quad (66)$$

$$\tau(t) = A\dot{\gamma}_1 + (B-A\dot{\gamma}_1)\xi_1 + (B-A\dot{\gamma}_1)[\xi_0 - \xi_1] \exp\left(-\frac{t}{\theta(\dot{\gamma}_1)}\right) \quad (67)$$

A $t = 0$ on a :

$$\tau(0) = A\dot{\gamma}_1 + (B-A\dot{\gamma}_1)\xi_0 \quad (68)$$

On n'envisagera pour la suite que le cas $(B-A\dot{\gamma}_1) > 0$. Sachant que le minimum est situé de toute façon en un point de gradient de vitesse $\dot{\gamma}_m$ tel que cette relation soit vraie, cette hypothèse signifie simplement que l'on se place dans une partie de la courbe des régimes permanents pas trop éloignée du minimum. Plusieurs cas se présentent alors :

i) $\dot{\gamma}_1$ et $\dot{\gamma}_0$ correspondent à des points situés dans la partie descendante de la courbe des régimes permanents :

i)-a $\dot{\gamma}_1 > \dot{\gamma}_0$; alors on a une courbe du type de la Figure 6 avec un excès de contrainte initiale au-dessus du niveau permanent précédent, puis une lente descente vers le nouveau régime permanent situé en dessous de l'ancien régime permanent.

i)-b $\dot{\gamma}_1 < \dot{\gamma}_0$; alors on est dans le cas de la Figure 5, inverse du précédent. On a d'abord une chute de contrainte puis une remontée progressive.

ii) $\dot{\gamma}_0$ est dans la partie descendante de la courbe des régimes permanents et $\dot{\gamma}_1$ dans la partie montante. On a $\xi_1 < \xi_0$.

ii)-a $\tau_1 < \tau_0$; courbe analogue à celle du cas i)-a (cf Figure 6).

ii)-b $\tau_1 > \tau_0$; alors on a une courbe du type de celle de la Figure 4 avec une montée brutale au dessus du régime permanent attendu puis une lente descente.

iii) $\dot{\gamma}_1$ correspond à un point situé dans la partie descendante de la courbe des régimes permanents et $\dot{\gamma}_0$ à un point dans la partie montante. On a $\xi_0 < \xi_1$.

iii)-a $\tau_1 < \tau_0$; courbe analogue à celle du cas i)-b (cf Figure 5).

iii)-b $\tau_1 > \tau_0$; alors on a une courbe du type de celle de la Figure 7 avec une descente brutale en dessous du régime permanent attendu puis une lente remontée.

iv) $\dot{\gamma}_1$ et $\dot{\gamma}_0$ correspondent à des points situés dans la partie montante de la courbe des régimes permanents :

iv)-a $\dot{\gamma}_1 > \dot{\gamma}_0$; courbe analogue à celle du cas ii)-b (cf Figure 4).

iv)-b $\dot{\gamma}_1 < \dot{\gamma}_0$; courbe analogue à celle du cas iii)-b (cf Figure 7).

Remarque : Ces résultats, obtenus à partir du modèle, s'expliquent bien physiquement. Ils correspondent simplement au fait que, lorsqu'un changement brutal de vitesse est imposé, c'est la contrainte due aux dissipations visqueuses dans le matériau à la nouvelle vitesse imposée mais avec la configuration ancienne qui est observée dans l'instant qui suit, puis progressivement la configuration correspondant au nouveau régime permanent se met en place, engendrant une diminution ou une augmentation de contacts secs et par conséquent diminuant ou augmentant la contrainte totale.

Figures IV.4-5-6-7 : Différentes allures possibles de la réponse en contrainte lors d'un changement brutal de niveau de gradient de vitesse imposé, en fonction de la position des points de régimes permanents (ancien et actuel) sur la courbe des régimes permanents.

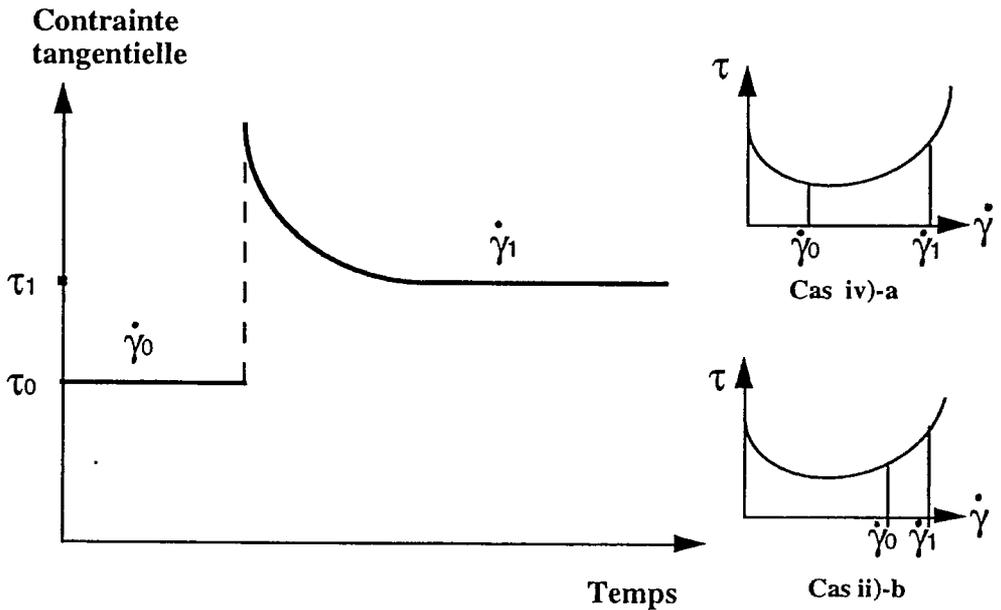


Figure IV.4

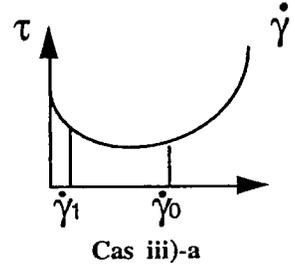
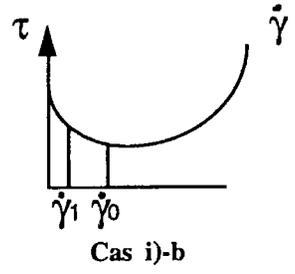
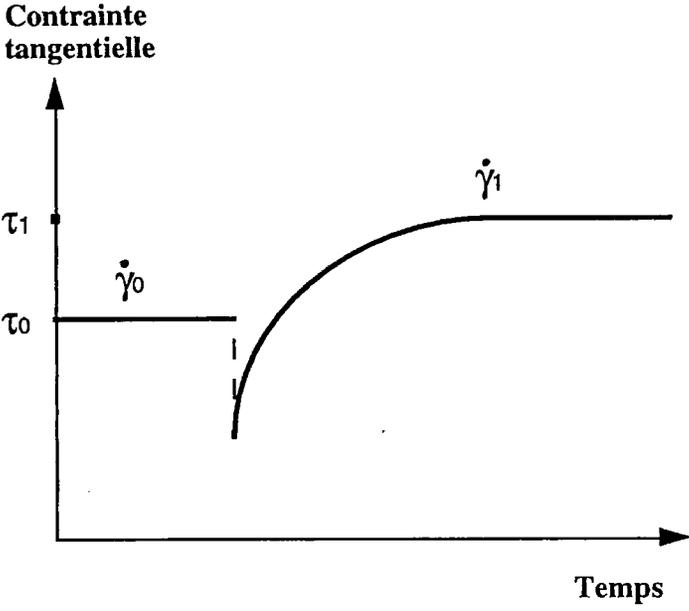


Figure IV.5

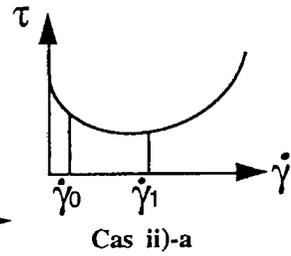
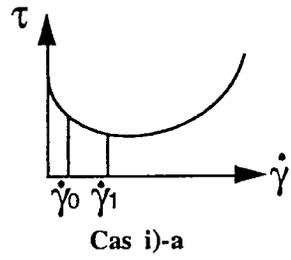
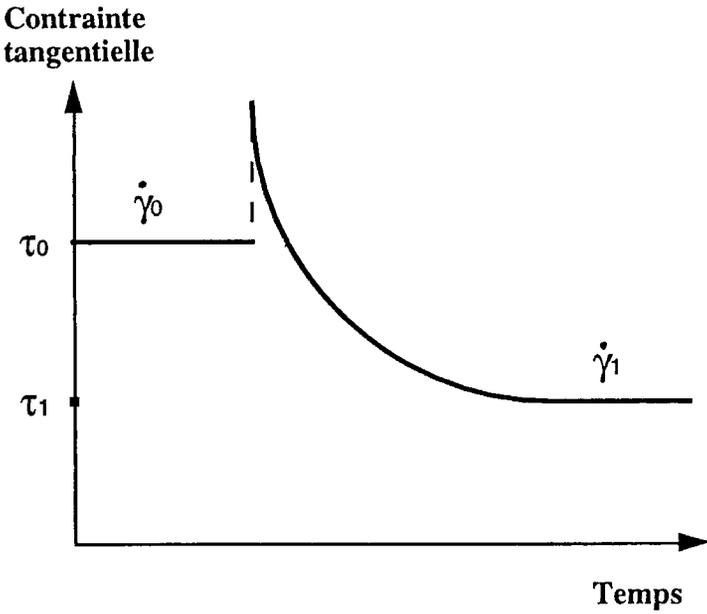


Figure IV.6

**Contrainte
tangentielle**

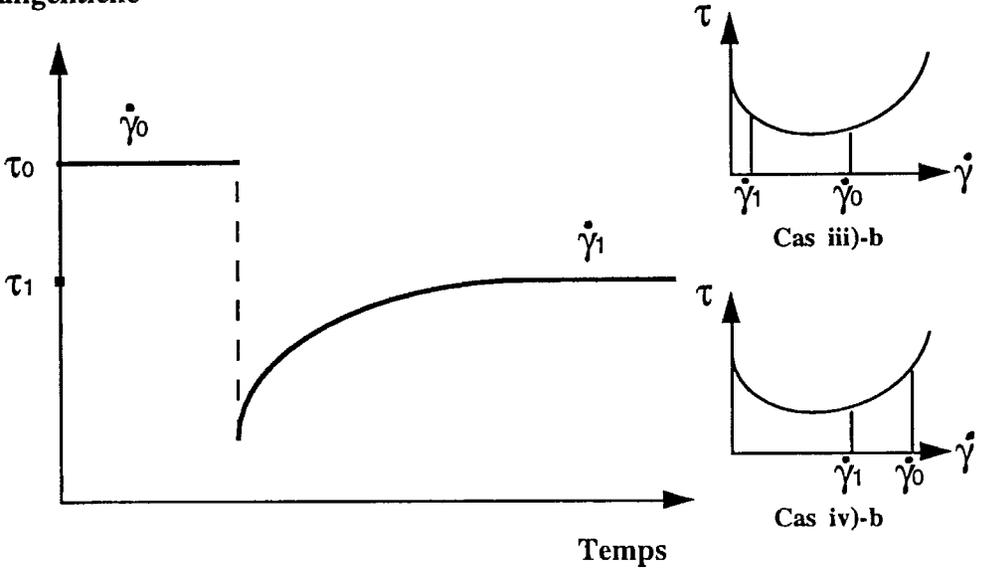


Figure IV.7

IV.7 Nombre de contacts en régime permanent et temps caractéristique.

Les expériences qui sont décrites aux paragraphes suivants ont montré qu'un calage correct du modèle sur les résultats expérimentaux pouvait être obtenu en prenant :

$$\frac{1}{\theta} = \alpha \sqrt[4]{-\mathbb{D}\text{II}} \quad ; \quad n'_s = \frac{n'_0}{\left(1 + k \text{Log} \frac{\sqrt{-\mathbb{D}\text{II}}}{\dot{\gamma}_c}\right)} \quad (69)$$

où α , $\dot{\gamma}_c$ et k sont des constantes de la suspension. k reflète le degré de possibilité de "mise en glissement" des particules. La première relation de (69) permet de prévoir assez correctement les temps caractéristiques des régimes permanents observés expérimentalement lors de démarrages successifs. La seconde relation de (69) permet de prévoir assez correctement les niveaux de contrainte en régime permanents. Contrairement à ce qui a été annoncé dans les développements théoriques précédents, c'est maintenant lorsque $\sqrt{-\mathbb{D}\text{II}} \rightarrow \dot{\gamma}_c$ que $n'_s \rightarrow n'_0$. ($\dot{\gamma}_c$ est un gradient de vitesse critique, qui dépend du matériau). Cette

modification permet de tenir compte de la difficulté de mesurer expérimentalement un seuil maximum reproductible (correspondant à une configuration de contacts directs maximum) dans le cas de suspensions dont la concentration est très proche de la concentration maximale d'entassement, et qui ont une loi de comportement possédant un minimum. En effet, dans ce cas, par exemple en cisaillement simple lorsque le gradient de vitesse imposé est trop faible (de l'ordre de 10^{-3} ou 10^{-4} pour les matériaux décrits au paragraphe suivant), le niveau de contrainte enregistré n'est pas tout à fait reproductible et atteint parfois des niveaux élevés au point qu'on peut présumer que les structures qui se forment n'ont plus la possibilité de se briser et contribuent à changer le comportement du matériau en un comportement solide. On peut signaler qu'un phénomène analogue explique la forte résistance rencontrée lorsqu'on écrase le mélange. Il paraît difficile d'intégrer ce type de comportement dans l'ensemble de cette théorie. En restant à des vitesses de cisaillement supérieures à $\dot{\gamma}_c$ il nous a semblé que ces problèmes étaient évités et que, par conséquent, nos hypothèses théoriques concernant les contacts directs étaient valides (notamment l'absence de contraintes normales trop importantes, qui seraient dues par exemple à des coincements définitifs).

IV.8 Expériences.

IV.8.1 Les fluides testés.

Deux fluides (A et B) ont fait l'objet de tests uniquement en régime permanents. Il s'agissait de mélange d'un fluide interstitiel constitué d'eau et de glycérol (respectivement $C_m = 22\%$ ou 48% relativement à l'eau) et de billes de polystyrène "Gedex" en suspension à différentes concentrations solides (entre 30% et 61%) (les billes ont été fournies par la société ORKEM ; densité = 1050 kg/m^3 ; distribution granulométrique répartie entre 100 et $200 \mu\text{m}$). La densité des fluides interstitiels était respectivement 1050 (A) et 1120 kg/m^3 . Tout problème de sédimentation était donc évité dans le cas du fluide A.

Deux autres fluides (I et II) ont fait l'objet de tests plus complets en régime transitoire. Le fluide I était le mélange d'un fluide interstitiel (constitué d'eau et de kaolinite) et de billes de polystyrène "Gedex". La

concentration volumique en particules au sein du fluide interstitiel était de 57 %. La concentration volumique solide de la kaolinite relativement à l'eau était de 9 %. La kaolinite utilisée ("Supreme Powder") a été fournie par l'entreprise English Clay. Les particules de ce matériau ont un diamètre grossièrement compris entre 0,1 et 2 μm . Le mélange d'eau et de kaolinite forme un fluide de densité 1153 kg/m^3 et de loi de comportement présentée en annexe IV.1.

Le fluide II était un mélange d'un fluide interstitiel (constitué d'eau et d'un matériau fin naturel) et de particules de polystyrène "Gedex". La concentration volumique en particules était de 54,5 %. Le matériau fin naturel du type argileux a été recueilli dans la banlieue de Grenoble (France). On l'appellera dans la suite argile d'Eybens. Sa granulométrie, plus étendue que celle de la kaolinite est présentée en annexe IV.2. La concentration en argile d'Eybens au sein du fluide interstitiel était de 19,2 %. La densité de ce fluide est de 1326 kg/m^3 . Son comportement est présenté en annexe IV.1.

IV.8.2 Préparation des mélanges.

Les fluides interstitiels ont été préparés séparément. Les matériaux argileux ont été placés dans l'eau pour imbibition pendant une durée d'environ 10 mn, puis l'homogénéisation des fluides interstitiels a été réalisée en mélangeant vigoureusement le produit à la main et à l'aide d'une spatule pendant 10 mn. Les particules de polystyrène sont ensuite intégrées au fluide et on mélange à nouveau l'ensemble pendant encore environ 5 mn à la main pour homogénéiser le produit final.

IV.8.3 Appareils utilisés.

IV.8.3.1 Rhéomètres.

Pour les mesures, un rhéomètre à contrainte contrôlée (CARRI-MED C.S.) et un rhéomètre à vitesse contrôlée (Rheometrics Mechanical Spectrometer (R.M.S.)) ont été utilisés. Ces appareils ont été décrits aux chapitres II et III.

IV.8.3.2 Géométrie de mesure.

Etant donné la taille des particules comprises dans les produits testés, la géométrie cône-plan n'est envisageable que si le diamètre des outils est grand (cf Ch II). Pour les expériences avec les fluides A et B on a utilisé

une géométrie cylindres coaxiaux ($R_i=15,5\text{mm}$; $R_e=20\text{mm}$; $L=50\text{mm}$ dans ce cas les calculs de rhéométrie doivent tenir compte du large entrefer (cf Ch VI)) et une géométrie plan parallèles ($R=10\text{mm}$; entrefer de 4mm). Pour les expériences avec les fluides I et II, on a utilisé une géométrie plan-plan ($R=25\text{mm}$; entrefer de 5mm). Pour des tests en régime transitoire, avec des matériaux dont l'état peut évoluer au cours du temps, la géométrie plan parallèles n'est pas idéale puisque le gradient de vitesse n'est pas homogène au sein du fluide. Les résultats quantitatifs peuvent être ainsi légèrement affectés.

IV.8.4 Procédure expérimentale.

Les procédures expérimentales utilisées pour la plupart des expériences sont celles décrites plus généralement dans le chapitre II pour les suspensions et dispersions concentrées. La température lors des expériences était de $20\text{ }^\circ\text{C}$. Des difficultés ont systématiquement été rencontrées lors de la mise en place des échantillons de fluide I ou II avec le rhéomètre R.M.S. qui possède un capteur de pression normale. Lorsqu'on abaissait lentement le plan supérieur en écrasant l'échantillon, des efforts normaux très importants étaient enregistrés. Ceci est sans doute dû au coincement des particules en une structure presque solide. Le réglage de l'entrefer est une opération longue et délicate lors de laquelle il peut être utile par exemple de ne pas imposer constamment un mouvement descendant au plan supérieur mais d'entrecouper cette descente de petits mouvements ascendants. On peut éviter ainsi qu'une structure presque solide des particules ne se forme. Si on reproduit une expérience du même type à la main on constate que le produit offre effectivement une grande résistance si on abaisse le plan supérieur lentement, alors que la résistance offerte par le produit si on le comprime rapidement, est comparativement insignifiante. Ce phénomène exprimé de manière purement qualitative semble être très caractéristique du comportement de ces mélanges et est analogue au phénomène, observé en cisaillement simple et décrit plus loin, de remontée de la contrainte tangentielle du régime permanent vers les faibles gradients de vitesse.

IV.8.5 Problèmes et précautions lors des expériences.

Les problèmes rencontrés lors d'expériences avec ce type de mélanges (fluides à seuil comprenant des particules solides) sont très nombreux. ils ont été décrits dans le chapitre II. Tous ces problèmes (glissement,

fracturation, creusement, etc...) ont été observés lors des tests sur les fluides utilisés lors des présentes expériences. Pour éviter le glissement on a notamment collé un revêtement rugueux (papier abrasif) sur les surfaces des outils en contacts avec le fluide (rugosité équivalente 250 μm). En cisaillement plan-plan on a pu observer un creusement important de l'échantillon (dans ce cas les calculs de rhéométrie tiennent compte de la profondeur de ce creusement (cf Ch II)). Notons aussi que, dans certains cas, une fraction de l'épaisseur de fluide visible à la périphérie extérieure ne semblait pas bien cisillée (près des outils). Avec la géométrie cylindres coaxiaux, aux concentrations solides élevées, les particules pouvaient migrer latéralement au sein du fluide. Après quelques tests avec le même fluide on peut constater que la concentration solide près du bord du cylindre extérieur et près du fond était plus grande que la concentration solide près du bord du cylindre intérieur. Ce phénomène perturbe considérablement les mesures puisqu'alors la partie de fluide la moins concentrée qui se trouve près du cylindre intérieur est celle qui est préférentiellement cisillée. La seule solution acceptable consiste à réaliser des tests suffisamment courts et réhomogénéiser le mélange le plus souvent possible. Ajoutons enfin qu'avec cette même géométrie, aux très grandes concentrations solides, une fracturation se produit au bord du cylindre intérieur. Dans ce dernier cas, les résultats des mesures sont évidemment inutilisables.

De manière générale avec ces suspensions très concentrées il est très difficile d'obtenir un cisaillement correct de l'échantillon. Comme les caractéristiques du comportement qui ont été observées sont très particulières, il convient de s'intéresser plus précisément aux effets perturbateurs qui pourraient être à l'origine de ces phénomènes. C'est l'objet de la partie suivante.

* Vérification du cisaillement interne.

L'évolution de la surface libre latérale de l'échantillon a été observée à l'aide d'une caméra-video. On peut constater sur les deux exemples des Figures 8 et 9 que le cisaillement est homogène sur le bord, ce qui incite à penser que c'est aussi le cas au sein de l'échantillon. Toutefois ces observations n'ont pu être réalisées lors des séries de tests dans une large gamme de gradients de vitesse. En effet, dans ce cas, le creusement au

bord, établi pour l'ensemble de gamme, est trop important et ne permet pas des observations correctes du cisaillement le long de la surface libre.

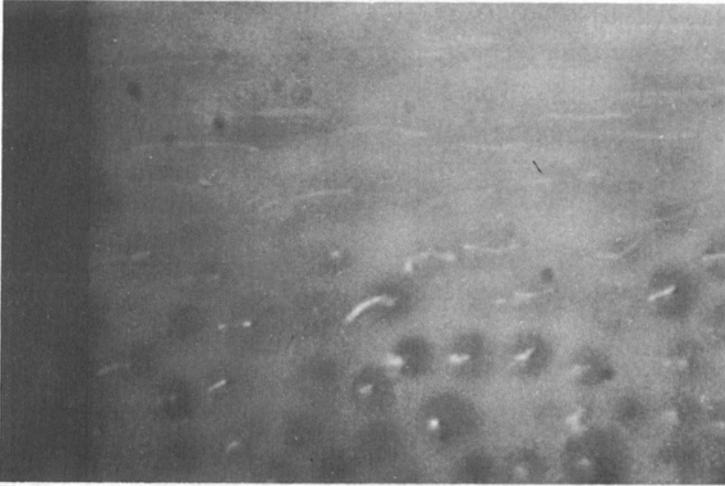


Figure IV.8 : Vue du cisaillement le long de la surface libre latérale. Les traces des trajectoires des particules sont visibles sur la photo. Fluide I ; gradient de vitesse = $17,8 \text{ s}^{-1}$.

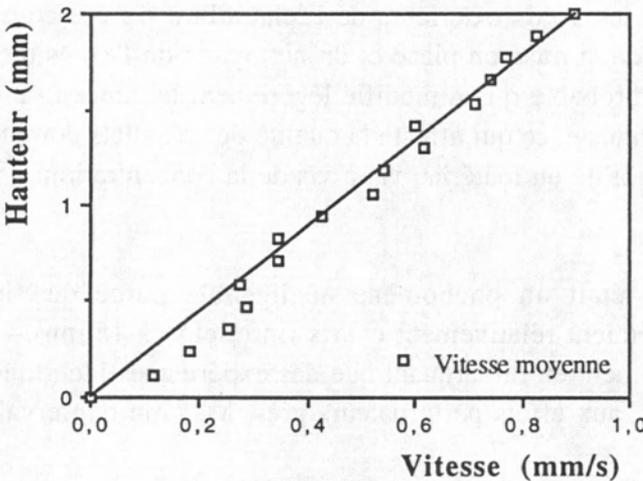


Figure IV.9 : Profil des vitesses des particules le long de la surface libre latérale. Calcul effectué en moyennant les vitesses des différentes particules mesurées à l'aide de deux photos successives. Fluide I ; gradient de vitesse = $0,45 \text{ s}^{-1}$.

Dans tous les cas après séparation des plans de mesure, on a pu montrer (techniques décrite au Ch II) que l'intérieur de l'échantillon avait été effectivement cisailé. Compte-tenu de ces observations, le cisaillement au sein de l'échantillon nous semble pouvoir être considéré comme homogène lors de tous les tests dont on présente ici les résultats. Mais, étant donné l'importance d'un éventuel effet de bord perturbateur pour le résultat essentiel (instabilité) de ce chapitre, on examinera à nouveau cette possibilité au paragraphe IV.8.7.

* Sédimentation.

La densité des particules solides étant plus faible (pour les fluides B, I et II) que celle des fluides interstitiels, on pouvait craindre que les particules n'aient tendance à remonter vers le haut de l'échantillon. Ceci a été clairement observé avec la géométrie cylindres coaxiaux (après environ 3 mn d'expériences) dans le cas du fluide B à des concentrations solides pas trop élevées. Avec les autres fluides on n'a observé aucun signe laissant à penser que ce phénomène se produisait de manière sensible, ceci probablement, dans le cas des fluides I et II, parce que la concentration en particules était assez importante. En effet la surface libre latérale de l'échantillon, bien que de forme perturbée par divers effets de bord, est restée homogène au cours des expériences, et aucune fuite de fluide interstitiel par les bords extérieurs de l'échantillon n'a été constatée. En revanche lors de la mise en place et du nettoyage de l'excès de matériau au bord il est probable qu'on modifie légèrement la concentration solide de l'échantillon testé, ce qui affecte la qualité des résultats compte-tenu de l'extrême sensibilité du matériau vis-à-vis de la concentration.

* Evaporation.

L'évaporation était un phénomène négligeable parce que les temps d'expérience étaient relativement courts (inférieurs à 15 mn). Ceci a été prouvé simplement en remarquant que des expériences identiques étaient reproductibles, aux effets perturbateurs près, à 15 mn d'intervalle.

IV.8.6 Résultats et comparaison avec le modèle.

Remarques : Lors des expériences réalisées, les gradients de vitesse et les diamètres des particules sont suffisamment faibles d'une part, pour que les écoulements du fluide interstitiel soient non-turbulents (critère (9)), et

d'autre part, pour que les termes de contrainte dus aux fluctuations locales des mouvements autour de leur valeur moyenne puissent être négligées (critère ()). Que les particules et le fluide interstitiel n'aient pas exactement la même densité n'est pas un problème pour l'applicabilité du modèle à condition que lors des écoulements particuliers envisagés il n'y ait pas de mouvements relatifs moyens non négligeables des particules par rapport au fluide (et notamment pas de sédimentation).

IV.8.6.1 Fluides A et B.

Au fur et à mesure que l'on augmente la concentration en particules, le comportement des suspensions devient non-newtonien. Aux faibles et moyennes concentrations solides le comportement observé est newtonien, les viscosités correspondantes sont reportées sur le Tableau IV.1. On constate d'abord une augmentation rapide de la viscosité lorsque la concentration augmente, conformément aux résultats des nombreux travaux antérieurs sur ce sujet (KAMAL & MUTEL (1985)). On a réalisé des expériences à contrainte contrôlée en augmentant progressivement le niveau de contrainte (et en relâchant cette contrainte entre chaque nouveau niveau) jusqu'à obtenir un mouvement permanent à un gradient de vitesse supérieur à 10^{-3} s^{-1} . Ceci constitue la limite à partir de laquelle on a considéré le mouvement initié. A partir de $\phi = 50\%$ on distingue nettement qu'un seuil de contrainte, non négligeable vis-à-vis de la sensibilité de l'appareil de mesure ou non imputable à des effets de bords, doit être dépassé pour initier le mouvement. L'existence d'un seuil de contrainte à des concentrations légèrement inférieures est probable, mais n'a pas été montrée suffisamment nettement lors de nos expériences. On peut voir le type de courbe des régimes permanents obtenues avec de tels fluides sur la Figure 10. Les valeurs de seuil mesurées pour de tels produits doivent être considérées comme des estimations grossières étant donné les nombreuses difficultés expérimentales mises en valeur ici. Les valeurs de seuil de contrainte, obtenues à différentes concentrations, ont été reportées sur la Figure 11. On constate d'abord l'augmentation rapide du seuil pour des concentrations qui ne sont pas trop proches de ϕ_m , mais lorsque la concentration tend vers ϕ_m l'augmentation devient encore plus rapide. On remarque aussi que les valeurs des seuils ne semblent pas dépendre trop fortement de la viscosité du fluide interstitiel puisqu'on obtient des valeurs très comparables avec deux fluides interstitiels différents. Ceci

semble être une démonstration nette du fait que ce seuil apparaît à cause des coincements et frottements des particules entre elles. En revanche, comme on peut le constater sur la Figure 10, les viscosités des deux suspensions, à la même concentration solide, sont différentes. Ceci confirme l'hypothèse selon laquelle les interactions hydrodynamiques jouent un rôle important à partir du moment où le mouvement a été initié.

	Eau+glycérol;Cm=48%		Eau+glycérol (Cm=22%)			
ϕ (%) (concentration solide des particules ajoutées)	0	30	0	30	40	45
Viscosité (Pa.s)	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$4,3 \cdot 10^{-2}$	$7,4 \cdot 10^{-2}$

Tableau IV.1 : Viscosité des fluides interstitiels et des suspensions newtoniennes.

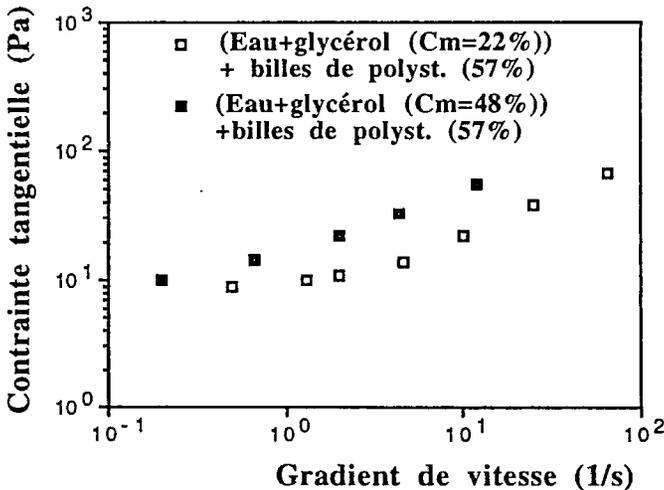


Figure IV.10 : Courbes des régimes permanents de mélanges eau-glycérol-billes de polystyrène.

Lorsque la concentration du fluide A était de 59% on a observé nettement une instabilité du comportement (plus largement décrite au paragraphe IV.8.6.2). Lors des expériences à contrainte imposée et progressivement augmentée, ceci se traduit par un démarrage brutal à partir d'une certaine contrainte, après quoi une vitesse de rotation assez grande est atteinte rapidement. Malheureusement, avec un tel matériau, les effets perturbateurs sont tels que des expériences prolongées ou reproductibles avec le même échantillon ne sont pas possibles. Notamment lorsque la concentration solide atteint 61% il n'est plus possible de réaliser des expériences de rhéométrie pertinentes. En effet une fracturation se produit d'abord près de la surface libre externe, puis gagne rapidement l'intérieur de l'échantillon. Le fluide est alors cisailé de manière tout à fait inhomogène. Les valeurs de seuil correspondant à ces concentrations et reproduites sur la Figure 11 sont des estimations du niveau de contrainte à imposer pour initier le mouvement. Cet effet perturbateur semble pouvoir être attribué à une instabilité en général du comportement de la suspension. Mais, avec de tels mélanges, et à des concentrations proches de la concentration maximale d'entassement dans la configuration la plus tassée, si cette instabilité existe, son effet est tel qu'elle rend les expériences usuelles impossibles, et l'on a affaire à un matériau traité habituellement comme un sol.

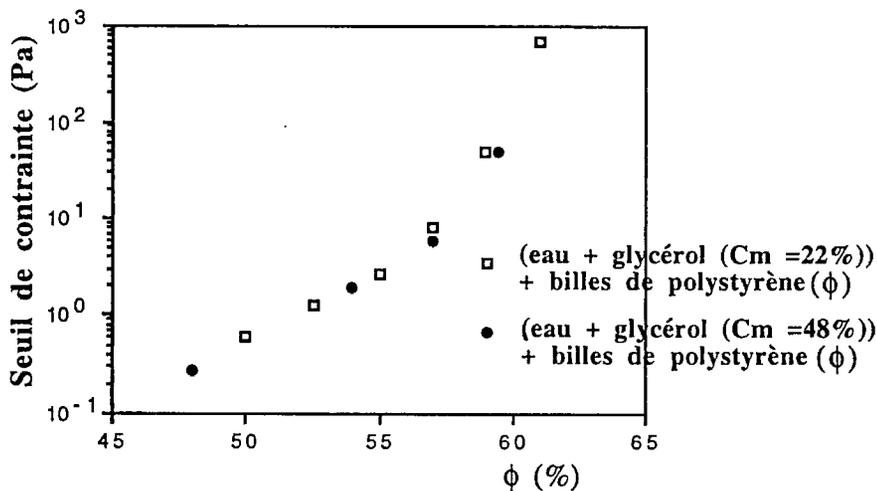


Figure IV.11 : Seuil de contrainte des mélanges eau-glycérol-billes de polystyrène en fonction de la concentration en polystyrène.

IV.8.6.2 Fluides I et II.

Probablement parce qu'ici la fraction argileuse assure une certaine cohésion de l'ensemble, des résultats reproductibles ont pu être obtenus (avec ces fluides) qui montrent que ces produits ont des caractéristiques communes très particulières. Le phénomène principal a d'abord été observé lors d'expériences avec le rhéomètre à contrainte contrôlée. Après une série de précisaillements à des gradients de vitesse divers, le creusement (cf Ch II) peut être considéré comme établi. Il n'y a plus de variations de mesures lorsqu'on répète des expériences identiques. Repartant du repos, lorsqu'on augmente progressivement la contrainte, le fluide est d'abord rigide puis, après avoir dépassé un certain niveau de contrainte, il s'écoule. Cette contrainte seuil varie de manière importante mais ceci ne peut être imputée à des fluctuations de mesures dues à de légères modifications de l'échantillon. Lorsque le seuil a une valeur élevée l'écoulement se stabilise presque immédiatement à une vitesse très rapide après le démarrage. Bien que l'arrêt de l'écoulement à la fin du précisaillement ne soit pas parfaitement contrôlée, le niveau du seuil de contrainte était en moyenne d'autant plus élevé que le gradient de vitesse du précisaillement était faible.

Par ailleurs, toujours à contrainte contrôlée, partant d'un écoulement donné, lorsque la contrainte est très progressivement diminuée, on atteint à un certain moment un niveau de contrainte tel que, brutalement, l'écoulement, qui n'était pas lent (gradient de vitesse de l'ordre de $0,1$ à 10 s^{-1}), s'arrête de lui-même assez rapidement.

Enfin, lors d'expériences à vitesse contrôlée, la courbe des régimes permanents, obtenue par une succession d'expériences à différents niveaux de vitesse, possède un minimum. Le niveau de contrainte enregistré aux faibles gradients de vitesse est nettement supérieur au niveau de contrainte correspondant au minimum. Les variations de la contrainte lors d'expériences d'imposition brusque d'un niveau de vitesse sont tout à fait indépendantes du temps de repos précédent cette expérience.

Le comportement observé qualitativement et décrit ci-dessus correspond tout à fait au comportement instable prévu dans certains cas par le modèle

développé au paragraphe précédent. Cependant il n'est pas tout à fait évident a priori d'appliquer ce modèle à ces deux mélanges. En effet on a ici un fluide interstitiel non-newtonien (cf annexe IV.1) et les particules d'argiles en suspension n'ont pas toutes des dimensions permettant de supposer que le fluide interstitiel (eau+argile) joue le rôle de lubrifiant entre les particules plus grossières. On notera cependant deux points :

- Les mélanges eau-argiles sont susceptibles par leur comportement à seuil "d'ajouter" un effet de seuil au mélange, mais cet effet n'est pas primordial. En effet, on a observé que, suivant la vitesse avant l'arrêt du cisaillement, la suspension avait des niveaux de seuil très différents et constants quelle que soit la durée du repos. Ceci rend impossible le fait que le seuil de contrainte (et l'instabilité) soit dû principalement à la présence de particules d'argiles browniennes puisqu'alors la suspension devrait logiquement retrouver des propriétés fixes après un temps de repos suffisant ; globalement on est en présence d'eau et de particules solides (polystyrène et argiles) en concentration élevée, les mouvements de la suspension dissipent de l'énergie lors des mouvements d'eau libre ou liée aux particules d'argiles, la configuration des particules a la possibilité d'évoluer. Ces deux remarques montrent que l'application du modèle développé précédemment au comportement de ces fluides est globalement bien justifiée.

Les résultats expérimentaux ainsi que le calage de la théorie sur ces résultats sont présentés Figures 12 à 18 pour le fluide I et Figures 19 à 26 pour le fluide II. Les paramètres trouvés pour chacun des mélanges figurent dans le tableau IV.2.

	A (Pa)	B (Pa)	K	$\dot{\gamma}_c$ (s ⁻¹)	α (s ^{-0,5})
Fluide I	3,7	600	0,8	0,0099	0,8
Fluide II	31,2	487	0,8	0,0019	4

Tableau IV.2 : Paramètres de la loi de comportement du modèle pour les deux fluides granulaires testés.

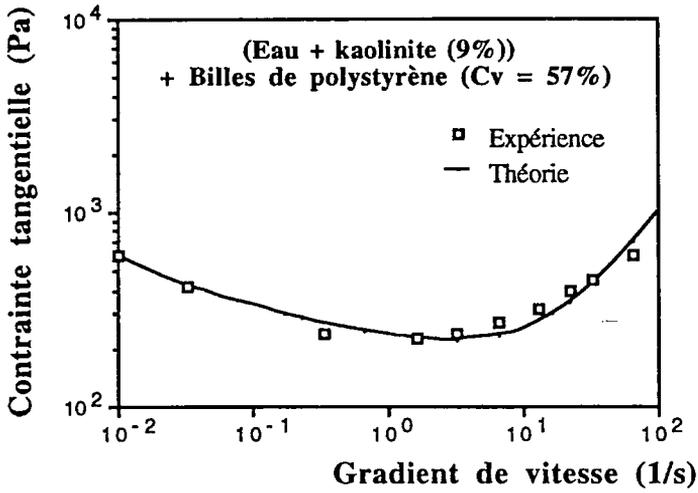


Figure IV.12 : Fluide I : courbe des régimes permanents.

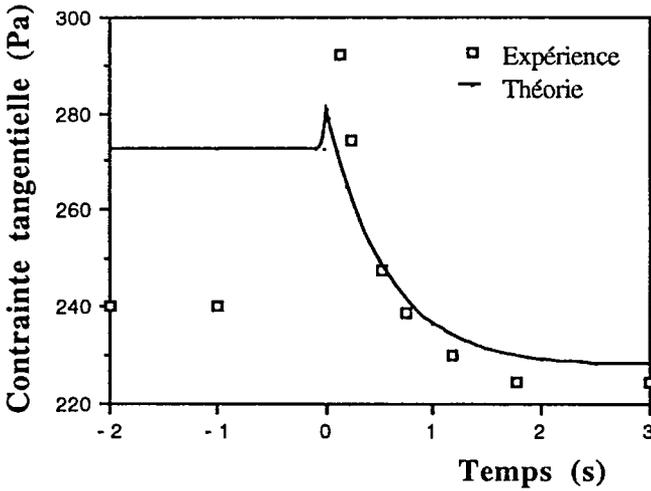


Figure IV.13 : Fluide I : changement brutal de niveau de gradient de vitesse imposé (à l'instant $t = 0$) : de $0,33$ à $1,65 \text{ s}^{-1}$.

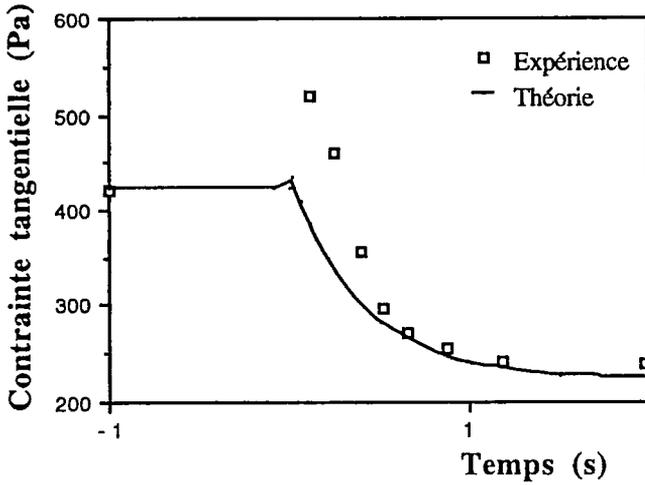


Figure IV.14 : Fluide I : changement brutal de niveau de gradient de vitesse imposé (à l'instant $t = 0$) : de 0,033 à 3,3 s^{-1} .

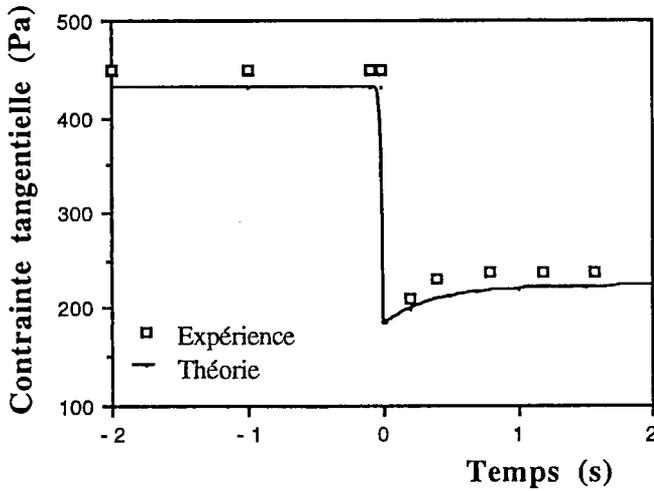


Figure IV.15 : Fluide I : changement brutal de niveau de gradient de vitesse imposé (à l'instant $t = 0$) : de 33 à 3,3 s^{-1} .

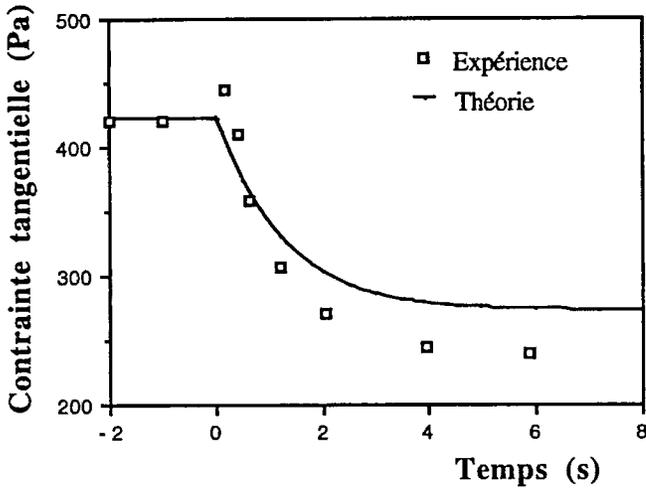


Figure IV.16 : Fluide I : changement brutal de niveau de gradient de vitesse imposé (à l'instant $t = 0$) : de $0,033$ à $0,33 \text{ s}^{-1}$.

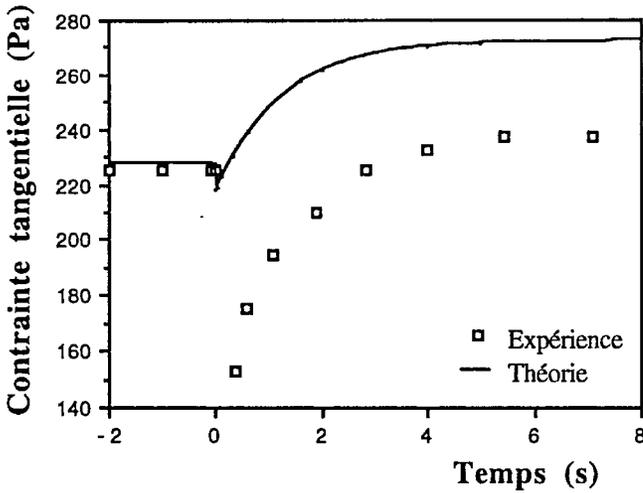


Figure IV.17 : Fluide I : changement brutal de niveau de gradient de vitesse imposé (à l'instant $t = 0$) : de $1,65$ à $0,33 \text{ s}^{-1}$.

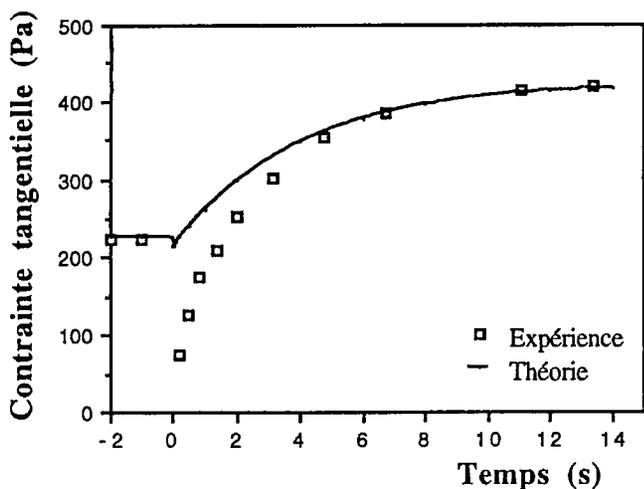


Figure IV.18 : Fluide I : changement brutal de niveau de gradient de vitesse imposé (à l'instant $t = 0$) : de $1,65$ à $0,033 \text{ s}^{-1}$.

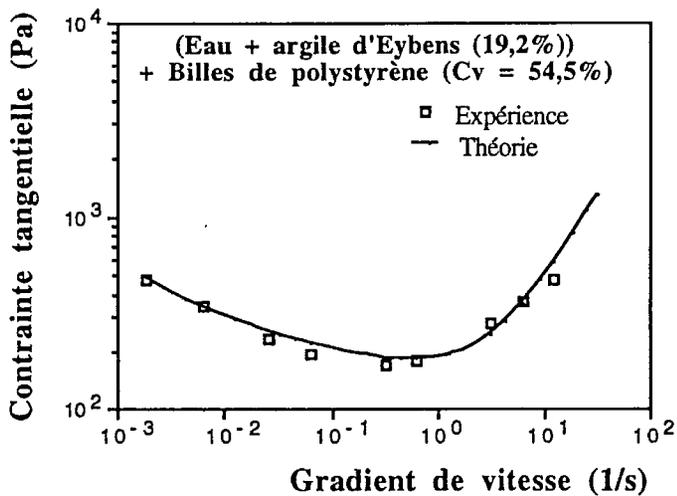


Figure IV.19 : Fluide II : courbe des régimes permanents.

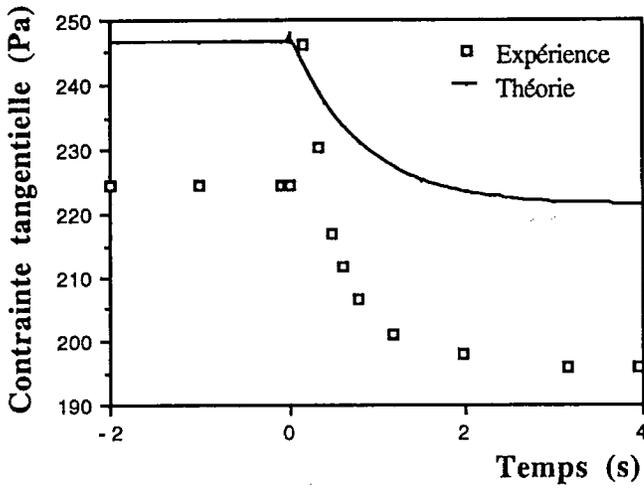


Figure IV.20 : Fluide II : changement brutal de niveau de gradient de vitesse imposé (à l'instant $t = 0$) : de $0,031$ à $0,63 \text{ s}^{-1}$.

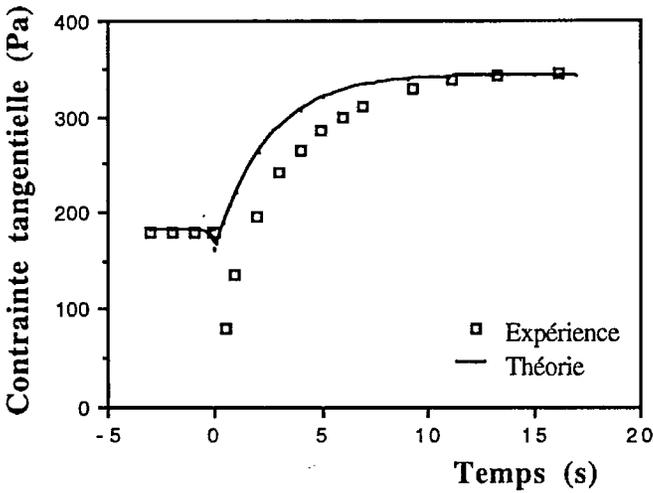


Figure IV.21 : Fluide II : changement brutal de niveau de gradient de vitesse imposé (à l'instant $t = 0$) : de $0,63$ à $0,0063 \text{ s}^{-1}$.

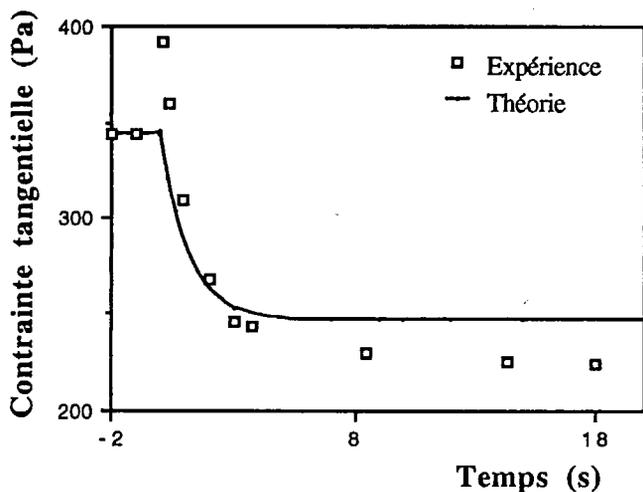


Figure IV.22 : Fluide II : changement brutal de niveau de gradient de vitesse imposé (à l'instant $t = 0$) : de 0,0063 à 0,031 s^{-1} .

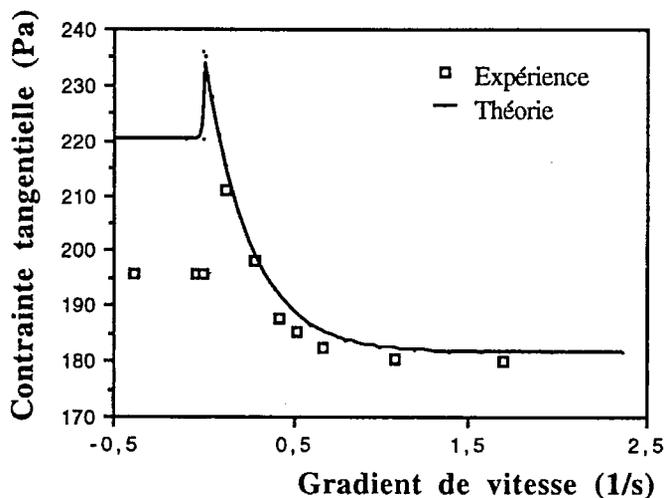


Figure IV.23 : Fluide II : changement brutal de niveau de gradient de vitesse imposé (à l'instant $t = 0$) : de 0,063 à 0,63 s^{-1} .

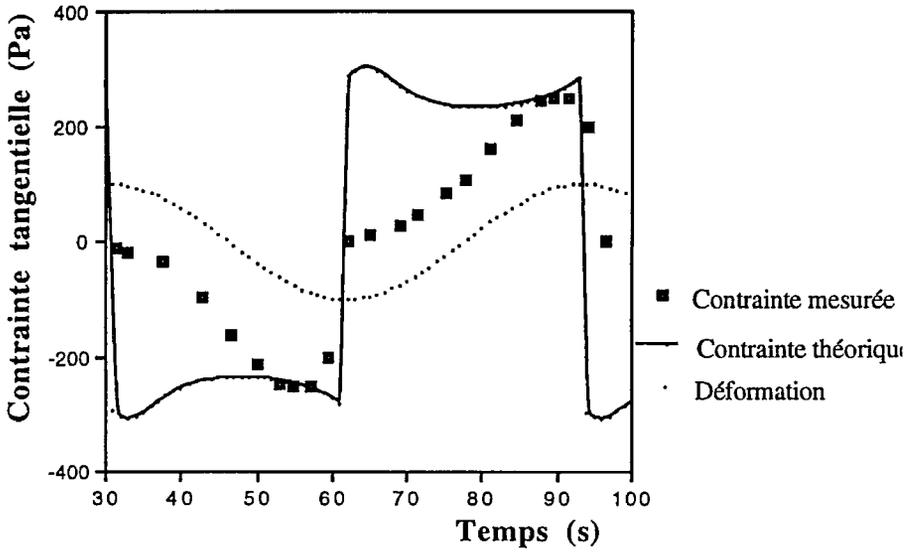


Figure IV.24 : Fluide II : oscillations : amplitude 0,63 ; fréquence 0,1 rad/s.

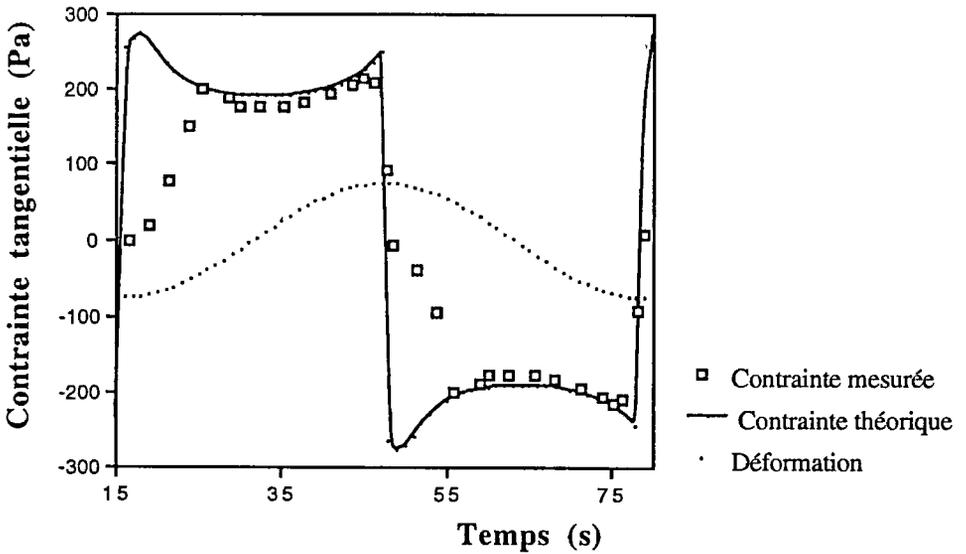


Figure IV.25 : Fluide II : oscillations : amplitude 1,9 ; fréquence 0,1 rad/s.

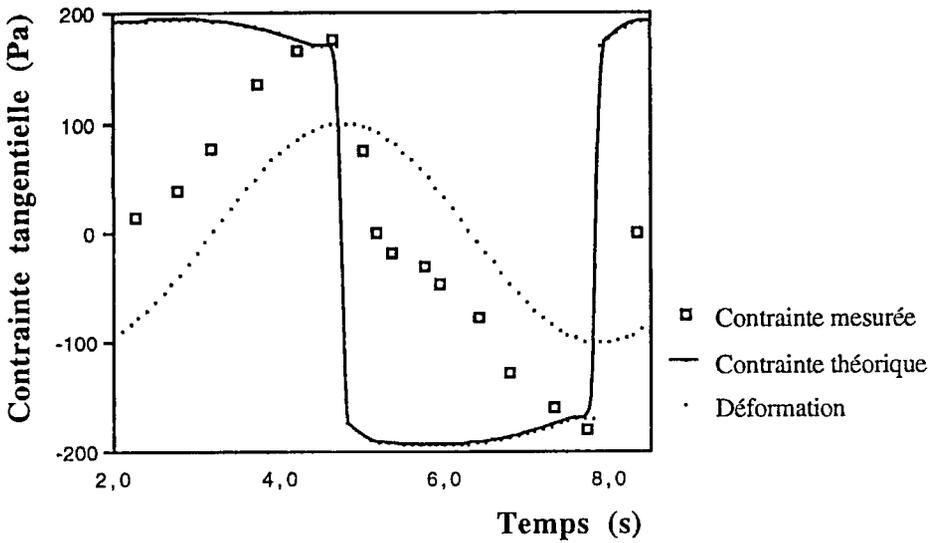


Figure IV.26 : Fluide II : oscillations : amplitude 0,63 ; fréquence 1 rad/s.

IV.8.7 Réflexions sur d'éventuels effets perturbateurs des expériences pouvant laisser croire à tort à une instabilité intrinsèque du matériau.

Une modification évolutive et irréversible du bord de l'échantillon pourrait expliquer cette instabilité. Il s'agirait par exemple d'une fracturation ou d'un creusement progressif d'autant plus importants que la vitesse augmente. Or ces deux phénomènes sont irréversibles a priori. Nous avons réalisé des expériences à des niveaux de vitesses alternativement élevés et bas qui ont permis de constater que les mesures étaient reproductibles et qu'aucun phénomène irréversible de ce type ne pouvait avoir altéré l'échantillon.

Un phénomène réversible, du type cisaillement partiel de l'échantillon aux faibles vitesses et cisaillement complet aux grandes vitesses, pourrait expliquer le minimum de la courbe des régimes permanents. Cependant il n'expliquerait pas le redémarrage à contrainte imposée en-dessous du seuil maximum après arrêt brusque pendant un cisaillement à vitesse

rapide, et plus généralement la résistance de la suspension à une compression lente.

On peut aussi envisager qu'une ségrégation se produise au sein des mélanges sans qu'on puisse sans rendre compte lors d'observations de la surface libre latérale. Par exemple il est possible que les particules aient tendance à se concentrer sensiblement près de l'axe à certaines vitesses et à l'inverse à s'écarter de l'axe à d'autres vitesses. Compte-tenu de la différence de densité entre les particules grossières et le fluide interstitiel, ce phénomène pourrait être favorisé par la force centrifuge qui a tendance, dans ce cas, à rapprocher les particules grossières du centre, de manière d'autant plus sensible que la vitesse est importante. On a ainsi un phénomène qui correspond globalement à un assèchement en fluide interstitiel vers le centre, en parallèle avec une baisse de la concentration des particules grossières vers le bord de l'échantillon. Ce phénomène est lié à l'inertie des particules au sein du fluide interstitiel, et doit logiquement apparaître à partir d'un certain niveau de gradient de vitesse. Au-delà de ce niveau il y aura dans ce cas moins de contacts directs vers l'extérieur de l'échantillon, là où les efforts fournis pour le cisaillement du mélange sont les plus importants. Ce phénomène pourrait donc expliquer la baisse des niveaux de contraintes lorsque le gradient de vitesse augmente (avant le minimum). Mais, comme il doit apparaître à partir d'un niveau de vitesse donné, il n'est pas possible que ce phénomène s'accroisse encore lorsque la vitesse diminue et ce de manière toujours plus importante jusqu'à de très faibles valeurs de cette vitesse.

Enfin les fluides interstitiels ne possédant pas de propriétés temporelles apparentes, il ne paraît pas possible d'attribuer les propriétés temporelles des suspensions considérées à celles des fluides interstitiels. Elles semblent plutôt liées à la présence d'une grande concentration de particules solides et on doit donc les attribuer à une évolution de la configuration au cours du temps.

IV.8.8 Commentaires.

Le calage du modèle théorique est très bon d'un point de vue qualitatif. En effet, le seuil de contrainte à partir d'une certaine concentration solide, et l'instabilité pour une contrainte imposée en dessous du seuil et le minimum dans la courbe des régimes permanents dans certains cas (cf

Figures 12 et 19), sont obtenus expérimentalement et bien représentés dans l'ensemble par le modèle. Les formes qualitatives des courbes de changements brusques de niveau de vitesse sont aussi obtenues telles que le modèle le prévoit, avec notamment les réponses très particulières (cf Figures 13-14, 16-18 et 20-23) comme annoncées sur les Figures 5 et 6. Par contre les niveaux de contraintes excédentaires, enregistrés juste après ces changements brusques de vitesse, sont en général supérieurs à ceux prévus par la théorie. Enfin les oscillations ne donnent pas des courbes ayant une allure comparable avec celles prévues par le modèle, mais le déphasage obtenu correspond en revanche bien à la théorie. Qualitativement le modèle décrit bien les grandes lignes du comportement de ces mélanges.

CONCLUSION.

Un modèle théorique fondé sur les interactions au niveau de la microstructure a été établi pour décrire le comportement des suspensions concentrées en particules non interactives. L'accent a été mis sur la capacité des particules à former des structures qui expliquent notamment l'apparition d'un seuil de contrainte à partir d'une certaine concentration. Ce modèle tient compte des dissipations visqueuses et des frictions entre les particules. Il fait apparaître la possibilité de caractéristiques très particulières de ces fluides, notamment l'existence éventuelle d'un minimum dans la courbe des régimes permanents. Un matériau possédant cette caractéristique a un comportement instable à contrainte imposée en dessous du seuil.

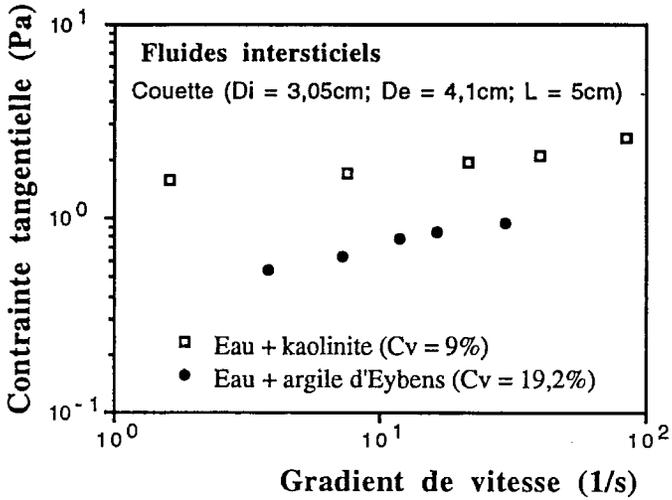
Les expériences faites sur différentes suspensions modèles ont permis de valider les hypothèses du modèle et ses prévisions. Il a été possible de caler les résultats expérimentaux obtenus lors d'expériences en régime transitoire ou permanent de manière assez correcte. Bien que toute la complexité de la réalité, notamment la description des contacts directs, n'ait sûrement pas pu encore être intégrée dans cette modélisation des phénomènes physiques, l'intérêt d'un tel modèle est de prédire qualitativement sans aucune lacune les phénomènes réels. Beaucoup de notions nouvelles concernant le comportement des suspensions concentrées ont été suggérées ici (expérimentalement et théoriquement) et mériteraient sûrement d'être approfondies.

Le résultat essentiel de cette étude est l'explication (géométrique) de l'instabilité éventuelle d'une suspension par un changement de configuration et la possibilité de l'intégrer dans un modèle de loi de comportement complet. Lors d'un tel phénomène, on passe d'un état dans lequel les dissipations d'énergie principales sont dues aux frictions entre particules à un état dans lequel les particules glissent les unes sur les autres en étant lubrifiées par le fluide interstitiel. Le point essentiel qui nous semble devoir être développé est d'une part la mise en relation de l'évolution de la configuration ou des agrégats avec l'histoire de la déformation et d'autre part le lien entre les configurations possibles, la concentration solide et les paramètres de la loi de comportement. Pour ce dernier point on devra tenir compte des particularités du comportement

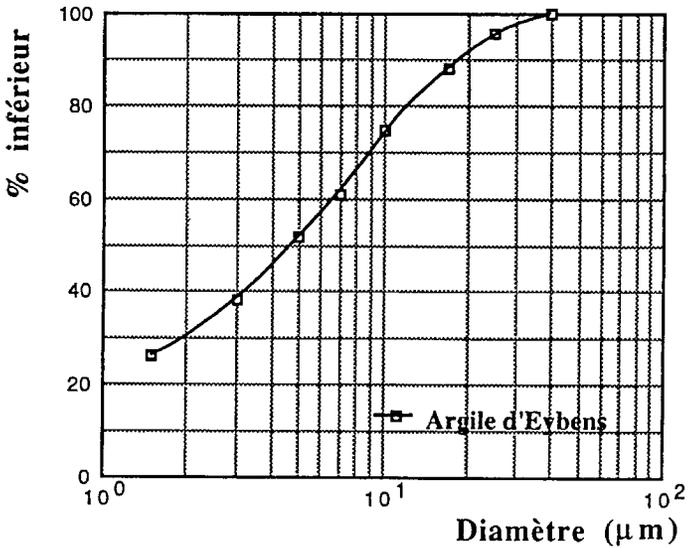
des suspensions et notamment de l'apparition du seuil de contrainte à partir d'une certaine concentration, car c'est l'existence de ce seuil qui justifie l'approche des phénomènes par les techniques de la percolation.

Le modèle et les idées développées au cours de ce travail sont susceptibles de s'appliquer aux matériaux ("fluides granulaires") de nombreux écoulements (laves torrentielles, éboulements, écoulements de poudres sèches ou humides,...) dont les caractéristiques (seuil de contrainte, instabilité), à vitesse lente ou lors du démarrage, correspondent tout à fait à celles énoncées plus haut.

Annexe IV.1 : Lois de comportement des fluides interstitiels des suspensions I et II.



Annexe IV.2 : Granulométrie de l'argile d'Eybens.



Principales notations.

$\alpha, \dot{\gamma}_c, k$ = constantes de la suspension

A_0 = surface moyenne des particules solides

α_i, β_i = coefficients de modulation locaux, respectivement des composantes tangentielles et normales de la vitesse relative de deux particules

\mathbb{D}^* = tenseur des taux de déformation local du fluide interstitiel

$d\mathbf{f}_i$ = force élémentaire s'appliquant sur un petit élément de surface dA_i

\mathbf{f}_j = force ponctuelle équivalente due à un contact direct à la surface de la particule i

$$\varepsilon_i = \frac{h_i}{R}$$

F = ensemble de variation de la force probable s'appliquant sur la surface d'une particule

$\mathbf{f}_{i,comp}, \mathbf{f}_{i,glis}, \mathbf{f}_{i,frict}$ = forces entre deux particules, associées à un contact pour lequel respectivement l'effet de la compression prédomine, l'effet du glissement prédomine, ou le contact est direct

$\dot{\gamma}_0$ = gradient de vitesse en régime permanent

G_i = centre d'inertie de la particule i

$\dot{\gamma}$ = gradient de vitesse en cisaillement simple

h_j = distance entre deux particules

\mathbb{I} = le tenseur unitaire

$\mathbb{L}_i = \nabla \mathbf{v}_i$ = Tenseur gradient des vitesses.

\mathbf{M}_i = vecteur liant les centres de deux particules en contact

μ_0 = viscosité du fluide interstitiel

\mathbf{m}_i = vecteur unitaire joignant les centres des particules en contact

n = nombre de contacts lubrifiés par unité de surface

\mathbf{n} = normale à la surface de la particule au point considéré

n' = nombre de contacts directs par unité de surface

n'_0 = nombre maximum de contacts directs

O = centre du repère choisi

$p(\mathbf{f}, \mathbf{x})$ = densité de probabilité de la force \mathbf{f} au point \mathbf{x}

p^* = pression locale au sein du fluide interstitiel

R = rayon moyen des particules

$\Sigma_{(p)}$ = tenseur des contraintes additionnel dû aux interactions hydrodynamiques entre le fluide et les particules et aux contacts entre les particules

\mathbb{C}^* = tenseur des contraintes local au sein et à la surface des particules
 ΣV_i = ensemble des volumes des particules solides
 ΣA_i = ensemble des surfaces extérieures des particules solides
 τ_0 = contrainte tangentielle en régime permanent
 U, V = vitesses relatives tangentielles et normales au point de position x
 U_i = vitesse tangentielle relative de deux particules en contact
 V_0 = volume moyen total de suspension (fluide + solide) associé à une particule
 V_i = vitesse normale relative de deux particules en contact
 Ω_i = vitesse de rotation relative de deux particules en contact
 ξ = paramètre de configuration
 x = vecteur position du point de la surface A_i considérée
 ξ_s = valeur du paramètre de configuration en régime permanent

Symboles :

\otimes = Produit tensoriel
 \times = Produit vectoriel
 $.$ = Produit scalaire

Bibliographie.

ADLER, P.M., ZUZOVSKY, M., and BRENNER, H., (1985), "Spatially periodic suspensions of convex particles in linear shear flows", *International Journal of Multiphase Flow*, **11**, N°3, pp.387-417.

BAGNOLD, R.A., (1954), "Experiments on a gravity free dispersion of large solid spheres in a newtonian fluid under shear", *Proceeding of the Royal Society of London*, **A.225**.

BARNES, H.A., (1989), "Shear-thickening ("dilatancy") in suspensions of non-aggregating solid particles dispersed in newtonian liquids", *Journal of Rheology*, **33**, N°2, pp.329-366.

BATCHELOR, G.K., (1967), *An introduction to Fluid Dynamics*, Cambridge University Press, 615p.

BATCHELOR, G.K., (1970), "The stress system in a suspension of force free particles", *Journal of Fluid Mechanics*, **41**, pp.545-570.

BLANC, R., BELZONS, M., CAMOIN, C., and BOUILLOT, J.L., (1983), "Cluster statistics in a bidimensional suspension : comparison with percolation", *Rheologica Acta*, **22**, pp.505-511.

BOUILLOT, J.L., CAMOIN, C., BELZONS, M., BLANC, R., and GUYON, E., (1982), "Experiments on 2-D suspensions", *Advances in Colloid and Interface Science*, **17**, pp.299-305.

BRADY, J.F., and BOSSIS, G., (1985), "The rheology of concentrated suspensions of spheres in simple shear flow by numerical simulation", **155**, pp.105-129.

CAMERON, A., (1976), *Basic lubrication theory*, Halsted Press, a division of John Wiley & Sons.

CHENG, D.C.-H., (1984), "Further observations on the rheological behaviour of dense suspensions", *Powder Technology*, **37**, pp.255-273.

CHENG, D.C.-H., and RICHMOND, R.A., (1978), "Some observations on the rheological behaviour of dense suspensions", *Rheologica Acta*, **17**, pp.446-453.

CHONG, J.S., CHRISTIANSEN, E.B., and BAER, A.D., (1971), *Journal of Applied Polymer Science*, **15**, p.2007.

COX, R.G., (1974), "The steady motion of a particle of arbitrary shape at small Reynolds number", *Journal of Fluid Mechanics*, **23**, pp.625-643.

EINSTEIN, A., (1956), in *Investigation of the brownian movement*, Dover, New-York, p.49, [Traduction anglaise de *Ann. Physik*, **19**, p.286 (1906), et **34**, p.591, (1911)].

FRANKEL, N.A., and ACRIVOS, A., (1967), "On the viscosity of a concentrated suspension of solid spheres", *Chemical Engineering Science*, **22**, pp.847-853.

GODDARD, J.D., (1977), "An elastohydrodynamic theory for the rheology of concentrated suspensions of deformable particles", *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **2**, pp.169-189.

- GOODMAN, M.A., and COWIN, S.C.**, (1971), "Two problems in the gravity flow of granular materials", *Journal of Fluid Mechanics*, 45, part 2, pp.321-339.
- GOODMAN, M.A., and COWIN, S.C.**, (1972), "A continuum theory for granular materials", *Arch. Rat. Mech. Anal.*, 44, pp.249-266.
- GUYON, E.**, (1986), "The physics of random matter", in *Le hasard et la matière*, Congrès USMG- NATO-ASI, Les Houches, Eds. Jean Souletié, Jean Vannimenus et Raymond Stora, North Holland-Amsterdam-Oxford-New-York-Tokyo.
- HANES, D.M., and INMAN, D.L.**, (1985), "Observations of rapidly flowing granular-fluid materials", *Journal of Fluid Mechanics*, 150, pp.357-380.
- JARZEBSKI, G.J.**, (1981), "On the effective viscosity of pseudoplastic suspensions", *Rheologica Acta*, 20, pp.280-287.
- JENKINS, J.T., and SAVAGE, S.B.**, (1983), "A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles", *Journal of Fluid Mechanics*, 130, pp.187-202.
- JOHNSON, P.C., and JACKSON, R.**, (1987), "Frictional-collisional constitutive relations for granular materials, with application to plane shearing", *Journal of Fluid Mechanics*, 176, pp.67-93.
- KAMAL, M.R., and MUTEL, A.**, (1985), "Rheological properties of suspensions in newtonian and non-newtonian fluids", *Journal of Polymer Engineering*, 5, N°4, pp.293-382.
- KANATANI, K.-I.**, (1979), "A micropolar continuum theory for the flow of granular materials", *International Journal of Engineering Science*, 17, pp.419-432.
- LUN, C.K.K., SAVAGE, S.B., JEFFREY, D.J., CHEPURNIY, N.**, (1984), "Kinetic theories for granular flow : inelastic particles in Couette flow and slightly inelastic particles in a general flowfield", *Journal of Fluid Mechanics*, 140, pp.223-256.
- MARRUCCI, G., and DENN, M.M.**, (1985), "On the viscosity of a concentrated suspension of solid spheres", *Rheologica Acta*, 24, pp.317-320.
- McTIGUE, D.F.**, (1981), "A nonlinear constitutive model for granular materials : Application to gravity flow", *Journal of Applied Mechanics*, 49, pp.291-296.
- NADIM, A.**, (1988), "The measurement of shear-induced diffusion in concentrated suspensions with a Couette device", *Physics of Fluids*, 31, N°10, pp.2781-2785.
- NUNZIATO, J.W., and PASSMAN, S.L.**, (1980), "Gravitational flows of granular materials with incompressible grains", *Journal of Rheology*, 24, N°4, pp.395-420.
- OGAWA, S., UNEMURA, A., OSHIMA, N.**, (1980), "On the equations of fully fluidized granular materials", *Journal of Applied Mathematics and Physics*, 31, pp.483-493.
- PETIT, L.**, (1991), "Ecoulement et mise en structure de suspensions macroscopiques", *Annales de physique*, 16, N°2, pp.155-191.
- PETIT, L., and NOETINGER, B.**, (1988), "Shear-induced structures in macroscopic dispersions", *Rheologica Acta*, 27, pp.437-441.

QUEMADA, D., (1977), "Rheology of concentrated disperse systems and minimum energy dissipation principle - I Viscosity-concentration relationship", *Rheologica Acta*, 16, pp.82-94.

QUEMADA, D., (1986), Discussion on paper of Wildemuth & Williams, *Rheologica Acta*, 25, pp.647-655.

SAVAGE, S.B., (1979), "Gravity flow cohesionless granular materials in chutes and channels", *Journal of Fluid Mechanics*, 92, part 1, pp.53-96.

SAVAGE, S.B., (1984), "The mechanics of rapid granular flows", *Advances in Applied Mechanics*, 24, pp.289-366.

SAVAGE, S.B., (1989), "Flow of granular materials", *Theoretical and Applied Mechanics*, IUTAM, P. Germain, M. Piau, and D. Caillerie (Editors), Elsevier Science Publishers B.V., North Holland.

SAVAGE, S.B., and **JEFFREY, D.J.**, (1981), "The stress tensor in a granular flow at high shear rates", *Journal of Fluid Mechanics*, 11, pp.255-272.

SAVAGE, S.B., and **SAYED, M.**, (1984), "Stresses developed by dry cohesionless granular materials sheared in an annular shear cell", *Journal of Fluid Mechanics*, 142, pp.391-430.

SHAHINPOOR, M., and **SIAH, J.S.S.**, (1981), "New constitutive equations for the rapid flow of granular materials", *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 2, pp.147-156.

SHEN, H., and **ACKERMAN, N.L.**, (1982), "Constitutive relationships for fluid-solid mixtures", *Journal of the Engineering Mechanics Division*, 108, pp.748-763.

TANAKA, H., and **WHITE, J.L.**, (1980), "A cell model theory of the shear viscosity of a concentrated suspension of interacting spheres in a non-newtonian fluid", *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 7, pp.333-343.

UTRACKI, L.A., (1988), "The rheology of two-phase flows", in *Rheometrical Measurement*, Edited by A.A. Collyer and D.W. Clegg, Elsevier Applied Science, Chapter 15, pp.479-594.

Van den BRULE, B.H.A.A., and **JONGSCHAAP, R.J.J.**, (1991), "Modeling of concentrated suspensions", *Journal of Statistical Physics*, 62, N°5-6, pp.1225-1237.

WANG, Maw-Ling, and **CHEAU, Tei-Chih**, (1988), "Shear viscosity of slightly-elastic concentrated suspensions at low and high shear rates", *Rheologica Acta*, 27, pp.596-607.

WILDEMUTH, C.R., and **WILLIAMS, M.C.**, (1984), "Viscosity of suspensions modeled with a shear-dependent maximum packing fraction", *Rheologica Acta*, 23, pp.627-635.

WILDEMUTH, C.R., and **WILLIAMS, M.C.**, (1986), Response to comments of their paper by Quemada, *Rheologica Acta*, 25, pp.649-651.

CHAPITRE V

RHEOLOGIE DES SUSPENSIONS BOUEUSES FINES

INTRODUCTION.

Des écoulements de mélanges boueux fins, se rencontrent très souvent dans l'industrie et dans la nature : vases, coulées sous-marines, coulées de boues en montagne, charbon liquide, boues résiduaire, boues de forage, etc... Le principal caractère commun de ces mélanges est qu'ils contiennent une grande quantité de particules fines plus ou moins naturelles (de diamètre inférieur à environ 100 μm) en suspension dans de l'eau. Une fraction de ces particules est colloïdale et a une grande influence sur le comportement du mélange. Les données qu'on possède sur les écoulements de ce type de matériau sont bien souvent empiriques. Pour mieux prévoir les écoulements et/ou comparer entre eux les matériaux, il peut être utile de s'intéresser de plus près à la rhéologie des mélanges boueux fins.

Ce travail est motivé par l'étude du comportement des laves torrentielles (coulées boueuses et rocailleuses qui se produisent dans le lit des torrents de montagne). Dans ce contexte la connaissance précise du comportement de la fraction boueuse très fine des laves doit permettre de mieux comprendre le comportement de l'ensemble. En effet d'une part cette fraction très fine est le fluide interstitiel des laves et d'autre part la lave dans son ensemble est un mélange boueux qui semble tout à fait analogue aux mélanges boueux fins qui nous intéressent. Il n'est pas dans notre intention de faire une revue systématique du comportement des mélanges boueux fins. Notre intention est plutôt de présenter un certain nombre d'informations essentielles qu'on peut recueillir concernant le comportement de ces mélanges à partir de quelques expériences simples de rhéométrie.

Dans la suite on présente les résultats d'une étude rhéométrique en cisaillement simple de divers mélanges boueux fins : mélanges d'eau et de matériaux fins naturels secs de différentes origines (argile purifiée, argile naturelle, fraction fine de dépôts de laves torrentielles). Un certain nombre de propriétés générales de ces mélanges : rhéofluidification, existence d'un seuil de contrainte ont pu ainsi être dégagées. On a aussi étudié l'influence de quelques paramètres (composition, température, pH, concentration) sur leur comportement. Enfin on a comparé les courbes obtenues en régime permanent avec un modèle de Herschel-Bulkley. La

bonne adéquation de ce modèle et des expériences permet de déduire quelques informations qualitatives concernant les interactions au niveau de la microstructure en fonction du gradient de vitesse. A la lumière de ces résultats on pourra tout au long de ce chapitre examiner la valeur et l'intérêt des techniques empiriques usuelles utilisées dans divers domaines pour comparer de tels matériaux.

V.1 Travaux antérieurs.

Les caractéristiques des mélanges boueux fins sont variées : types d'argiles, matériaux organiques divers, granulométrie, salinité, concentration, etc. Les types de comportement qui en découlent sont nombreux et souvent complexes. Mis à part certains mélanges eau-argiles, ces matériaux ont rarement fait l'objet d'études approfondies en matière de rhéologie. Cela peut certainement s'expliquer par le fait qu'il s'agit de matériaux difficilement utilisables comme matériaux modèles : en effet, à cause de leur complexité, ils sont très difficiles à reproduire ou à comparer à d'autres matériaux, et on ne peut pas facilement interpréter les comportements observés par les phénomènes intervenant au niveau de la microstructure. La complexité et la diversité des matériaux sont telles qu'un répertoire des comportements observés et expliqués à partir des interactions au niveau de la microstructure reste encore à établir.

De manière générale les mélanges boueux fins possèdent, à partir d'une certaine concentration solide, un seuil de contrainte qu'il faut dépasser pour que le matériau puisse s'écouler. Ce seuil et la viscosité absolue du mélange sont d'autant plus élevés que la concentration solide est grande (QIAN NING & WAN ZHAOHUI (1986) : fluides hyperconcentrés dans des rivières torrentielles ; O'BRIEN (1986), O'BRIEN & JULIEN (1988), PHILLIPS (1988), MAJOR & PIERSON (1990) : laves torrentielles ; LOCAT & DEMERS (1988) : glissements sous-marins ; MIGNIOT (1989) : vases ; WILDEMUTH & WILLIAMS (1985) : charbons liquides ; COLIN (1970) : boues résiduaires). Un certain nombre d'auteurs ont montré le changement des caractéristiques rhéologiques des mélanges lorsque le pH ou la concentration en électrolyte sont modifiés (VAN OLPHEN (1977), LOCAT & DEMERS (1988), MIGNIOT (1989),

PASWASH & ROBERTSON (1971)). Des propriétés diverses ont aussi été observées (rhéofluidification : **WANG YUYI (1989)** ; anti-thixotropie : **HU GUANGDOU & FANG ZONGDAI (1985)** ; thixotropie : **MOORE (1959)**, **WAN ZHAOHUI (1982)**). Mais il y a un manque d'accord sur des connaissances précises dans le domaine des mélanges boueux fins. Ceci est dû d'une part aux difficultés expérimentales rencontrées lors d'expériences avec ce type de matériaux (ces difficultés sont aussi susceptibles de fausser les mesures (cf Ch II) et doivent être maîtrisées) d'autre part à la diversité et la complexité des matériaux. Notre objectif ne sera donc pas de proposer une classification des comportements mais de suggérer d'une part quelques idées nouvelles sur la façon dont doit être envisagée une étude de la loi de comportement d'un milieu boueux, et d'autre part quelques idées générales du comportement de ce type de suspension.

Les études du comportement des mélanges boueux fins ont en général été réalisées dans un but d'application à des problèmes industriels ou de travaux publics. De ce fait la rhéologie est souvent considérée comme un outil d'estimation globale du comportement d'un mélange, ou de comparaison des mélanges entre eux. Ainsi dans les domaines des laves torrentielles, des mélanges eau-argiles ou des vases, le seuil de contrainte est souvent défini (dans un diagramme gradient de vitesse vs contrainte tangentielle) comme la valeur de la contrainte à l'intersection de l'axe des contraintes et d'une droite ajustée sur les points de mesures aux forts gradients de vitesse. Ce type de mesure présuppose une loi de comportement du type Bingham dans une gamme arbitraire de gradients de vitesse, et par conséquent ne fournit pas en général la limite réelle d'écoulement du matériau. En mécanique des sols, les limites d'Atterberg permettent de comparer les matériaux fins entre eux ; mais comme elles donnent les limites de concentration pour lesquels le mélange possède des propriétés de mouvement dans des conditions particulières, elles ne permettent pas de prévoir précisément le seuil d'écoulement du matériau dans des conditions quelconques. Dans le domaine des boues de forage on caractérise souvent le fluide (eau+bentonite+additifs divers) par sa "résistance initiale". Celle-ci correspond, si on se réfère à la norme standard (**A.P.I. (1982)**) en usage aux Etats-Unis, à la contrainte à dépasser (sommet du pic de contrainte enregistré) lors de l'application soudaine d'un gradient de vitesse de $5,11 \text{ s}^{-1}$. **SPEERS et al (1987)** ont

remarqué que la valeur de cette résistance mesurée variait selon le rhéomètre utilisé. Ceci est parfaitement explicable par le fait que le pic observé ne correspond pas complètement à une propriété intrinsèque du matériau mais dépend de la vitesse d'application du mouvement et de la rapidité de la mesure par l'appareil. Si l'expérience pouvait être réalisée dans des conditions idéales (enregistrement du niveau de contrainte exactement en même temps que le début du mouvement) (cf Ch II) ce pic correspondrait à la réponse instantanée du matériau dès l'imposition du mouvement, avant que le matériau n'ait eu éventuellement le temps de se déstructurer (cf Ch III, Ch IV).

V.2 Les fluides étudiés.

V.2.1 Origine et caractéristiques des matériaux.

La première argile utilisée est de la kaolinite traitée ("Supreme powder", English Clay). Les diamètres des particules de cette argile sont compris essentiellement entre 0,1 et 2 μm . La seconde argile est un matériau fin naturel prélevé dans la banlieue de Grenoble (Isère, France) que l'on nommera argile d'Eybens. La granulométrie de ce matériau est plus étendue (cf Figure V.1) que celle de la kaolinite. Enfin des matériaux plus grossiers (contenant des particules de diamètre inférieur à 5 cm) ont été prélevés tels quels dans des dépôts de laves torrentielles naturelles. On les a ensuite tamisés en présence d'eau, sans traitement particulier, pour ne conserver que la fraction très fine de l'échantillon. Trois de ces échantillons ont été tamisés à 100 μm (Pousset, Manival, Mont St. Helens). Ils constitueront dans la suite ce qu'on appellera le groupe A. L'origine et les caractéristiques de la fraction argileuse des échantillons du groupe A sont présentées dans le tableau V.1, la granulométrie de chacun des matériaux est présentée Figure V.1. Quatre autres échantillons ont été tamisés à 40 μm (Verdarel, Cratourier, Riffol, Enrouye) et constitueront le groupe B. Ces échantillons proviennent de dépôts de laves torrentielles de torrents des Alpes (France) et plus particulièrement du département des Hautes-Alpes, sauf le Riffol situé sur le département de l'Isère.

Groupe A		
Nom de l'échantillon	Origine du dépôt	Types principaux d'argiles contenues
Pousset	lave torrentielle, torrent des Alpes département de la Savoie (France)	illite (65 %) chlorite (25%) kaolinite (10 %)
Manival	lave torrentielle, torrent des Alpes département de l'Isère (France)	kaolinite (35 %) interstratifiés (30 %) illite (25 %) chlorite (10 %)
Mont St. Helens	coulée boueuse sur un volcan après une éruption état de Washington (U.S.A)	smectite

Tableau V.1 : Origine et caractéristiques des échantillons du groupe A. Le pourcentage et les types d'argiles contenues dans ces échantillons ont été déterminés par analyse de la diffraction des rayons X ; (pour les données concernant l'échantillon du Mont St. Helens, cf **MAJOR & PIERSON (1990)**)

V.2.2 Préparation des mélanges.

Les fractions fines obtenues après tamisage ont été mises au four pour séchage pendant 24 h à une température de 105 °C. Pour réaliser les mélanges, les matériaux secs ont été plongés dans la quantité d'eau nécessaire à l'obtention d'une concentration solide particulière. Mis à part dans certains cas où ce sera explicitement signalé, l'eau utilisée pour ces mélanges était l'eau du robinet. La variabilité des caractéristiques de cette eau d'une expérience à l'autre est apparue avoir une influence négligeable sur le comportement des mélanges. L'eau et la fraction solide étaient d'abord laissées au repos pendant 10 mn pour une bonne imbibition de l'eau dans la fraction solide. De cette façon le produit obtenu après ce repos semblait déjà bien homogène. Pour achever cette homogénéisation, on a procédé à une agitation manuelle vigoureuse pendant 5 mn. Les tests

qui n'avaient pas pour but d'étudier l'influence de la température ont été réalisés à une température de 20 °C.

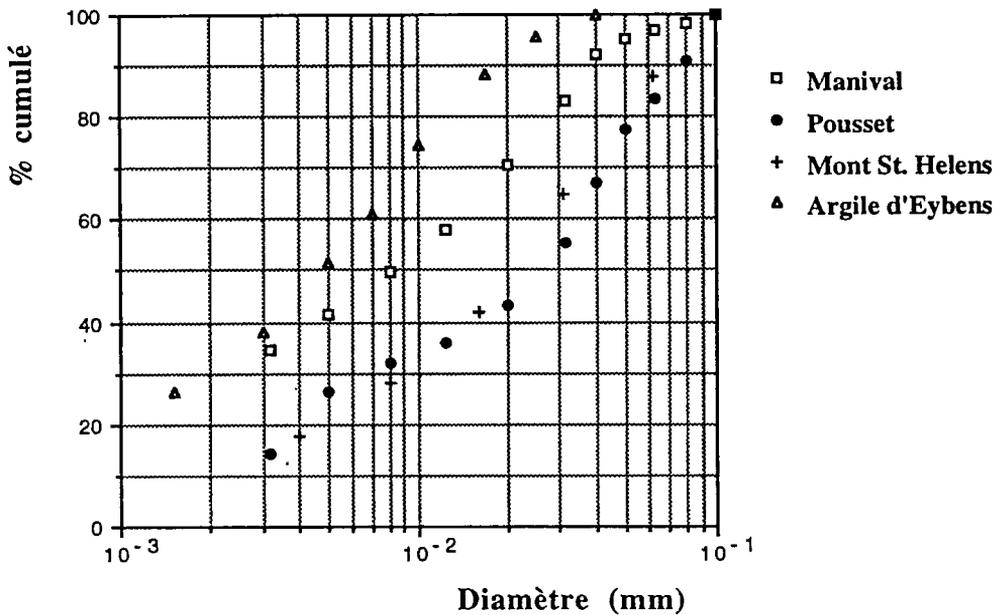


Figure V.1 : Granulométries des échantillons du groupe A et de l'argile d'Eybens.

V.3 Procédure expérimentale.

V.3.1 Appareils utilisés.

Pour les mesures, un rhéomètre à contrainte contrôlée (CARRI-MED C.S.) et un rhéomètre à vitesse contrôlée (Rheometrics Mechanical Spectrometer, (R.M.S.)) ont été utilisés. Ces appareils ont été décrits au chapitre II et III. Pour les expériences avec le R.M.S. on a utilisé une géométrie plans parallèles (diamètre 5 cm, intervalle de 3 mm). Les courbes de régimes permanents qui constituent l'essentiel des résultats présentés ici ont été réalisées avec le rhéomètre à contrainte contrôlée CARRI-MED CS. La géométrie plan-cône troué (décrite au Ch II) (cône troué d'un angle de 8 °, diamètre intérieur : 2 cm, diamètre extérieur : 4 cm) a été utilisée pour les essais.

V.3.2 Procédure et problèmes expérimentaux.

Les expériences de rhéométrie avec des suspensions et dispersions concentrées sont délicates. Les procédures expérimentales adaptées pour chaque type d'expérience, les problèmes expérimentaux, les précautions à prendre et les méthodes de contrôle des effets perturbateurs ont fait l'objet d'une étude plus complète au Ch II. Les problèmes expérimentaux spécifiques aux mélanges boueux testés dans ce travail sont surtout des effets de bords. Les deux principaux phénomènes perturbateurs sont l'évolution de la forme de la surface libre latérale externe pendant une expérience à contrainte fixe (creusement évolutif), et/ou le changement du mode de cisaillement des différentes parties de cette surface libre en fonction de la contrainte imposée. On rappelle aussi (cf Ch II) que ces effets peuvent dans certains cas laisser croire à l'existence de propriétés temporelles ou d'éventuelles instabilités du comportement. Les méthodes décrites au Ch II (attente d'une stabilisation du creusement, mesure rapide lors d'un changement de niveau de contraintes, correction du diamètre utilisé pour les calculs dans le cas d'un creusement) ont été utilisées pour obtenir des mesures non perturbées par les effets de bords.

Ce type d'effet est vraisemblablement moins important lors d'un écoulement entre deux cylindres coaxiaux. Cependant la géométrie plan-cône troué nous a semblé plus intéressante pour différentes raisons :

- elle impose un gradient de vitesse théoriquement homogène au sein de l'échantillon
- elle permet de tester des mélanges contenant des particules de grand diamètre (100 μm)
- l'homogénéité de l'écoulement est plus facilement contrôlable
- l'utilisation de cette géométrie est plus simple et plus rapide que le rhéomètre à cylindres coaxiaux.

En revanche un inconvénient majeur de cet outil est qu'il y a deux surfaces libres.

Pour comparer les comportements des différents mélanges on a essentiellement utilisé les courbes des régimes permanents en cisaillement simple. Dans chaque cas cette courbe a été obtenue en réalisant des tests à différents niveaux de contrainte imposée. Chaque niveau est maintenu pendant un temps suffisamment long pour que le régime quasi-permanent ait le temps de s'installer, mais suffisamment court pour que l'évolution

du bord ne perturbe pas les mesures pendant l'ensemble de l'expérience avec cet échantillon.

V.4 Résultats expérimentaux.

V.4.1 Mélanges eau-kaolinite.

V.4.1.1 Propriétés générales.

Après des temps relativement courts (environ une dizaine de secondes), lorsqu'une contrainte ou un gradient de vitesse sont imposés de façon à réaliser un écoulement, on obtient un régime quasi-permanent, la surface latérale n'évoluant plus de manière importante. Si on attend plus longtemps on peut remarquer une augmentation lente (relativement aux variations initiales) de la contrainte (à vitesse imposée) ou une diminution lente de la vitesse (à contrainte imposée). Cette évolution se poursuit pendant au moins vingt minutes*. On a donc une évolution progressive de l'échantillon. Mais cette transformation semble pratiquement irréversible. En effet, si au préalable le mélange est mixé à 1500 trs/mn pendant une heure, le niveau de contrainte (resp. de vitesse) mesuré lors de la même expérience que précédemment est immédiatement très supérieur (resp. inférieur) au niveau obtenu au début de la même expérience avec le mélange mixé à la main (cf Figure V.2). Si on prolonge ce test, la contrainte (resp. vitesse) continue d'augmenter (resp. diminuer) constamment. Si on laisse ce mélange au repos pendant plusieurs jours, le niveau de contrainte (resp. de vitesse) mesuré au début d'une nouvelle expérience est toujours à peu près le même. Ceci prouve donc que les phénomènes décrits ne sont pas dus à des effets de bords, et a priori ne sont pas imputables à une structuration réversible** du mélange. Il est probable qu'une réaction chimique ou qu'une altération du matériau se produit.

Par ailleurs, indépendamment de ce problème on a pu constater que :

- le mélange eau-kaolinite ne possède pas de propriétés élastiques apparentes sous le seuil de contrainte. Lors d'expériences de fluage puis relâchement de la contrainte, aucun retour en arrière de l'outil n'a été enregistré.

* Temps maximum de durée des expériences réalisées afin d'éviter les problèmes dus au séchage des mélanges.

** Dans des temps inférieurs à quelques jours.

- les mélanges eau-kaolinite semblent posséder des propriétés de rhéopexie***, indépendamment de l'évolution inexorable décrite précédemment et dont les effets sur la contrainte sont moins sensibles. On montre sur la Figure V.3 comment l'application d'un même gradient de vitesse après différents temps de repos permet d'observer des réponses différentes. Lorsque ce temps de repos augmente, le temps que met l'échantillon à atteindre un régime quasi-permanent est plus long. Ce phénomène n'est sûrement pas lié au séchage puisqu'on reste dans des temps d'expérience assez courts, et il n'est probablement pas lié à une évolution du mode de cisaillement de la surface libre. En effet le temps mis pour atteindre le régime quasi-permanent après le démarrage est grand par rapport au temps nécessaire à un brassage complet de l'échantillon à un gradient de vitesse de 100 s⁻¹.

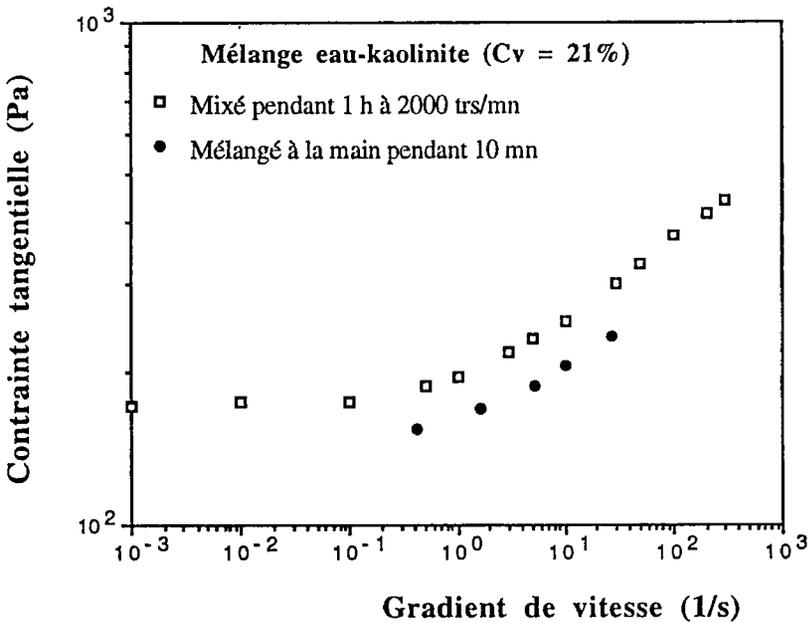


Figure V.2 : Mélange eau-kaolinite : importance du mode de préparation du mélange sur la courbe des régimes permanents en cisaillement simple.

*** Augmentation de la viscosité apparente du fluide au cours de l'écoulement, et diminution de la viscosité apparente pendant le repos.

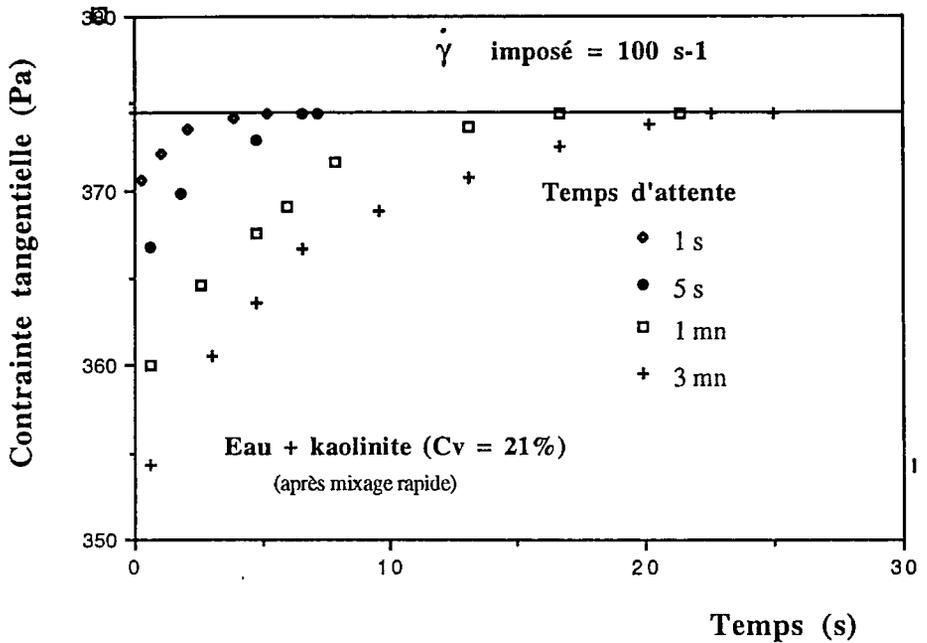


Figure V.3 : Mélange eau kaolinite : Evolution de la contrainte lors d'une imposition brutale d'un gradient de vitesse (100 s⁻¹), après différents temps de repos.

On a donc affaire ici à un fluide complexe possédant des propriétés qui ne semblent pas facilement explicables par l'évolution de la microstructure. Dans la suite, on observera simplement l'évolution de la loi de comportement en cisaillement simple en fonction de la concentration solide volumique.

V.4.1.2 Comportement des mélanges eau-kaolinite à différentes concentrations.

Les courbes des régimes permanents peuvent être bien décrites par une loi du type Herschel-Bulkley. On a calé les paramètres de ce modèle sur les mesures réalisées sur quatre mélanges à différentes concentrations solides (cf Figure V.4). La méthode de calage de ce modèle est décrite et

commentée au paragraphe V.4.3.6. Les paramètres obtenus sont les suivants :

Cv	pH	τ_c	n	K
15,4	4,85	24	0,313	9,1
19,6	4,6	65	0,322	28,4
23	4,5	130	0,34	35,8
27	4,3	290	0,363	74,6

Tableau V.2 : Mélanges eau-kaolinite à différentes concentrations solides. Paramètres de la loi de Herschel-Bulkley.

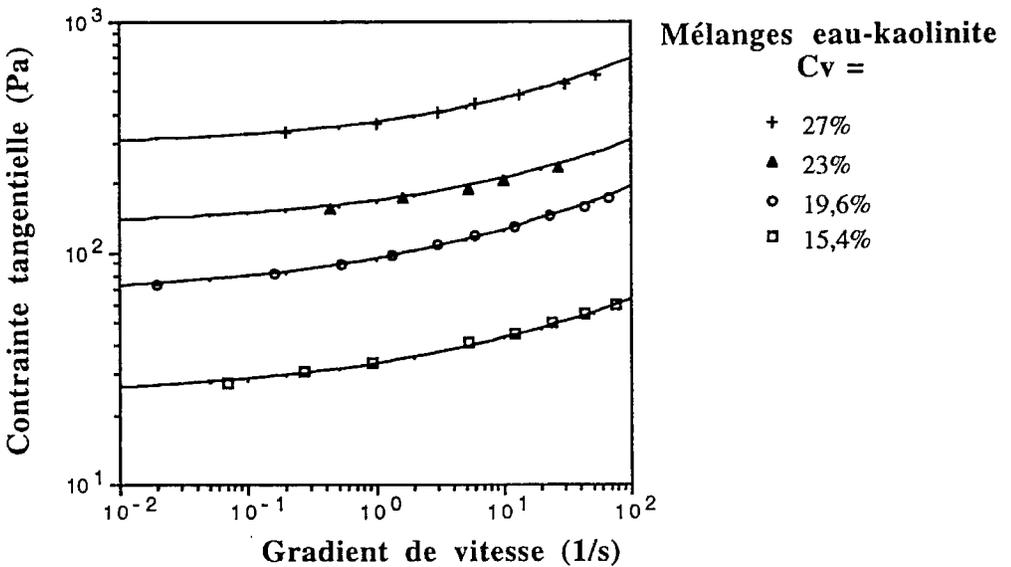


Figure V.4 : Mélanges eau-kaolinite (différentes concentrations solides) : courbes des régimes permanents en cisaillement simple et calage d'une loi de Herschel-Bulkley sur les mesures.

V.4.2 Principales propriétés des autres mélanges.

Comparés à l'eau, les mélanges obtenus sont très visqueux, et possèdent en outre un seuil de contrainte en deçà duquel ils ne s'écoulent pas. Ce seuil est dû au fait que le seuil de percolation des particules est dépassé. Les particules d'argiles peuvent se lier les unes aux autres par l'intermédiaire

de leur double-couches polarisées, les grains peuvent se frotter les uns contre les autres. Les grains et les particules d'argiles forment un réseau continu d'éléments en liaison ou en contact direct (cf Ch IV) d'un bout à l'autre de l'échantillon. Pour briser ce réseau, il faut briser une partie des liaisons (au moins momentanément) ou initier le mouvement relatif d'une partie grains en contact. Ceci explique l'effort minimal qui doit être appliqué pour briser le réseau d'ensemble et donc pour initier le mouvement de la suspension.

Ces mélanges ne possèdent aucune propriété dépendant du temps apparente. Des expériences réalisées avec le rhéomètre à vitesse contrôlée sur les matériaux du groupe A et sur l'argile d'Eybens ont permis d'aboutir à cette conclusion. Chaque mélange, après avoir été précisailé suffisamment longtemps pour que le niveau de contrainte mesuré à vitesse constante soit pratiquement constant, est ensuite laissé au repos pendant un temps variable. Puis on impose à nouveau la vitesse initiale et on observe la réponse en contrainte. Pour un échantillon donné, quel que soit le temps de repos, cette réponse est apparue identique, le niveau de contrainte du régime permanent s'établit presque immédiatement. Ceci prouve que ces mélanges n'ont pas la capacité de se restructurer dans des temps inférieurs à un quart d'heure. Les propriétés temporelles de ces fluides pourront donc être négligées tant qu'on n'a pas affaire à des écoulements très courts ou très longs.

Les courbes des régimes permanents en cisaillement simple représentent donc une caractéristique essentielle du fluide. De ce point de vue ces mélanges ont un autre point en commun, ils ont tous une viscosité absolue décroissant lorsque le gradient de vitesse augmente (rhéofluidification). Aucune mesure de contrainte normale (seconde différence de contrainte normale mesurée avec le rhéomètre R.M.S.) reproductible n'a pu être réalisée. Ce type de mesure a semblé être très perturbé par la présence de la surface libre (tension superficielle ?) et par les moindres effets perturbateurs survenant le long de cette surface. Si une grande variabilité peut être ainsi enregistrée, c'est probablement parce que les niveaux de la seconde différence de contraintes normales sont faibles et peu variables dans la gamme de gradients de vitesse testée.

V.4.3 Influence de certains paramètres.

V.4.3.1 Influence du mode de préparation.

Un mélange d'eau et d'argile d'Eybens ($C_v = 38\%$) a été préparé de la même manière que précédemment sauf pour ce qui est de l'homogénéisation qui a été réalisée à l'aide d'un mélangeur en rotation à la vitesse de 500 trs/mn pendant 20 mn. Les résultats obtenus avec ces deux méthodes de mélanges sont présentés sur la Figure V.5. On constate qu'un mélange long et rapide a tendance à liquéfier le produit et ceci de manière irréversible. Ce phénomène, qui est l'inverse de celui constaté pour des mélanges d'eau et de kaolinite, ne semble pas être facilement explicable à partir de nos connaissances.

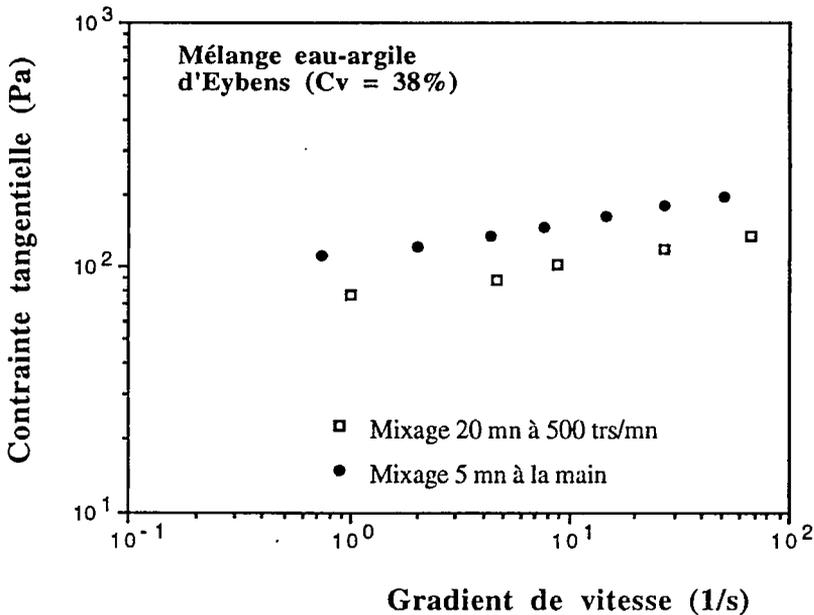


Figure V.5 : Mélange eau-argile d'Eybens : importance du mode de préparation du mélange sur la courbe des régimes permanents en cisaillement simple.

V.4.3.2 Influence de la composition.

Les composants de base de ces mélanges sont l'eau, les argiles et les grains (de diamètre supérieur à environ $2\ \mu\text{m}$). L'eau ne change pas, ce sont certaines de ses qualités qui peuvent changer et feront l'objet de

discussions dans les paragraphes suivants. Les argiles peuvent être de différents types suivant la structure des feuillets élémentaires. Mais pour un même type d'argile les cations compensateurs adsorbés à la surface des feuillets primaires peuvent être différents. Les potentiels des double-couches formées dans l'eau autour de chacune de ces particules colloïdales par diffusion de ces cations sont alors différents. Comme chaque mélange boueux fin peut contenir des argiles de différents types il est clair que la variété des interactions au sein d'un mélange argileux est infinie. En outre, malgré la possibilité d'utiliser des techniques modernes, la proportion de chaque constituant argileux pur au sein d'un matériau naturel est encore déterminée avec une grande incertitude.

On nommera dans la suite "grains" les particules non argileuses. On négligera les différences d'interactions (des grains dans l'eau, ou des grains entre eux) qui peuvent exister pour des grains de roches différentes. Dans ce cadre la comparaison entre les ensembles de grains des mélanges pourra être faite simplement à l'aide de la distribution granulométrique des particules (incluant en général la fraction argileuse). Sur la Figure V.1 on constate que globalement les granulométries ne sont pas trop différentes les unes des autres dans la mesure où elles sont toutes "étendues". Mais la variété de courbes possibles est cependant infinie.

Il apparaît alors difficile (cf Ch I), et en général peu utile, de chercher à étudier directement l'influence des variations d'un paramètre de la composition de la fraction solide sur la loi de comportement. Il est cependant parfois possible d'apporter quelques informations qualitatives. Par exemple d'après **O'BRIEN & JULIEN (1988)** et **MAJOR & PIERSON (1990)**, à concentration solide constante et fraction fine d'un type donné, le niveau du seuil de contrainte augmente avec la proportion de particules fines. Par ailleurs nos résultats montrent qu'à concentration solide constante, des matériaux fins différents possèdent des lois de comportement différentes (cf Figure V.6). Dans la suite on examinera l'influence d'autres paramètres sur la loi de comportement, à composition de la fraction solide donnée.

V.4.3.3 Influence de la concentration.

On constate d'emblée sur les courbes des régimes permanents en cisaillement simple (Figures V.7 à V.13) que le comportement des

mélanges est extrêmement sensible à la concentration solide. Les niveaux de contraintes mesurés à des gradients de vitesse fixes augmentent très rapidement (d'environ un ordre de grandeur de contrainte pour une augmentation de 8% de concentration solide pour la plupart des mélanges).

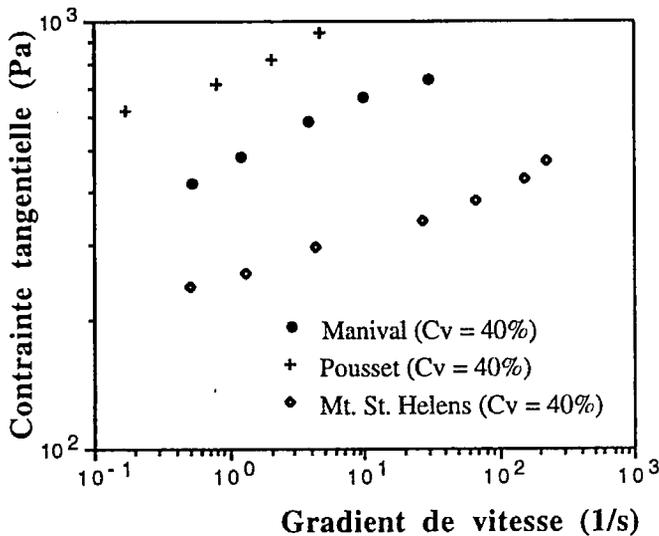


Figure V.6 : Echantillons du groupe A : Courbe des régimes permanents en cisaillement simple à une concentration solide identique ($C_v = 40\%$).

V.4.3.4 Influence de la température.

La gamme des températures qui peuvent être intéressantes pour la plupart des écoulements naturels est $[0, 20\text{ °C}]$. Des tests ont été effectués avec deux échantillons du groupe B. Les résultats obtenus (cf Figure V.14-15) pour les températures différentes de 0 °C sont des courbes dispersées autour d'une courbe moyenne avec des fluctuations imputables aux incertitudes de mesures (effets de bords, légères modifications du matériau). Il n'y a donc pas d'effet de la température sur le comportement du matériau dans cette gamme de température. La courbe obtenue à la température de 0 °C est plus éloignée de la courbe moyenne probablement parce qu'à cette température des cristaux de glaces se forment au sein de la boue.

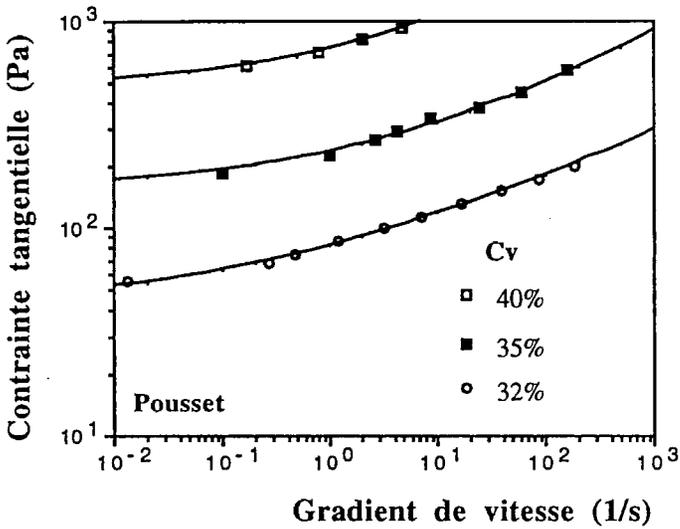


Figure V.7 : Mélanges eau-échantillon du Pousset (différentes concentrations solides) : courbes des régimes permanents en cisaillement simple et calage d'une loi de Herschel-Bulkley sur les mesures.

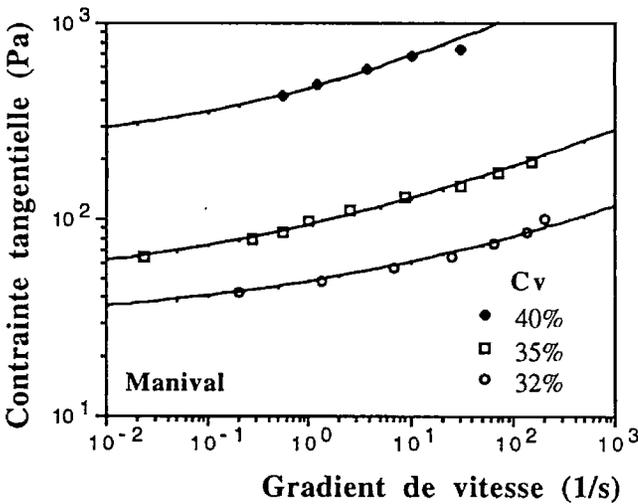


Figure V.8 : Mélanges eau-échantillon du Manival (différentes concentrations solides) : courbes des régimes permanents en cisaillement simple et calage d'une loi de Herschel-Bulkley sur les mesures.

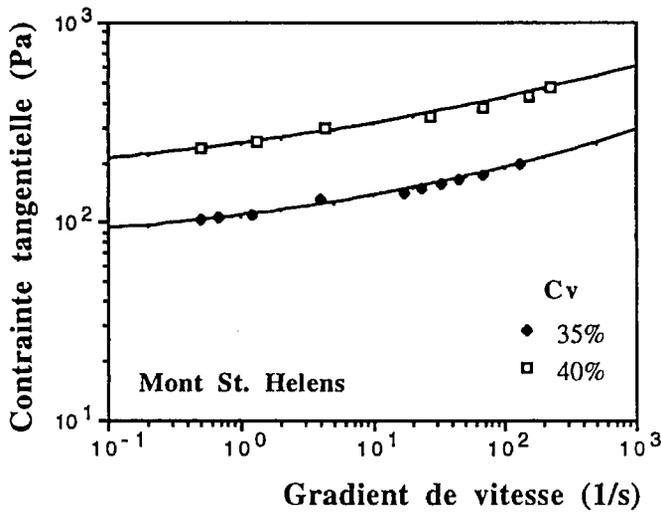


Figure V.9 : Mélanges eau-échantillon du Mont St. Helens (différentes concentrations solides) : courbes des régimes permanents en cisaillement simple et calage d'une loi de Herschel-Bulkley sur les mesures.

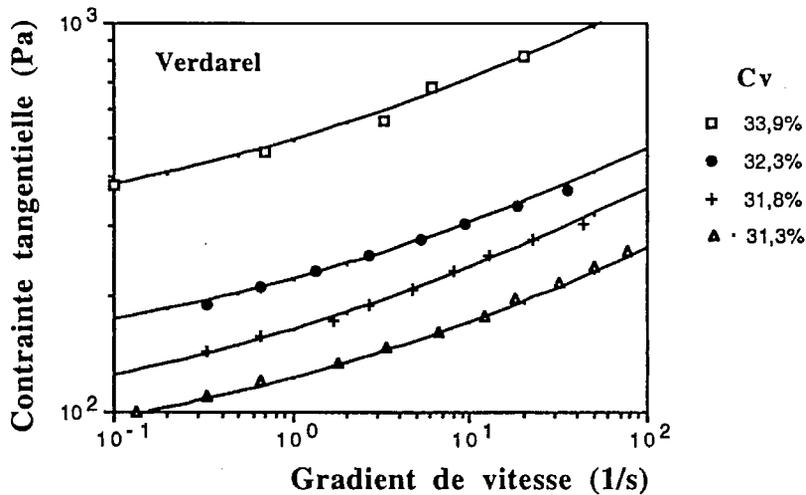


Figure V.10 : Mélanges eau-échantillon du Verdarel (différentes concentrations solides) : courbes des régimes permanents en cisaillement simple et calage d'une loi de Herschel-Bulkley sur les mesures.

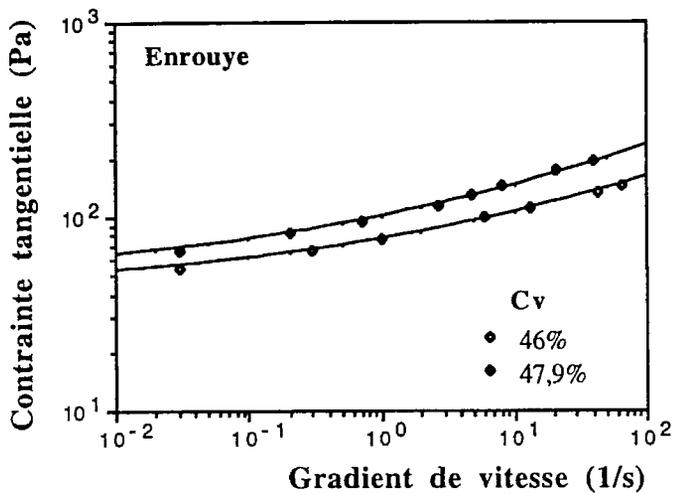


Figure V.11 : Mélanges eau-échantillon de l'Enrouye (différentes concentrations solides) : courbes des régimes permanents en cisaillement simple et calage d'une loi de Herschel-Bulkley sur les mesures.

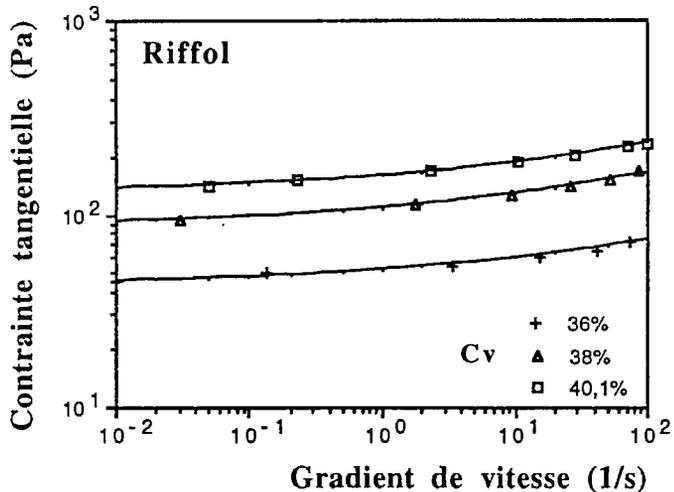


Figure V.12 : Mélanges eau-échantillon du Riffol (différentes concentrations solides) : courbes des régimes permanents en cisaillement simple et calage d'une loi de Herschel-Bulkley sur les mesures.

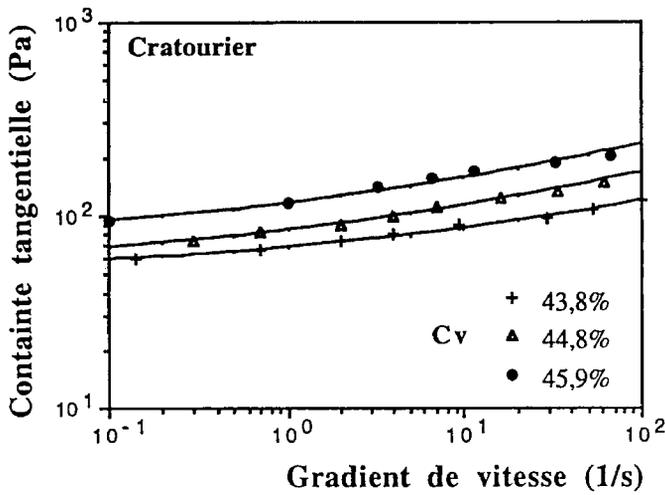


Figure V.13 : Mélanges eau-échantillon du Cratourier (différentes concentrations solides) : courbes des régimes permanents en cisaillement simple et calage d'une loi de Herschel-Bulkley sur les mesures.

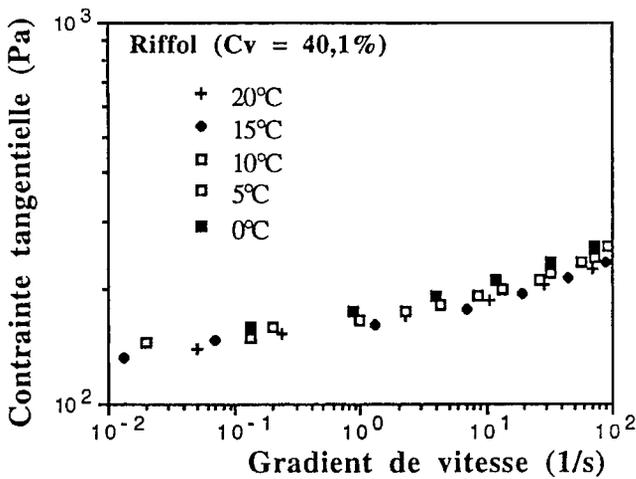


Figure V.14 : Mélange eau-échantillon du Riffol (Cv = 40,1 %) : courbe des régimes permanents en cisaillement simple à différentes températures.

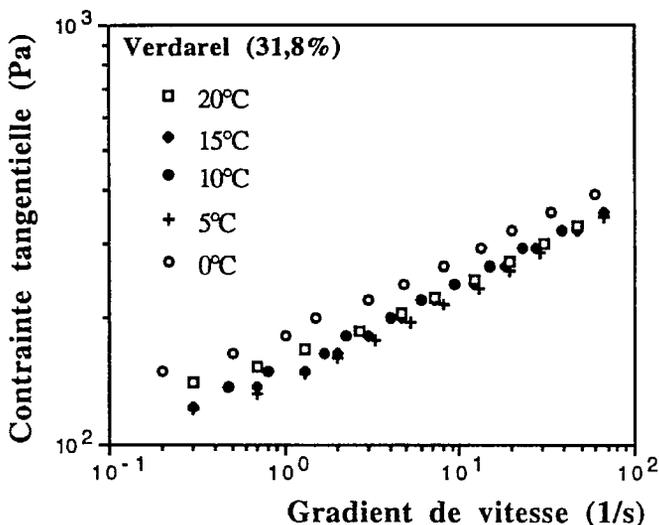


Figure V.15 : Mélange eau-échantillon du Verdarel ($C_v = 31,8 \%$) : courbe des régimes permanents en cisaillement simple à différentes températures.

V.4.3.5 Influence du pH et de la salinité.

On regroupera sous le terme de salinité la présence dans l'eau d'un électrolyte, donc de cations susceptibles de remplacer les cations compensateurs adsorbés à la surface des feuillets d'argiles. Il est difficile en pratique de faire varier le pH indépendamment de la salinité. De toute façon les effets de variations de pH ou de salinité d'un même mélange concernent toujours les double-couches. Des variations parfois infimes du pH ou de la salinité peuvent produire des changements spectaculaires de la loi de comportement (cf Ch I). Une étude complète de l'influence du pH et de la salinité sur le comportement des mélanges ne paraît pas possible étant donné la complexité et la variété des phénomènes possibles. On se propose ici simplement d'observer quelques effets possibles de la variation de certains paramètres sur le comportement des mélanges boueux fins.

Mis à part pour le mélange eau-kaolinite (cf paragraphe V.4.1.2), dans la gamme de concentration solide relative à chaque échantillon, le pH ne varie pas sensiblement. On a aussi testé des mélanges pour lesquels l'eau utilisée avait des caractéristiques différentes : eau du robinet, eau distillée,

eau salée à différentes concentrations, eau et soude, eau et acide chlorhydrique. Les résultats sont présentés Figure V.16 à 18. Lors de ces expériences, de faibles variations des caractéristiques de l'eau ne produisent pas de changements sensibles du comportement. En revanche lorsque le pH de l'eau est nettement abaissé, les mélanges peuvent être beaucoup plus liquides (cf Figure V.18). Pour des écoulements naturels, ces paramètres, et donc la loi de comportement, sont susceptibles de varier, mais rarement de manière aussi importante que dans le cas de la Figure V.18.

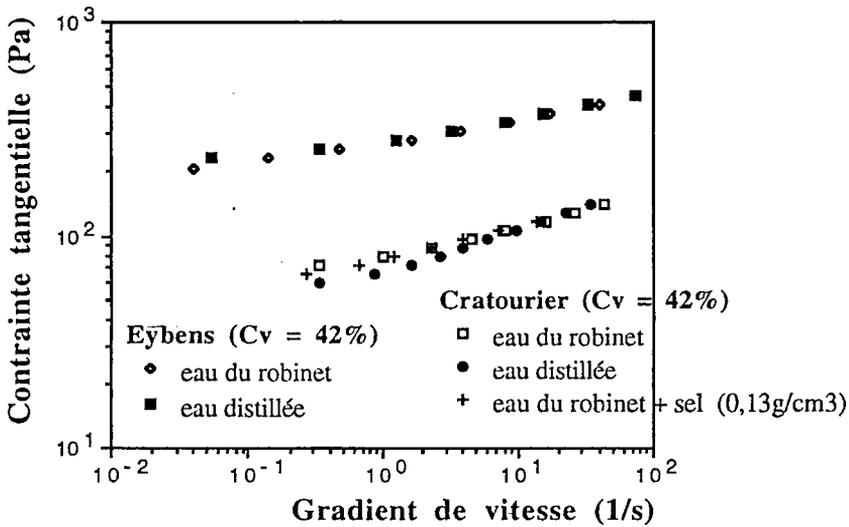


Figure V.16 : Importance des caractéristiques de l'eau utilisée pour la préparation des mélanges. Courbe des régimes permanents en cisaillement simple de deux mélanges (eau-argile d'Eybens et Cratourier) avec différents types d'eau.

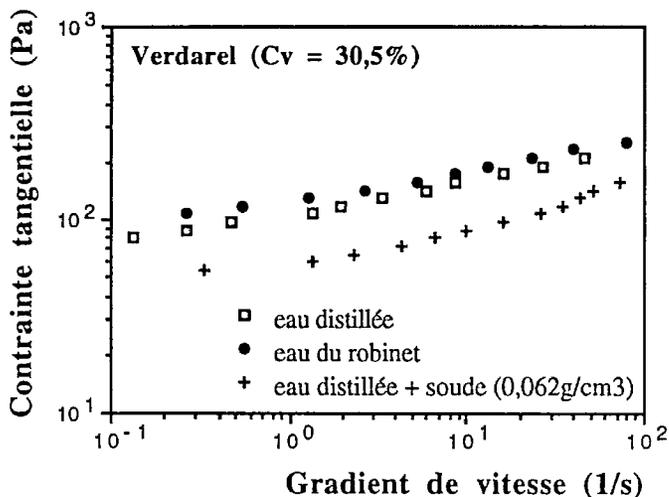


Figure V.17 : Importance des caractéristiques de l'eau utilisée pour la préparation des mélanges. Courbe des régimes permanents en cisaillement simple d'un mélange eau-Verdarel avec différents types d'eau.

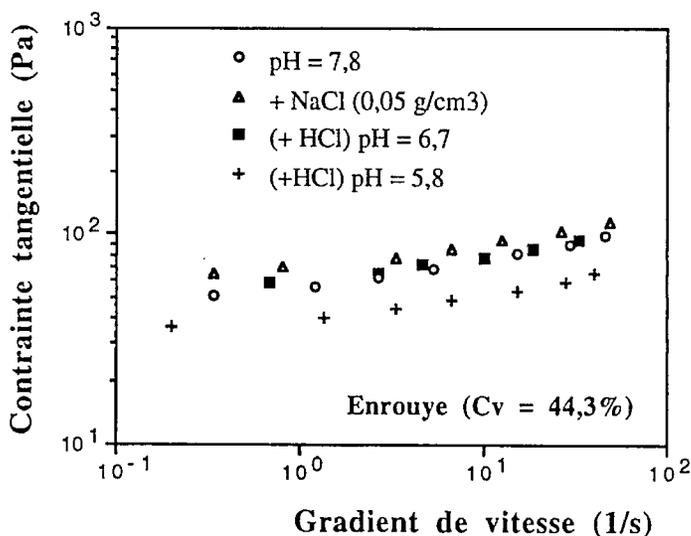


Figure V.18 : Importance des caractéristiques de l'eau utilisée pour la préparation des mélanges. Courbe des régimes permanents en cisaillement simple d'un mélange eau-Enrouye avec différents types d'eau.

V.4.3.6 Modélisation.

Etant donné la complexité des composants des mélanges et la diversité des interactions entre particules d'argiles et grains qui en résulte, nous ne nous lancerons pas ici dans une modélisation fondée sur des arguments microstructuraux. On cherchera seulement à mettre en valeur des caractères généraux de ces mélanges. Pour cela la meilleure méthode nous semble être d'utiliser une modélisation empirique de la loi de comportement. On ne s'est intéressé qu'au cisaillement simple en régime permanent. Une loi de Bingham simple n'est pas adaptée parce que la viscosité absolue diminue dans des proportions trop grandes entre les faibles (10^{-2} s^{-1}) et les forts gradients de vitesse (10^2 s^{-1}). Cependant si on restreint l'étude de la courbe des régimes permanents aux gradients de vitesse élevés ou à seulement une décade de gradients de vitesse, on peut facilement caler sur les mesures une loi de Bingham de manière assez correcte mais cela diminue l'intérêt d'une telle modélisation.

Il est important de connaître le comportement du matériau dans la plus large gamme de gradients de vitesse et pour différents types d'expériences si l'on veut être capable de prévoir précisément les écoulements naturels. Notamment un point important est la recherche du seuil de contrainte réel, c'est-à-dire la contrainte exacte à partir de laquelle un écoulement se produit. Différentes méthodes sont possibles pour la détermination de ce seuil. Celles-ci sont développées entre autres dans (MAGNIN & PIAU (1990)). On a utilisé ici la méthode qui consiste à augmenter progressivement la contrainte jusqu'à ce qu'un écoulement se produise (cf Ch II). Evidemment les effets perturbateurs qui peuvent apparaître plus particulièrement aux faibles gradients de vitesse, limitent la qualité de la mesure de ce seuil de contrainte. Dans notre cas il a été possible en général d'obtenir des mesures correctes pour des gradients de vitesse supérieurs à 10^{-2} s^{-1} . En considérant le niveau de contrainte atteint à cette vitesse on obtient une valeur qui ne correspond pas tout à fait au seuil "vrai". Ce dernier peut être évalué par une extrapolation de la courbe des régimes permanents tracée en échelle logarithmique vers les gradients de vitesse faibles. Mais cette méthode comporte encore une certaine incertitude.

Le modèle qui semble le mieux pouvoir être calé sur les courbes obtenues est une loi du type Herschel-Bulkley, qui s'exprime en cisaillement simple sous la forme :

$$\tau = \tau_c + K \dot{\gamma}^n$$

Le calage a été réalisé sur toutes les mesures effectuées et semble très bon dans la gamme de gradients de vitesse testés (cf Figure V.7 à 13). La méthode utilisée pour ce calage est la suivante : on estime grossièrement le niveau du seuil de contrainte du modèle par extrapolation des courbes vers les gradients de vitesse faibles (dans un diagramme en échelle logarithmique), puis on trace la courbe $\tau - \tau_c$ en fonction de $\dot{\gamma}$ (dans un diagramme en échelle logarithmique). Si on obtient une droite, la pente de cette droite nous fournit la valeur de n . Sinon on peut légèrement modifier le niveau de seuil estimé et recommencer l'opération précédente. Lorsqu'on cherche à caler une loi comportant trois paramètres sur une courbe expérimentale, il est facile d'obtenir différents triplets de paramètres qui semblent assez bien convenir. Il ne faut donc pas accorder à un quelconque de ces triplets une signification particulière, il s'agit juste d'une estimation des paramètres.

	Manival (pH=7,4)			Pousset (pH=7,7)			Mont St.Helens (pH =8,1)	
Cv (%)	32	35	40	32	35	40	35	40
τ_c (Pa)	29	44	220	39	150	470	75	150
K	18,9	49	241,7	43,5	84,9	269,7	33	98,3
n	0,22	0,23	0,27	0,258	0,315	0,34	0,27	0,22

Tableau V.3 : Mélanges obtenus à partir des échantillons du groupe A : paramètres d'une loi de Herschel-Bulkley pour différentes concentrations solides.

Les résultats du calage de cette loi sur les expériences faites avec les échantillons du groupe A, à des concentrations variant dans une large gamme ([32, 40 %]) sont portés dans le tableau V.3. On constate que le seuil et le paramètre K augmentent très rapidement avec la concentration. Quant au coefficient n il reste dans l'intervalle assez étroit [0,22; 0,34].

Les difficultés expérimentales étaient nombreuses avec ces mélanges, on estime l'incertitude sur les résultats à environ 10 %.

Une seconde série d'expériences a porté sur les échantillons du groupe B à des concentrations variant dans une gamme plus restreinte que précédemment mais correspondant à peu près aux concentrations des mélanges d'eau et de cette fraction fine au sein des laves torrentielles en écoulement. Les résultats du calage sont portés sur la Tableau V.4. Les valeurs obtenues pour le coefficient n lors d'un premier calage étaient proches de 0,275. Or, il est possible, en jouant sur les trois paramètres, de choisir pour ce modèle d'autres triplets proches qui fournissent un calage sur les mesures aussi correct (ceci parce que la gamme de gradients de vitesse étudiés n'est pas trop large). On a donc volontairement pris cette valeur de n pour chaque calage. Cette possibilité d'unification des résultats s'explique vraisemblablement par le fait que les écoulements naturels ont une matrice interstitielle dont le comportement varie dans une faible plage. On remarque alors d'une part que le seuil et le paramètre K augmentent rapidement avec la concentration, et d'autre part que le rapport de ces deux paramètres est à peu près constant pour un échantillon donné et souvent proche de 1.

	Verdarel (pH=8,1)				Cratourier (pH=8,15)			Enrouye (pH=7,8)		Riffol (pH=8)		
C_v (%)	31,3	31,8	32,3	33,9	43,8	44,8	45,9	46	47,9	36	38	40,1
τ_c (Pa)	67	80	120	250	49	52	69,6	51	50	43	87	130
K	54,7	82,5	99	248	19,8	32,5	46,3	33	44	9	22,6	30,2
n	0,275				0,275			0,275		0,275		

Tableau V.4 : Mélanges obtenus à partir des échantillons du groupe B : paramètres d'une loi de Herschel-Bulkley pour différentes concentrations solides.

En traçant dans un diagramme en échelle logarithmique le seuil de contrainte et le paramètre K en fonction de la concentration pour tous les

échantillons testés (y compris les mélanges eau-kaolinite) on peut apprécier la rapide augmentation de ces paramètres (Figure V.19).

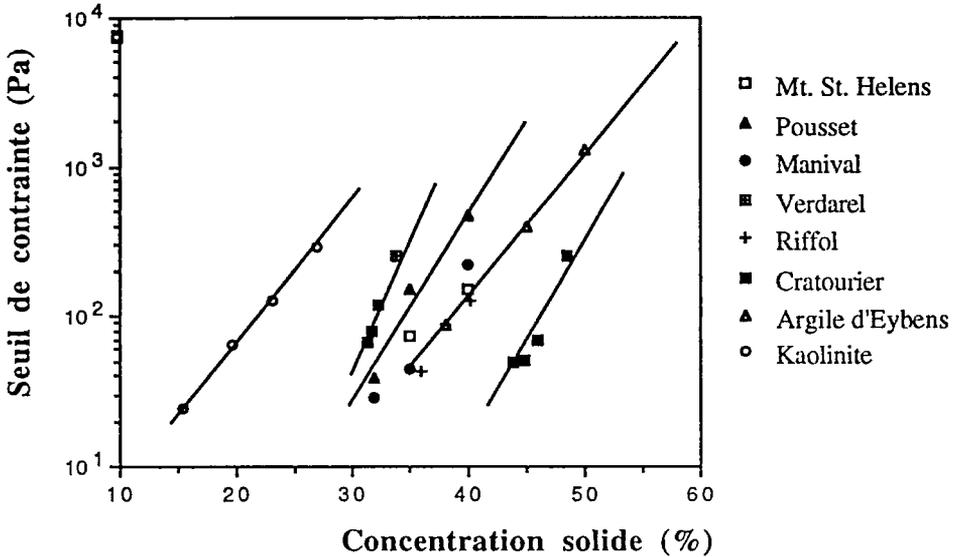


Figure V.19 : Seuil de contrainte en fonction de la concentration solide pour les différents mélanges testés.

Le modèle de Herschel-Bulkley proposé pour décrire le comportement de ces mélanges en cisaillement simple n'exprime a priori rien des phénomènes qui conditionnent la loi de comportement au niveau de la microstructure. Cependant une comparaison des mélanges entre eux à partir des paramètres trouvés semble plus pertinente qu'aucune autre méthode de comparaison. Par ailleurs on a pu constater que tous les mélanges boueux fins testés sont rhéofluidifiants. Cette propriété mériterait si possible d'être expliquée. Contrairement aux interactions entre particules dans des mélanges eau-argiles à certains pH (cf Ch III), les interactions entre particules dans un mélange boueux fin comprenant de l'eau et des matériaux divers sont assez faibles. Une preuve incontestable de cette affirmation est le fait que les concentrations solides que l'on peut obtenir, sans que le seuil de contrainte ne soit trop élevé, sont assez importantes (Cv de l'ordre de 30 à 50 %), et finalement pas trop éloignées de la concentration maximale d'entassement. Compte-tenu

de ces observations, on peut supposer que la proportion d'eau faiblement liée dans des double-couches est certainement assez grande. Lorsque le gradient de vitesse augmente, une partie de cette eau liée devient progressivement libre. Tout se passe donc comme si la concentration volumique du fluide interstitiel que constitue l'eau libre devenait plus important au sein de la suspension. Cette eau libre est supposée posséder une viscosité plus faible que l'eau liée, ce qui explique la diminution de la viscosité apparente du mélange lorsque le gradient de vitesse augmente.

V.5 Comparaison avec les mesures de mécanique des sols.

En mécanique des sols pour caractériser un matériau on mesure notamment les limites d'Atterberg : limite de plasticité et limite de liquidité. Il est tentant de chercher à déterminer le seuil d'un écoulement d'une boue naturelle en utilisant ces limites empiriques. On peut effectivement mesurer les limites d'Atterberg de matériaux suffisamment fins. Du point de vue de la rhéologie, l'inconvénient majeur de cette technique est qu'elle permet seulement une comparaison entre les matériaux. Cependant comme ces limites sont parfois les seules caractéristiques qu'on possède d'un matériau, il paraît intéressant d'avoir une idée de ce que représentent ces limites d'Atterberg en termes de rhéologie. Notamment on va essayer de déterminer le comportement, étudié et mesuré par des techniques de rhéométrie, d'un mélange boueux à la concentration correspondant aux limites d'Atterberg. On propose dans la suite des résultats qui sont loin d'être exhaustifs mais doivent donner cependant quelques idées utiles. Les limites d'Atterberg obtenues pour deux matériaux (argile d'Eybens et Cratourier) sont présentées dans le tableau V.5.

On constate que les concentrations volumiques solides correspondant aux limites d'Atterberg sont situées bien au-dessus des concentrations des mélanges testés avec les rhéomètres. Des expériences de rhéométrie avec les mélanges à la concentration correspondant à la limite de plasticité ne donnent aucun résultat. Les effets perturbateurs qui se produisent d'habitude avec les mélanges boueux sont dans ce cas une caractéristique dominante du matériau. En revanche on peut obtenir des mesures avec des mélanges à des concentrations assez proches de la concentration

correspondant à la limite de liquidité. Notamment pour le Cratourier et l'argile d'Eybens on a pu obtenir les seuils de contrainte des mélanges à des concentrations respectivement de 48,4 % et 50 %. Les courbes des régimes permanents correspondantes sont présentées Figure V.20. Les difficultés de mesure expliquent la petite gamme de gradients de vitesse testés. En extrapolant les courbes donnant le seuil de contrainte en fonction de la concentration (Figure V.19) on peut en déduire que les courbes des régimes permanents des matériaux étudiés à la limite de liquidité sont situées dans une gamme supérieure à 2000 Pa environ.

	argile d'Eybens	Cratourier
Limite de liquidité concentration volumique solide (%) [teneur en eau (%)]	51,6 [19,6]	54,2 [19]
Limite de plasticité concentration volumique solide (%) [teneur en eau (%)]	65,4 [34,7]	66 [31,3]
Seuil de contrainte (Pa) estimé, du fluide à la concentration de <u>limite de</u> <u>liquidité</u>	2500	3000

Tableau V.5 : Argile d'Eybens et Cratourier : limites d'Atterberg et seuil de contrainte estimé des fluides à la concentration de limite de liquidité.

Aux plus faibles concentrations on a déjà des effets perturbateurs des expériences, ils deviennent cruciaux à des concentrations correspondant aux limites d'Atterberg. Il semble cependant possible de réaliser des expériences de rhéométrie à des gradients de vitesse assez faibles et avec des conditions aux limites adaptées. En ce sens, les mélanges boueux fins peuvent sûrement encore être considérés comme des fluides, même à des concentrations très élevées. Avec de tels matériaux la limite entre fluide et solide doit donc être clarifiée.

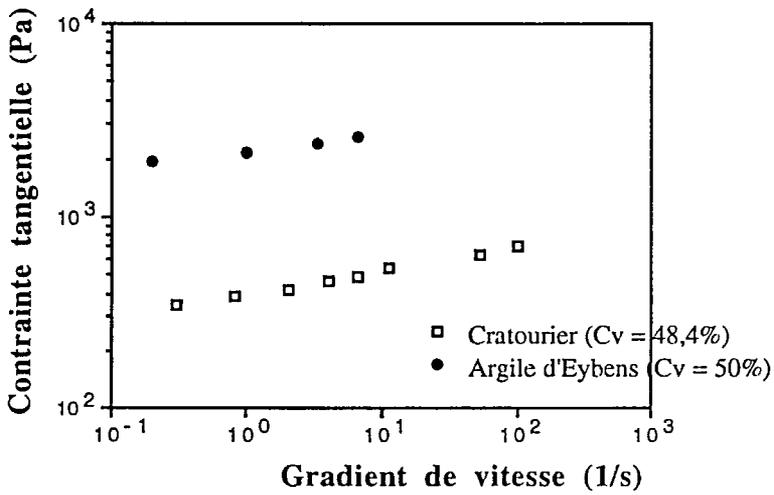


Figure V.20 : Mélange eau-argile d'Eybens et eau-Cratourier : courbes des régimes permanents aux concentrations les plus élevées pour lesquelles les tests ne sont pas trop perturbés.

CONCLUSION.

Des mélanges boueux naturels ont fait l'objet d'un certain nombre d'expériences de rhéométrie qui ont permis de déterminer les principales caractéristiques de ces fluides. Ces caractéristiques peuvent être décrites par les valeurs des trois paramètres d'une loi de Herschel-Bulkley calée sur la courbe des régimes permanents. La comparaison des propriétés de différents mélanges boueux fins apparaît possible par le biais d'une comparaison entre ces paramètres. Les techniques, utilisées pour décrire habituellement le comportement des mélanges ou comparer divers mélanges boueux, ne permettent pas forcément de déduire des informations concernant l'écoulement du fluide ou ne se rapportent pas forcément à des propriétés intrinsèques.

Le comportement de ces mélanges est peu affecté par des variations de température ou de faibles changements de pH ou de salinité. Dans une gamme de gradients de vitesse assez large le comportement de ces mélanges en cisaillement simple en régime permanent est bien représenté par un modèle de Herschel-Bulkley. Les coefficients de puissance du gradient de vitesse obtenus pour les différents mélanges varient dans une gamme restreinte et sont tous inférieurs à 0,5. La rhéofluidification constatée dans les lois de comportement de ce type de mélanges pourrait être expliquée par la faiblesse des interactions entre particules fines au sein du mélange. Un approfondissement sérieux de la modélisation des lois de comportement de ces mélanges ne pourra être fait qu'en parallèle avec un approfondissement des connaissances des interactions au niveau de la microstructure. Dans le domaine des mélanges eau-argiles quelques études de ce type ont depuis longtemps été réalisées (HUIFANG et al (1991), M'EWEN & MOULD (1957), M'EWEN & PRATT (1957), MELTON & RAND (1977), RAND et al (1980), VAN OLPHEN (1977)). Dans le domaine des boues en général, étant donné la complexité et la diversité des matériaux, de nombreux travaux restent à faire.

Remerciements : Un grand merci à Tom Pierson, U.S.G.S, Vancouver, U.S.A pour les échantillons de laves torrentielles du Mont St. Helens qu'il a bien voulu nous fournir.

Bibliographie.

American Petroleum Institute (A.P.I.) (1982), "Standard Procedure for testing drilling fluids", A.P.I. Bull 13B, 9th Ed., Dallas, Texas, U.S.A.

COLIN, F., (1970), "Application de techniques rhéologiques à l'étude des boues résiduaires", La Tribune du Centre Belge d'Etude et de Documentation des Eaux, 23, N°317, pp.178-187.

HU GUANGDOU, and FANG ZONGDAI, (1985), Antithixotropic model for fluid with hyperconcentration of sediment. Proceedings of International Workshop on Flow at Hyperconcentrations of Sediment, September 10-14, Beijing, China. IRTCES Publication.

HUIFANG ZHAO, LOW, P.F., and BRADFORD, J.M., (1991), "Effects of pH and electrolyte concentration on particle interaction in three homoionic sodium soil clay suspensions", Soil Science, 151, N°3, pp.196-207.

LOCAT, J., and DEMERS, D., (1988), "Viscosity, yield stress, remolded strength, and liquidity index relationships for sensitive clays", Canadian Geotechnical Journal, 25, N°4, pp.799-806.

M'EWEN, M.B., and MOULD, D.L., (1957), "The gelation of montmorillonite. Part II : The nature of interparticle forces in sols of Wyoming bentonite", Transactions of the Faraday Society, 53, pp.548-564.

M'EWEN, M.B., and PRATT, M.I., (1957), "The gelation of montmorillonite. Part I : The formation of a structural framework in sols of Wyoming bentonite", Transactions of the Faraday Society, 53, pp.535-547.

MAGNIN, A., and PIAU, J.-M., (1990), "Cone-and-plate rheometry of yield stress fluids. Study of an aqueous gel", Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, 36, pp.85-108.

MAJOR, J.J., and PIERSON, T.C., (1990), "Rheological analysis of fine-grained natural debris-flow material", Proceedings of International Symposium on Hydraulics and Hydrology of Arid Lands, ASCE, San Diego, California, U.S.

MELTON, I.E., and RAND, B., (1977), "Particle interactions in aqueous kaolinite suspensions", Journal of Colloid and Interface Science, 60, N°2, pp308-336, Part I - Effect of pH and electrolyte upon the mode of particle interaction in homoionic sodium kaolinite suspensions.

MIGNIOT, C., (1989), "Tassement et rhéologie des vases", La houille Blanche, N°1 et 2.

MOORE, F., (1959), The rheology of ceramic slips and bodies. Transactions of the British Ceramic Society, 58, p. 470.

O'BRIEN, J.S. and JULIEN, P.-Y., (1988), "Laboratory analysis of mudflow properties", Journal of Hydraulic Engineering, 114, N°8, pp.877-887.

O'BRIEN, J.S., (1986), "Physical processes, rheology and modeling of mud flows", Philosophical Dissertation, Colorado State University, Fort Collins, Colorado, U.S.A.

PASWASH, H., and ROBERTSON, J.M., (1971), "Fluid dynamic consideration of bottom materials", Journal of Hydraulic Division, ASCE, 97, N°9, pp.1317-1329.

PHILLIPS, C.P., (1988), "Rheological investigations of debris flow materials", Philosophical Dissertation, University of Canterbury, Lincoln College, New Zealand.

QIAN NING, and WAN ZHAOHUI, (1986), "A critical review of the research on the hyperconcentrated flow in China", International Research and Training Centre on Erosion and Sedimentation publication, China.

RAND, B., PEKENC, E., GOODWIN, J.W, and SMITH, R.W., (1980), "Investigation into the existence of edge-face coagulated structures in Na-montmorillonite suspensions", Journal of the Chemical Society and Faraday Transactions, 76, pp.225-235.

SPEERS, R.A., HOLME, K.R., TUNG, M.A., and WILLIAMSON, W.T., (1987), "Drilling fluid shear stress overshoot behavior", Rheologica Acta, 26, pp.447-452.

VAN OLPHEN, H., (1977), *Introduction to clay colloid chemistry*, Wiley and Sons, New-York, 2nd edition.

WAN ZHAOHUI, (1982), Bed material movement in hyperconcentrated flow. Series Paper 31, Inst. of Hydrodynamics and Hydr. Eng., Tech. Univ. of Denmark.

WANG YUYI, (1989), "An approach to rheological models for debris flow research", Fourth International Symposium on River Sedimentation, Beijing, China, International Research and Training Centre on Erosion and Sedimentation publication.

WILDEMUTH, C.R., and WILLIAMS, M.C., (1985), "A new interpretation of viscosity and yield stress in dense slurries : coal and other irregular particles", Rheologica Acta, 24, pp.75-91.

CHAPITRE VI

**RHEOMETRIE A GRANDE ECHELLE POUR
L'ETUDE DIRECTE DES LOIS DE
COMPORTEMENT DE SUSPENSIONS GROSSIERES**



Site d'expérience de rhéométrie à grande échelle

Dépôt de lave du Cratourier (Hautes-Alpes)

INTRODUCTION.

De nombreux fluides naturels (laves torrentielles, glissements sous-marins,...) industriels (bétons frais) ou agro-alimentaires (confitures, aliments hachés, compotes,...) contiennent des éléments grossiers tels qu'il n'est pas possible de tester directement ces fluides à l'aide des rhéomètres de laboratoire actuellement existant. Un rhéomètre de grande taille, susceptible de réaliser les mêmes écoulements maîtrisés qu'en laboratoire et donc d'approcher plus précisément la loi de comportement de tels fluides, peut apparaître nécessaire pour les raisons suivantes :

- la connaissance empirique des caractéristiques de certains écoulements de ces fluides ne permet pas de prévoir directement n'importe quel écoulement naturel ou industriel comme on peut le faire lorsqu'on connaît la loi de comportement du fluide ;

- des théories développées pour des matériaux modèles peuvent être vérifiées à l'aide des rhéomètres de laboratoire sur des suspensions fines; mais quelle que soit la qualité de ces théories, il est important de vérifier leur validité à des échelles différentes et notamment à l'échelle du fluide qui nous intéresse par des expériences de rhéométrie à grande échelle.

L'objet initial de ce travail était l'étude des lois de comportement des matériaux boueux en général et des laves torrentielles en particulier, lesquelles sont des écoulements boueux et rocailleux qui se produisent dans le lit des torrents de montagne après de longues et/ou fortes pluies. Les particules les plus grossières en suspension dans ces coulées ont parfois un diamètre de plusieurs mètres. Pour approcher directement sur des écoulements simples maîtrisés le comportement du matériau naturel, pour valider des théories établies à propos de fluides modèles contenant des particules fines, et pour examiner la possibilité d'une extrapolation du comportement de la fraction très fine de ces laves au comportement de l'ensemble, il est apparu nécessaire d'être capable de tester à l'aide d'un rhéomètre des échantillons contenant des particules du plus grand diamètre possible. Pour concevoir ce rhéomètre on s'est fixé 1 cm comme limite supérieure en diamètre des particules en suspension dans un fluide pouvant être testé. En outre, du fait que les tests concernaient des dépôts de laves torrentielles, il était important, pour tester le matériau naturel juste après une coulée ou des dépôts anciens, de pouvoir aller sur le terrain avec cet appareil.

Ces dernières années deux rhéomètres de ce type ont été construits dans le but de tester le matériau des laves torrentielles : un rhéomètre à cylindres coaxiaux (Etats-Unis : **MAJOR & PIERSON (1990, 1992)**), un rhéomètre cône-plan (Nouvelle-Zélande : **PHILLIPS (1988), PHILLIPS & DAVIES (1991)**). Dans les deux cas les résultats obtenus ont été publiés très récemment et nous les avons décrits succinctement et commentés au Ch I. Lors de la conception de notre appareil, nous n'avions qu'une connaissance qualitative des travaux menés par **MAJOR & PIERSON**.

On commence cette étude par une description des principes de fonctionnement du rhéomètre de grande taille et de tous les choix qui ont été faits en fonction des besoins (rhéomètre à cylindres coaxiaux ; diamètre extérieur : 1,2 m ; intervalle entre les cylindres : 0,2 m). On aborde ensuite la théorie des écoulements entre des cylindres coaxiaux et plus particulièrement les calculs de rhéométrie dans le cas d'un intervalle important entre les cylindres. Dans la troisième partie les problèmes, qui peuvent apparaître lors des expériences à cause des conditions aux limites ou des caractéristiques particulières du matériau, et qui sont susceptibles d'altérer l'exactitude des calculs, pourront ainsi être examinés. Dans une quatrième partie les expériences réalisées sur le terrain sur un certain nombre de dépôts de laves torrentielles sont décrites. Les problèmes, résultats et interprétations de ces mesures sont développés dans la dernière partie.

VI.1 Détermination d'un rhéomètre de grande taille adapté.

Les choix technologiques d'un tel appareil sont conditionnés par le type de matériau que l'on compte tester et particulièrement par le diamètre maximum des particules dans le mélange. Celui qui est envisagé ici est de 1 cm.

VI.1.1 Choix de la géométrie.

Un rhéomètre capillaire ne semble pas adapté pour des matériaux aussi complexes, car il ne permet pas d'apprécier simplement la dépendance des propriétés fluides vis-à-vis du temps, ni de contrôler la qualité du cisaillement interne (Ch II). En outre, lorsqu'on veut tester des mélanges avec des particules aussi grosses, la conduite doit avoir un grand diamètre (20 cm au minimum) ce qui impose la maîtrise de débits très importants et oblige à prévoir une installation lourde.

Un rhéomètre cône-plan exige pour que le gradient de vitesse soit homogène et maîtrisé que l'angle du cône soit suffisamment faible ($< 6^\circ$). Il faut aussi que le diamètre de la troncature du cône soit assez petit pour que l'écoulement entre cette troncature et le plan développe des efforts négligeables. Le diamètre de la troncature doit aussi être assez grand pour qu'il n'y ait pas de coincements de particules dans cette zone. Par exemple pour tester un mélange contenant des particules de 1 cm de diamètre avec une géométrie cône-plan avec un angle de 6° , le diamètre de la troncature doit être 1 m de diamètre (l'intervalle entre cône et plan au niveau de la troncature est seulement de 5,3 cm dans ce cas). Le diamètre minimum des outils est alors de 2 m.

En se basant sur un intervalle d'environ 20 cm entre les deux plans, la géométrie plans parallèles semble convenir à condition que le diamètre des plans soit beaucoup plus grand que cet intervalle (environ 8 fois), ce qui donnerait un diamètre d'au moins 1,6 m. Le problème le plus important posé par ces deux géométries est le suivant : il s'agit des effets de bords induits par les bords qu'il faut nécessairement placer à la périphérie des outils pour maintenir le matériau en place pendant l'écoulement. Premièrement ces bords empêchent de vérifier l'homogénéité du cisaillement interne par visualisation comme il est préférable de le faire avec les fluides à seuil (MAGNIN & PIAU

(1987, 1990), Ch II). Ensuite ces bords perturbent le cisaillement de manière importante car avec ces matériaux à seuil de contrainte élevé, des zones mortes (rigides) se créent d'autant plus facilement près des bords ou des coins. Enfin on ne peut pas observer facilement une éventuelle sédimentation au sein du mélange pendant les expériences.

La géométrie cylindres coaxiaux quant à elle comporte a priori les avantages suivants :

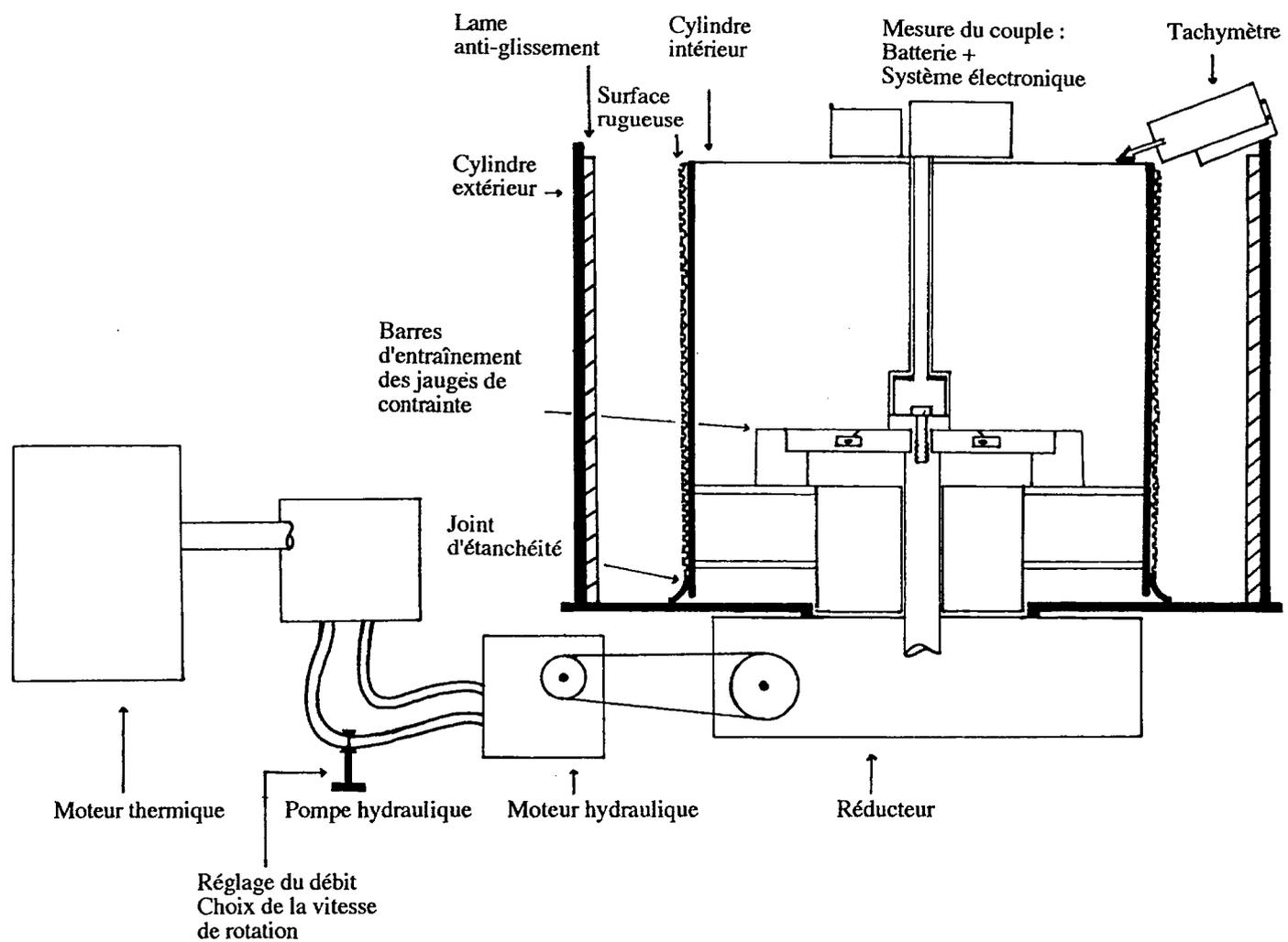
- si la profondeur des cylindres est suffisamment grande, les surfaces extrêmes du volume de matériau (fond et surface libre) sont petites devant les surfaces de cisaillement (toutes à peu près égales à la surface développée du cylindre intérieur). Par conséquent les effets de bords dus au fond ou à la surface libre sont probablement moins importants qu'avec les géométries précédentes ;
- on peut observer la surface libre de l'écoulement ou introduire des objets divers dans le mélange, et ainsi surveiller le cisaillement et l'homogénéité du mélange.

Mais cette géométrie comporte a priori les inconvénients suivants :

- le gradient de vitesse n'est pas homogène dans l'intervalle entre les deux cylindres dès que l'intervalle n'est pas très faible devant le diamètre des cylindres ;
- la mise en place de l'échantillon et le nettoyage des cylindres ne sont pas des opérations aussi aisées qu'avec les autres géométries.

La géométrie cylindres coaxiaux nous a tout de même semblé la plus intéressante surtout parce qu'elle permettait de contrôler la continuité du champ des vitesses et de diminuer les effets de bords. Pour des premières expériences avec des fluides d'un type déjà difficile à tester d'habitude avec les rhéomètres de laboratoire (cf Ch II et V), il était surtout important de mieux maîtriser d'abord globalement les expériences réalisées.

Dans le cas de notre rhéomètre le cylindre intérieur est entraîné en rotation autour de son axe alors que le cylindre extérieur est maintenu fixe. Sur la Figure VI.1 on peut voir un schéma de principe en coupe de ce rhéomètre qui présente ses caractéristiques principales, et sur la photo VI.1 une vue de ce rhéomètre. Ces caractéristiques vont maintenant être précisées et justifiées.



**Figure VI.1: Rhéomètre de terrain :
Schéma en coupe du principe de fonctionnement**

VI.1.2 Dimensions du rhéomètre construit. L'intervalle séparant les cylindres qui a été choisi est 20 cm, soit 20 fois le diamètre maximum des particules, ce qui doit, a priori par une analyse sommaire, permettre de rester dans le cadre de la mécanique des milieux continus. Cette limite est arbitraire. On essaie en général de prendre un rapport intervalle-taille des particules supérieur (environ 50) pour avoir le plus de chances possibles d'obtenir des déformations continues, mais cette condition n'est pas suffisante et quoi qu'il arrive il faut vérifier en pratique la validité de l'hypothèse du milieu continu. Dans le cas de suspensions grossières la question de la continuité du milieu et donc de la validité des calculs et des expériences est cruciale et sera rediscutée au paragraphe VI.3, car un problème supplémentaire se pose dans le cas de cylindres coaxiaux à grand intervalle du fait que le cisaillement n'est pas homogène dans l'intervalle.

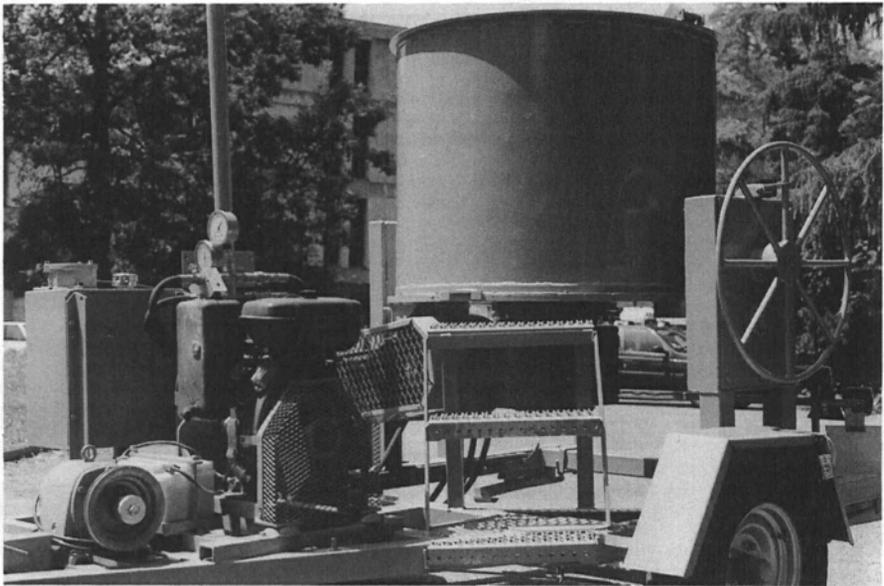


Photo VI.1 : Vue de coté du rhéomètre de grande taille.

Le rapport des diamètres des deux cylindres doit être le plus proche possible de l'unité, ceci pour que la contrainte appliquée au fluide varie

assez lentement de l'intérieur vers l'extérieur et donc que le gradient de vitesse soit le plus homogène possible dans l'intervalle. Ceci doit permettre dans les meilleurs cas de faire l'approximation d'un gradient de vitesse homogène, et dans les autres cas de faire des expériences au cours desquelles une large proportion de l'échantillon compris dans l'intervalle est cisailée. Dans notre cas, étant donné les énergies mises en jeu, il n'était pas possible d'augmenter autant qu'on le voulait les diamètres des deux cylindres pour réduire le rapport des diamètres sans réduire l'intervalle. Il a semblé raisonnable de prendre un diamètre intérieur de 0,8 m et un diamètre extérieur de 1,2 m. Ceci correspond à peu près aux dimensions idéales d'un rhéomètre à cylindres coaxiaux proposées par **TATTERSALL & BANFILL (1983)** pour tester le béton frais : 1,2 m et 1 m de diamètres extérieur et intérieur, et 1 m de profondeur.

La profondeur des cylindres doit être grande devant l'intervalle entre les deux cylindres, de façon à réduire l'importance des effets de surface et de fond sur l'écoulement. Dans notre cas on s'est limité à 0,8 m, c'est-à-dire 4 fois l'intervalle. Le volume de mélange nécessaire au remplissage du rhéomètre est d'environ 0,5 m³.

VI.1.3 Etat des surfaces.

Pour éviter le glissement à la paroi intérieure, une surface rugueuse "homogène" a été placée sur toute la surface du cylindre intérieur. Il s'agit de métal déployé d'un format tel que cette rugosité est formée de losanges creux d'environ 2 cm de côté et 0,6 cm d'épaisseur. Sur la surface extérieure 12 plaques de métal radiales et aussi longues que les cylindres ont été placées contre le cylindre extérieur de façon à éviter le glissement à la paroi extérieure. Leur épaisseur utile (s'enfonçant dans le fluide) est de 3,5 cm. Ces dernières ne perturbent pas trop l'écoulement si celui-ci est restreint à une épaisseur inférieure à 15 cm (ce qui est souvent le cas avec des suspensions boueuses grossières qui ont un seuil et sont rhéofluidifiantes).

VI.1.4 Motorisation.

Un moteur hydraulique entraîne l'axe central du cylindre intérieur par l'intermédiaire de deux réducteurs. Cette solution est moins coûteuse et rend l'ensemble plus maniable sur le terrain. Il est évident que l'on y perd en qualité de réglage mais c'est un problème négligeable vis à vis des

autres erreurs de mesure possibles. Ce moteur est entraîné par une pompe hydraulique à débit variable, elle-même entraînée par un moteur à essence d'une puissance de 10000 W. La vitesse de rotation du cylindre intérieur peut être variée entre 0,05 trs/mn et 20 trs/mn. Le couple maximum qui peut être appliqué au cylindre intérieur est 6000 N.m.

VI.1.5 Contrôle du système.

La puissance P fournie par le moteur thermique est à peu près fixée au départ, en bloquant l'accélérateur dans une certaine position. Il y a des pertes diverses d'énergie dans les circuits et au niveau des liaisons mécaniques. On suppose que la puissance effectivement reçue par le moteur hydraulique est égale à rP , où r est un rendement. Si le débit dans le circuit hydraulique au niveau du moteur est Q , la pression de l'huile égale à p et la vitesse de rotation de l'arbre N , on a une relation caractéristique du moteur entre ces variables : $p = f_N(Q)$ où f_N est une fonction de Q mais dépend aussi de N . On a l'égalité de la puissance $rP = pQ = Qf_N(Q)$.

Le débit Q est imposé et contrôlé par une manette juste à la pompe. La vitesse de rotation de l'arbre, N , est donc déterminée par la relation :

$$f_N(Q) = rP/Q$$

Les réducteurs réduisent ensuite cette vitesse dans un rapport constant et il y a d'autres pertes d'énergie à différents endroits de l'appareil qu'on supposera indépendantes de la vitesse. Finalement il s'agit d'un *système à vitesse contrôlée*.

VI.1.6 Mesure du couple.

Deux barres d'acier tenues à leurs deux extrémités et placées radialement entre l'axe central et le cylindre intérieur assurent la transmission du couple entre ces deux parties (cf Figure VI.1). Le cylindre intérieur repose par ailleurs sur la plaque de fond, et les frottements dus à ces contacts doivent être évalués. Quatre jauges de déformations identiques collées sur les deux barres et formant un pont de Wheatstone complet permettent de mesurer les efforts de flexion appliqués aux barres et d'en déduire le couple transmis au cylindre intérieur. Le boîtier électronique affichant les valeurs de la différence de potentiel créée dans le pont par la

déformation des jauges est fixé sur le capot du cylindre intérieur et est donc entraîné en rotation avec lui pendant les expériences.

VI.1.7 Mesure de la vitesse.

Un tachymètre par contact est fixé sur le cylindre extérieur. Son embout conique repose en contact sur le bord du capot du cylindre intérieur. Cet appareil enregistre la vitesse de rotation de l'embout conique.

VI.1.8 Commentaire.

L'appareil construit peut être emmené sur le terrain et plus particulièrement en montagne. Il a donc un fonctionnement assez simple et est robuste. Ceci implique qu'il n'est pas aussi précis que les rhéomètres de laboratoire. On peut cependant obtenir des mesures du couple et de la vitesse de rotation à chaque instant assez correctes. Ceci doit nous permettre de déduire des informations à propos de la loi de comportement, par l'intermédiaire de calculs décrits ci-après.

VI.2 Calculs de rhéométrie dans le cas d'un écoulement entre cylindres coaxiaux avec un grand intervalle.

VI.2.1 Equations générales.

On s'intéresse à l'écoulement d'un fluide entre deux cylindres coaxiaux en rotation autour de leur axe. On décrira le mouvement du fluide dans le repère (e_r, e_θ, e_z) mobile par rapport au repère fixe (i, j, k) (cf Figure VI.2). La vitesse en un point du fluide est notée $v = (v_r, v_\theta, v_z)$, les forces de volume sont représentées par le vecteur (b_r, b_θ, b_z) et le

tenseur des contraintes est Σ qui s'écrit : $\Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{rr} & \sigma_{r\theta} & \sigma_{rz} \\ \sigma_{r\theta} & \sigma_{\theta\theta} & \sigma_{\theta z} \\ \sigma_{rz} & \sigma_{\theta z} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}$

La masse volumique du fluide est ρ . On suppose l'écoulement isovolume. L'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rv_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

et les équations de conservation de la quantité de mouvement s'écrivent :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r\sigma_{rr})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial\sigma_{r\theta}}{\partial\theta} + \frac{\partial\sigma_{rz}}{\partial z} - \frac{\sigma_{\theta\theta}}{r} + \rho b_r = \rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial\theta} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\theta^2}{r} \right) \quad (2)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2\sigma_{r\theta})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial\sigma_{\theta\theta}}{\partial\theta} + \frac{\partial\sigma_{\theta z}}{\partial z} + \rho b_\theta = \rho \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial\theta} + v_z \frac{\partial v_\theta}{\partial z} - \frac{v_r v_\theta}{r} \right) \quad (3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r\sigma_{rz})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial\sigma_{\theta z}}{\partial\theta} + \frac{\partial\sigma_{zz}}{\partial z} + \rho b_z = \rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_z}{\partial\theta} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \quad (4)$$

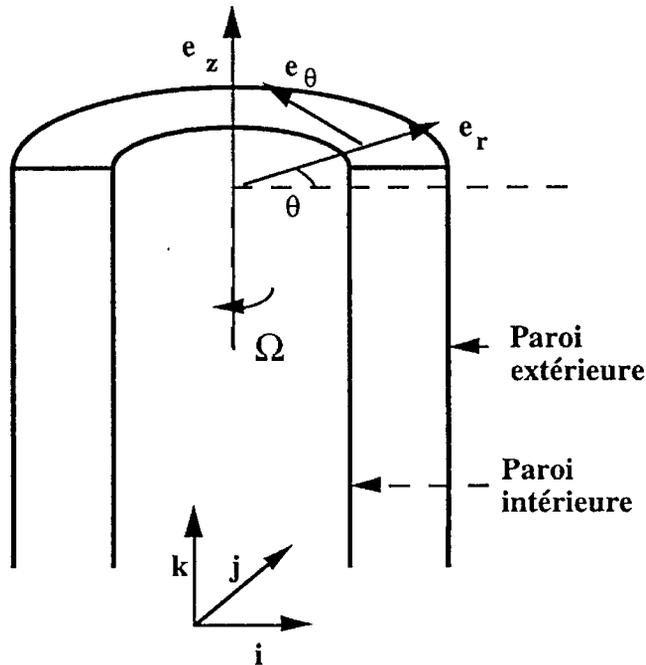


Figure VI.2 : Schéma de la géométrie cylindres coaxiaux coupée par un plan passant par son axe : repères orthonormés utilisés.

On suppose que les seules forces de volume sont les forces de pesanteur. Le mouvement est permanent. Par symétrie du problème par rapport à tout plan comprenant l'axe Oz, la vitesse et le tenseur des contraintes ne dépendent pas de θ .

VI.2.2 Hypothèses principales.

On suppose que le champ des vitesses est de la forme $\mathbf{v} = (0, v_\theta, 0)$, ce qui signifie que la vitesse est uniquement tangente aux cylindres de rayon r . En outre on suppose que cette vitesse ne dépend pas de la profondeur z . Ainsi v_θ ne dépend que de r . Cette distribution des vitesses est la plus naturelle qu'on puisse imaginer. Un certain nombre de conditions sur les forces de volume et les conditions aux limites sont nécessaires pour qu'elle soit compatible avec les équations du mouvement. Notamment les limites supérieure et inférieure des deux cylindres doivent être rejetées à l'infini. En pratique ceci n'est évidemment jamais vérifié.

Dans ces conditions l'équation de conservation de la masse est satisfaite.

$$\text{De plus on peut écrire : } \mathbb{D} = \begin{pmatrix} 0 & \dot{\gamma} & 0 \\ \dot{\gamma} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

où \mathbb{D} est le tenseur des déformations et $\dot{\gamma} = \frac{dv_\theta}{dr}$. On peut démontrer à partir des principes généraux des lois de comportement (cf par exemple

$$\text{PIAU (1979)) que : } \Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{rr} & \sigma_{r\theta} & 0 \\ \sigma_{r\theta} & \sigma_{\theta\theta} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix}$$

De plus la contrainte tangentielle $\sigma_{\theta\theta}$ ne dépend que de r . Le système d'équations (2-4) se simplifie en :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r\sigma_{rr})}{\partial r} - \frac{\sigma_{\theta\theta}}{r} = -\rho \cdot \frac{v_\theta^2}{r} \quad (5)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2\sigma_{r\theta})}{\partial r} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial\sigma_{zz}}{\partial z} - \rho g = 0 \quad (7)$$

On notera N_1 et N_2 les différences de contraintes normales suivantes : $N_1(\dot{\gamma}) = \sigma_{\theta\theta} - \sigma_{rr}$ et $N_2(\dot{\gamma}) = \sigma_{rr} - \sigma_{zz}$. L'équation (7) donne :

$$\sigma_{zz} = \rho g z + p(r) \quad (8)$$

et les équations (5-6) s'écrivent :

$$\frac{\partial(\sigma_{rr})}{\partial r} = \frac{N_1}{r} - \rho \frac{v_\theta^2}{r} \quad (9)$$

$$\frac{\partial(r^2\sigma_{r\theta})}{\partial r} = 0 \quad (10)$$

VI.2.3 Gradient de vitesse et contrainte tangentielle.

On pose : $r^2\sigma_{r\theta} = \frac{C}{2\pi}$ où C est le couple appliqué au fluide par unité de longueur de cylindre, et : $\tau = \sigma_{r\theta}$. On suppose qu'il existe une relation entre $\dot{\gamma}$ et τ que l'on écrira : $\dot{\gamma} = \lambda(\tau)$. Ceci n'est pas simplement une conséquence de l'hypothèse du régime permanent et pose des problèmes, par exemple dans le cas d'un fluide thixotrope, qui seront discutés au paragraphe VI.3. On déduit de (10) :

$$\Delta\Omega = \int_{r_i}^{r_e} \frac{1}{r} \lambda\left(\frac{C}{2\pi r^2}\right) dr \quad (11)$$

où $\Delta\Omega$ est la différence de vitesse de rotation entre le cylindre extérieur et le cylindre intérieur. Posons : $S = \frac{C}{2\pi r^2}$. Alors

$$dS = -\frac{2}{r} \frac{C}{2\pi r^2} dr = -\frac{2}{r} S dr \quad (12)$$

$$\Delta\Omega = \frac{1}{2} \int_{S_i}^{S_e} \lambda\left(\frac{S}{S}\right) dr \quad (13)$$

avec $S_i = \frac{C}{2\pi r_i^2}$ et $S_e = \frac{C}{2\pi r_e^2}$. Dérivons l'expression (13) :

$$-\frac{\partial\Omega}{\partial C} = \frac{1}{2} \left[-\frac{\lambda(S_i)}{S_i} \left(\frac{\partial S_i}{\partial C}\right) + \frac{\lambda(S_e)}{S_e} \left(\frac{\partial S_e}{\partial C}\right) \right] \quad (14)$$

où on a pris $\Delta\Omega = -\Omega$, c'est-à-dire une vitesse nulle à la paroi extérieure et une vitesse de rotation Ω à la paroi intérieure. On déduit de (14) :

$$\frac{\partial\Omega}{\partial C} = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda(S_i)}{C} - \frac{\lambda(S_e)}{C} \right) \quad (15)$$

On pose alors : $\beta = \left(\frac{r_i}{r_e}\right)^2$ et : $2C \frac{\partial\Omega}{\partial C}(S_i, S_e) = 2C \frac{\partial\Omega}{\partial C}(S_i, \beta S_i) = Y(S_i)$

donc :

$$Y(S_i) = \lambda(S_i) - \lambda(\beta S_i) \quad (16)$$

$$\lambda(S_i) = \sum_{n=0}^{\infty} Y(\beta^n S_i) \quad (17)$$

On remarque que si la fonction λ existe bien, la série qui la définit converge nécessairement, et les termes de cette série tendent vers 0 lorsque n tend vers l'infini. De plus la fonction $Y(S_i)$ ne dépend que de β et S_i (et évidemment λ). On peut donc faire varier par exemple les rayons des cylindres (en les multipliant par $\beta^{-n/2}$ par exemple) et appliquer toujours un couple C . On obtiendra alors les valeurs $Y(\beta^n S_i)$ grâce à la mesure de la pente locale de la fonction $\Omega(C)$. Mais on peut aussi faire varier C en conservant les rayons des cylindres fixes. C'est la solution retenue dans notre cas car elle permet de faire toutes les mesures avec le même rhéomètre. Par exemple tout en conservant un rapport β entre les deux rayons, on impose des couples de valeurs successives : $\beta^n C$, $n = 0, 1, \dots$ etc. On obtient les valeurs correspondantes de $Y(\beta^n S_i)$ grâce à la mesure de la pente locale de la courbe $\Omega(C)$. En pratique pour utiliser cette dernière méthode il suffit de faire varier le couple d'une valeur nulle à de grandes valeurs, on trace ensuite la courbe $\Omega(C)$ et en prenant la pente de cette courbe en différents points on peut calculer $\lambda(S_i)$.

Remarque : On a intérêt à avoir un rapport β le plus grand possible pour que la série donnant $\lambda(S_i)$ converge le plus rapidement possible. En pratique le nombre de termes dont il faut tenir compte est à apprécier dans chaque cas particulier.

VI.2.4 Contraintes normales.

Si on néglige le terme d'inertie dans l'équation (9) on peut intégrer cette équation :

$$\sigma_{rr}(r_e) - \sigma_{rr}(r_i) = \int_{r_i}^{r_e} \frac{N_1(r)}{r} dr \quad (18)$$

Avec le changement de variable : $\sigma = \ln \left| \frac{C}{2\pi r^2} \right|$, on obtient :

$$\Delta p = \sigma_{rr}(r_e) - \sigma_{rr}(r_i) = \frac{1}{2} \int_{\sigma_i - \delta}^{\sigma_i} N_1(\sigma) d\sigma \quad (19)$$

où $\sigma_e - \sigma_i = \delta = 2 \ln \left| \frac{r_i}{r_e} \right|$. Dérivons cette expression par rapport à σ_i :

$$N_1(\sigma_i) - N_1(\sigma_i - n\delta) = 2 \frac{\delta \Delta p}{\delta \sigma_i} \quad (20)$$

$$N_1(\sigma_i) = 2 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\delta \Delta p}{\delta \sigma_i} \right\} (\sigma_i - n\delta) \quad (21)$$

où les termes sous le signe somme sont les dérivées prises en $(\sigma_i - n\delta)$. La série converge si la contrainte normale existe et les termes de cette série sont tous de même signe donc tendent vers 0 quand n tend vers l'infini. Evidemment encore une fois la rapidité de la convergence de la série dépend du rapport $\frac{r_i}{r_e}$ et des caractéristiques du milieu. A partir d'un ensemble de mesures de la différence des contraintes normales appliquées au cylindre intérieur et au cylindre extérieur à différents régimes on est capable, à l'aide de cette formule, de calculer la première différence des contraintes normales pour différentes valeurs de la contrainte tangentielle. Les contraintes appliquées sur les cylindres sont liées à N_2 , la détermination de N_1 passe donc par la mesure de N_2 et de la contrainte tangentielle pour les calculs précédents.

VI.2.5 Equation de la surface libre.

On a ainsi tiré partie de toutes les équations du mouvement.

On peut encore écrire l'équation de la surface libre. On ne néglige plus le terme d'inertie de l'équation (9) alors d'une part par définition : $N_2(r) = \sigma_{rr} - \sigma_{zz}$ et d'autre part à partir de l'équation (9) :

$$\sigma_{rr}(r) = \int_{r_i}^r \left(\frac{N_1(r)}{r} - \rho r \omega^2 \right) dr + f(z) \quad (22)$$

alors, on trouve, en utilisant l'équation (22), que la fonction $f(z)$ est à une constante près égale à $\rho g z$ puisque N_2 (comme N_1) ne dépend pas de z . Et finalement on obtient :

$$\sigma_{zz} = \rho g z + p(r) = \int_{r_i}^r \left(\frac{N_1(r)}{r} - \rho r \omega^2 \right) dr + \rho g z - N_2(r) + \text{cste} \quad (23)$$

En négligeant la tension superficielle et en supposant que la surface libre est horizontale : $\Sigma \cdot \mathbf{e}_z = p_a$ où p_a est la pression atmosphérique, donc : $\sigma_{zz} = p_a$, et l'équation de la surface libre s'écrit :

$$p_a = \int_{r_i}^r \left(\frac{N_1(r)}{r} - \rho r \omega^2 \right) dr + \rho g z - N_2(r) + \text{cste} \quad (24)$$

Cette expression n'est pas celle d'une surface horizontale dès que l'inertie n'est pas négligeable ou que des contraintes normales importantes existent. Ceci prouve que notre hypothèse d'horizontalité de la surface libre est fausse.

VI.3 Problèmes théoriques posés par la géométrie cylindres coaxiaux avec un grand intervalle dans le cas d'expériences avec des fluides contenant des particules grossières.

VI.3.1 Compatibilité du champ des vitesses.

Le champ des vitesses proposés est compatible avec les équations du mouvement dans la mesure où les extrémités des cylindres (fond et surface libre) ne perturbent pas l'écoulement. En théorie il faut pour cela

qu'elles soient rejetées à l'infini. En pratique cela n'est pas possible et des effets de bords apparaissent.

VI.3.2 Existence d'une relation univoque entre la contrainte tangentielle et le gradient de vitesse.

VI.3.2.1 Cas des matériaux ayant un comportement stable.

Cette hypothèse est valide en régime permanent pour la plupart des matériaux ayant une loi de comportement stable mais ne l'est pas forcément à propos de certains écoulements. En effet dans les calculs du paragraphe précédent on a supposé qu'il existe une relation univoque valable quelle que soit l'histoire du matériau. On pourrait croire que supposer le régime permanent atteint suffit à assurer une telle dépendance univoque. Or il n'en est rien avec la géométrie cylindres coaxiaux et un grand intervalle. En effet, dans l'intervalle, le gradient de vitesse n'est pas du tout homogène, et ce phénomène est d'autant plus crucial que le seuil de contrainte du matériau est élevé, toutes choses égales par ailleurs. A chaque régime permanent, à une vitesse de rotation donnée, correspond un profil de gradients de vitesse. Dans le cas d'un fluide ayant des propriétés évoluant avec le temps, à chaque gradient de vitesse correspond normalement un état de la structure en régime permanent. Mais dans notre cas chaque élément de fluide circule lentement à travers tout l'intervalle par des courants secondaires, et son état peut ne pas être strictement déterminé par un niveau de cisaillement instantané mais peut dépendre de l'histoire de la déformation de l'élément (cf Ch III). Sans entrer dans des calculs détaillés probablement trop complexes, on peut simplement dire qu'à un profil de gradients de vitesse donné correspond un profil de l'état de la structure qui n'est pas le profil de la structure liée à chacun des gradients de vitesse du profil en régime permanent. Il n'est donc pas possible en théorie dans le cas général de se baser sur une relation univoque entre gradient de vitesse et contrainte en régime permanent comme on l'a fait dans le paragraphe précédent. Pour que ces calculs précédents soient toujours valables, il faut donc que le fluide ait un état invariable, c'est-à-dire une mémoire évanescence.

Dans le cas d'un cisaillement à gradient de vitesse homogène au sein de l'échantillon comme avec la géométrie cône-plan ce problème n'existe pas car il y a proportionnalité entre vitesse de rotation de l'outil et gradient

de vitesse au sein du fluide. En régime permanent on a donc une liaison univoque entre gradient de vitesse et état de la structure.

VI.3.2.2 Cas des matériaux ayant un comportement instable. (cf Ch III et Ch IV).

De tels fluides ont des propriétés temporelles et donc les problèmes cités aux paragraphes précédents peuvent apparaître avec ce type de fluide. En outre les caractéristiques particulières des fluides ayant un comportement instable (cf Ch III et Ch IV) peuvent donner lieu à des phénomènes perturbateurs de l'écoulement. Pour simplifier on s'intéressera à ceux-ci en supposant que l'état du matériau est celui du régime permanent correspondant au gradient de vitesse local. Autant à vitesse imposée qu'à contrainte imposée la contrainte dans le matériau décroît lorsqu'on s'éloigne de l'axe central. Ainsi il peut exister des zones où la contrainte est plus faible que la contrainte seuil. Pour chacune des valeurs de contrainte correspondante il y a à chaque fois deux gradients de vitesse possibles. Le système peut évoluer vers une structure en sandwich analogue à celle décrite au Ch III ou au Ch IV, à la différence près qu'ici la contrainte n'est pas constante mais varie au sein du mélange comme l'inverse du carré de la distance par rapport à l'axe central. Dans une telle structure en sandwich, on peut trouver alternativement des zones rapidement cisillées et des zones non déformées.

Compte-tenu de ces réflexions, le profil des gradients de vitesse au sein du mélange est totalement incontrôlable. Il ne semble donc pour l'instant pas très utile de faire une étude plus poussée des différents cas possibles de cisaillement. On notera seulement que de manière générale, dans les parties du matériau où les contraintes sont situées entre le minimum et le seuil de contrainte, l'écoulement est instable et il n'existe aucune relation univoque entre le profil des gradients de vitesse et le couple appliqué.

VI.3.3 Perturbations de l'écoulement dues au fond fixe.

La vitesse du fluide visqueux à la paroi du fond est nulle s'il y a adhérence. Dans notre cas celle-ci est fixe et en contact à la fois avec le cylindre extérieur et le cylindre intérieur. Dans une zone proche du fond le fluide est donc soumis par le cylindre intérieur à des contraintes qui tendent à le déformer, mais il a aussi tendance à rester fixe parce qu'il est près du fond. L'hypothèse de cisaillement simple dans cette zone n'est

évidemment pas respectée. De manière générale (dans le cas des fluides au comportement stable), toutes choses égales par ailleurs, la présence du fond fixe près du cylindre intérieur contribue à augmenter les efforts fournis par l'axe. Mais il n'est pas possible de quantifier ces efforts supplémentaires dans l'absolu, par exemple par une étude avec un fluide modèle, car ils sont entièrement liés au comportement du matériau.

Comme on l'a vu au paragraphe VI.1 il est important pour diminuer cet effet perturbateur d'avoir un rapport le plus petit possible entre l'intervalle et la profondeur. Dans le cas des mélanges boueux et rocailloux que nous avons testés il faut ajouter un point qui contribue à diminuer cet effet : les parois des cylindres sont rugueuses et le fond est lisse, le glissement aux parois est donc évité là où le cisaillement nous intéresse mais il est permis au fond. Si le fluide glisse sur le fond les efforts supplémentaires à ce niveau sont moins importants que s'il y a adhérence parfaite (MAGNIN & PIAU (1990)).

VI.3.4 Perturbations du cisaillement dues à la surface libre.

L'influence de la tension superficielle sera supposée faible compte tenu d'une part de l'importance des efforts dans le mélange et d'autre part des grands rayons de courbure de cette surface.

La forme exacte de la surface libre peut avoir un effet perturbateur sur les mesures puisque le calcul de la contrainte à travers un cylindre de rayon r dépend de la profondeur de fluide cisailé. Il convient de vérifier que les variations de niveau sont peu importantes devant la profondeur totale. Dans notre cas on considérera qu'un centimètre de différence de niveau a une influence négligeable sur les calculs.

L'effet Weissenberg est la tendance de certains fluides non-newtoniens à monter le long du cylindre intérieur en rotation lors d'un écoulement entre deux cylindres coaxiaux. Cet effet est attribué aux différences de contraintes normales. Les équations trouvées au paragraphe VI.2 montrent en effet que, si ces différences de contraintes normales sont non nulles, la surface libre ne peut pas être strictement horizontale.

VI.3.5 Écoulements secondaires.

Ceux-ci sont la conséquence de toutes les perturbations de l'écoulement précédemment citées, elles-mêmes dues à l'impossibilité de respecter parfaitement en pratique les hypothèses simplificatrices, faites au cours des calculs et concernant les conditions aux limites et le matériau. Lors de l'écoulement réel, pour respecter les équations du mouvement, un certain nombre d'écoulements secondaires (petites perturbations du mouvement par rapport au cisaillement simple prévu par les calculs simplifiés) peuvent se développer dans le volume de l'échantillon. Une estimation théorique de leur importance n'est pas envisageable et on se contentera d'admettre que, si les effets perturbateurs cités aux paragraphes précédents ne sont pas trop importants, les écoulements secondaires sont négligeables pour les expériences qui nous intéressent.

VI.3.6 Inhomogénéité du matériau.

La concentration en particules grossières diminue à l'approche de la surface (naturellement imperméable) du cylindre intérieur (cf Figure VI.3). Ce phénomène est d'autant plus important que la paroi est moins rugueuse et peut être à l'origine de perturbations du cisaillement. En effet la densité du fluide diminuant à l'approche de la paroi, sa résistance au cisaillement diminue aussi et le matériau est préférentiellement cisailé dans cette zone. Dans ce cas ce n'est pas le comportement d'un matériau homogène que l'on étudie avec cet appareil. L'importance de cet effet peut-être considérablement diminué lorsque la surface du cylindre est rugueuse. Alors la densité du fluide ne varie pas trop à l'approche de la paroi si les plus grosses particules ont la possibilité de pénétrer dans les "trous" (de la rugosité) et ce d'autant plus facilement que ces trous sont profonds et larges. Cependant une trop forte rugosité peut introduire de nouvelles perturbations de l'écoulement. On estime, étant donné la rugosité choisie, que ces problèmes sont négligeables lors d'expériences avec des mélanges pas trop grossiers (particules de diamètre inférieur à 2 cm).

Un autre problème dû à la taille des particules se pose cependant. Lorsque la contrainte appliquée dépasse légèrement le niveau minimum permettant le mouvement (cas stables ou instables), l'épaisseur cisailée autour du cylindre intérieur peut être faible devant le diamètre maximum des particules, . Alors une particule grossière, se maintenant à moitié dans la

zone cisailée et à moitié dans la zone non cisailée, perturbe le cisaillement puisqu'elle a tendance à se bloquer dans le matériau non cisailé. Si toutes les particules de cette taille se retirent complètement de la zone cisailée, le matériau de cette zone n'est plus représentatif de l'ensemble du fluide et les mesures ne sont plus représentatives du comportement de l'ensemble (Ch IV). On ne peut pas connaître a priori l'importance d'un tel problème. Il convient d'observer l'homogénéité du matériau lors des tests à faibles vitesses.

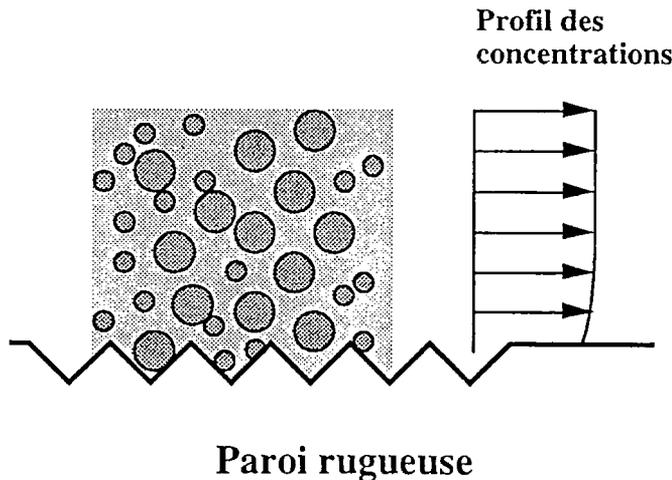
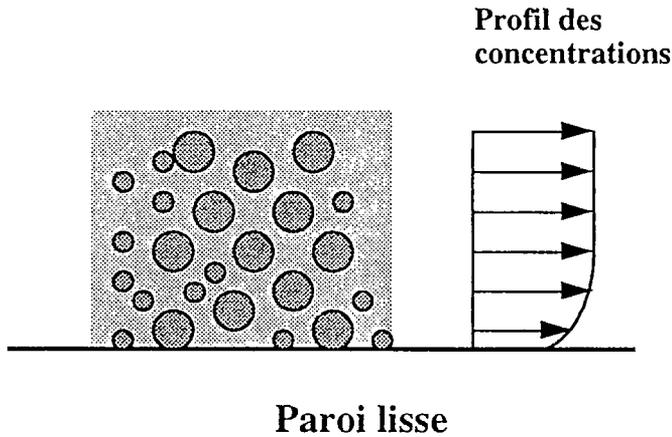


Figure VI.3 : Profils de la concentration solide près de la paroi pour deux rugosités de paroi différentes : a) paroi lisse (rugosité négligeable vis à vis du diamètre des particules) ; b) paroi rugueuse.

Ce dernier problème est vraisemblablement le plus grave qui soit posé par ce type de rhéomètre. On constate ainsi que chercher à avoir une distance entre les outils, grande devant le diamètre maximum des particules, pour assurer la continuité du milieu, n'est pas forcément suffisant. En effet pour que ce raisonnement soit parfaitement valable en pratique il faudrait que l'ensemble du matériau dans l'intervalle entre les outils soit déformé. Pour respecter au mieux les hypothèses de continuité du milieu, ce n'est pas l'appareil qui doit être remis en cause mais le diamètre maximum des particules en suspensions dans les fluides testés. L'importance de l'effet perturbateur, dû à l'inhomogénéité du gradient de vitesse dans l'intervalle, étant de toute façon difficilement appréciable, il n'est pas possible non plus de calculer la taille maximum des particules des mélanges qu'on peut tester pertinemment avec ce rhéomètre.

Il convient donc si possible d'observer le cisaillement et l'homogénéité du matériau pendant les écoulements. Mais on notera que, lors de la détermination du seuil de contrainte (à contrainte contrôlée ou à très faible vitesse), les hypothèses faites concernant la continuité du milieu sont quant à elles très bien respectées. En effet ce seuil représente la contrainte limite permettant de faire passer le fluide d'un régime statique à un écoulement. Or avant l'écoulement il n'y a pas de discontinuité du milieu puisque toutes les zones du matériau jouent le même rôle. Le seuil de contrainte mesuré correspond donc mieux à une propriété de l'ensemble du volume de fluide.

Cette géométrie a été choisie dans le but de tester des mélanges contenant des particules d'un diamètre maximum égal à un centimètre. En pratique on a testé la matrice fine des laves (tamisée à 2 cm). La fraction de particules ainsi ajoutée au mélange fictif ne contenant que les particules de diamètre inférieur à 1 cm est au plus de 15 %. Il est probable que les effets perturbateurs décrits au paragraphe VI.3 ne soient pratiquement pas plus importants après un ajout de particules noyées dans la masse et d'un diamètre un peu supérieur au diamètre maximum des particules du mélange précédent. On considérera finalement sur le plan théorique qu'il est aussi raisonnable de tester des mélanges fins (< 2 cm) que des mélanges comprenant des particules d'un diamètre inférieur à 1 cm.

VI.3.7 Contrôle du cisaillement.

La gamme de gradients de vitesse pour lesquels on obtient des mesures n'est pas contrôlable dans notre cas. Elle se déduit des calculs explicités au paragraphe VI.2, à partir des vitesses de rotation imposées mais aussi, et c'est de là que vient le problème, de la loi de comportement du matériau. C'est un problème inhérent à la géométrie cylindres coaxiaux avec un grand intervalle.

VI.4 Etalonnage du rhéomètre - Expériences avec des fluides modèles.

On trouvera en Annexe VI.1 la description détaillée des étalonnages des différents capteurs. Les frottements du cylindre intérieur sur le fond ont été estimés à peu près indépendants de la vitesse et de la présence éventuelle d'un fluide entre les cylindres.

Pour étalonner le capteur de couple et vérifier la validité des calculs de rhéométrie avec un tel appareil, deux fluides connus ont été testés à la fois avec le rhéomètre de grande taille et à l'aide d'un rhéomètre de laboratoire (rhéomètre à contrainte contrôlée CARRIMED C.S., géométrie plan-cône troué (cf Ch II)). Le diamètre maximum des particules de ces deux matériaux était suffisamment faible ($< 100 \mu\text{m}$) pour permettre des tests à l'aide d'un rhéomètre de laboratoire. On a d'abord réalisé des expériences avec du kaolin brut (matériau prélevé dans des carrières et concassé, fourni par l'entreprise Perazio (St-Nazaire-en-Royans, Drôme)) mélangé à de l'eau à la concentration volumique solide de 21,5%, puis de l'argile de Sinard (Isère) (recueilli sur le terrain puis concassé) mélangé à de l'eau à la concentration volumique solide de 21,5%.

Les résultats des mesures en laboratoire et les résultats des mesures obtenues avec le rhéomètre de terrain (tenant compte de l'étalonnage du couple), sont présentés sur la Figure VI.4. On constate d'abord une bonne correspondance entre les niveaux de contraintes obtenus, ce qui assure la validité des mesures avec ces capteurs. La forme globale des courbes est la même mais aux très faibles et aux très fortes vitesses il y a une légère déviation entre ces courbes. Compte tenu des erreurs qui peuvent apparaître aux différents stades des mesures, il n'est pas possible

d'interpréter ce léger décalage. De manière générale il est difficile, étant donné les conditions d'expérimentations avec de tels appareils et de tels matériaux, de se livrer à un travail d'analyse précis de tous les phénomènes pouvant légèrement perturber les expériences. Dans la suite on s'intéressera seulement aux phénomènes perturbateurs majeurs.

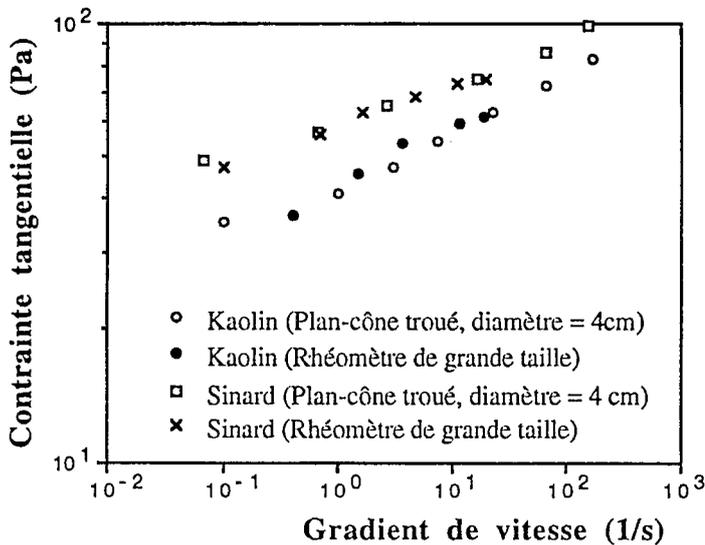


Figure VI.4 : Calage et comparaison des résultats obtenus avec le rhéomètre de grande taille et avec un rhéomètre de laboratoire, pour deux matériaux fins.

VI.5 Expériences sur le terrain.

VI.5.1 Organisation des expériences.

VI.5.1.1 Choix du dépôt.

On a pu avoir connaissance, grâce aux services R.T.M. (Restauration des Terrains de Montagne) des coulées de laves torrentielles qui s'étaient produites assez récemment pour qu'un dépôt net existe encore. Étant donné le poids et les dimensions du rhéomètre de terrain, seuls les dépôts facilement accessibles par la route pouvaient être retenus. En outre il est préférable de tester les matériaux de dépôts très récents (moins de trois

jours après la coulée), ou bien de dépôts beaucoup plus anciens (plus de deux mois après la coulée). Dans le premier cas le matériau est encore assez liquide ; il suffit de lui ajouter un peu d'eau. Dans le second cas le matériau est suffisamment sec pour s'imbiber rapidement d'eau. Dans les cas intermédiaires le matériau ressemble à un sol argileux à faible teneur en eau. Il est pour cette raison très "collant", donc difficile à prélever, et il est particulièrement long et pénible, avec des outils simples (bétonnière, pelles, pioches, seaux,...), de lui amalgamer de nouvelles quantités d'eau.

Nous avons essayé de tester des matériaux dont l'aspect et l'origine semblaient assez différents les uns des autres. Les dépôts de laves testés étaient situés dans quatre départements différents. Certains avaient été apportés par des laves assez récentes (Cratourier, Enrouye, Nant Croex (1990), Riffol (1991)), d'autres par des laves datant de plusieurs années (Verdarel, Bourgeat, Sainte-Elisabeth). On ne décrira pas plus longuement ces dépôts et torrents et les bassins versants correspondants ni l'origine des matériaux de chaque lave ou la façon dont ces laves se sont créées. En effet notre but dans ce travail n'est pas de comprendre le phénomène de déclenchement des laves ni d'analyser leur comportement en fonction des caractéristiques géologiques. Le but de cette étude est l'utilisation d'un nouvel appareil pour une meilleure connaissance du comportement des mélanges boueux ou rocailleux, uniquement en fonction de leurs caractéristiques instantanées lors de l'écoulement mais indépendamment de leur origine ou de la façon dont ils se sont créés.

VI.5.1.2 Prélèvement.

La plupart du temps le matériau a été prélevé en creusant à la pioche dans la masse du dépôt une cavité d'environ 1 m de profondeur, à un emplacement où le matériau semblait bien représentatif de l'ensemble du dépôt.

VI.5.1.3 Tamisage.

Après prélèvement le matériau est jeté sur une grille de tamisage inclinée (métal déployé). Les matériaux solides passant à travers cette grille sont ensuite récupérés sous cette grille et placés dans la bétonnière. Les cailloux ayant un diamètre trop grand (> 2 cm) roulent à la base de la grille.

VI.5.1.4 Mélange.

Au matériau sec placé dans la bétonnière on ajoute un certain volume d'eau, puis on fait tourner la bétonnière jusqu'à ce que le mélange paraisse homogène. Ce dernier est alors vidé dans le rhéomètre. Cette opération est répétée (en utilisant les mêmes proportions liquide-solide) autant de fois que nécessaire. Il est évident que des erreurs sont commises à ce niveau, la concentration des différents volumes de mélanges placés dans le rhéomètre fluctue. Lorsque le rhéomètre est finalement rempli on brasse le matériau à l'intérieur afin d'homogénéiser l'ensemble. La concentration finale du mélange n'est pas contrôlée précisément avant le mélange mais simplement mesurée lorsque ce mélange final est obtenu.

C'est l'eau du torrent telle qu'elle coulait le jour de l'expérience qui a été utilisée pour les mélanges. On n'a pas contrôlé la température, ni le pH, ni les sels minéraux de l'eau et du mélange final. Il a été montré au Ch V sur des expériences avec des matériaux analogues mais plus fins, que des variations faibles des caractéristiques de l'eau ne donnaient pas de variations sensibles de la loi de comportement des mélanges.

VI.5.1.5 Autres concentrations

Lorsqu'on veut faire varier la concentration du mélange déjà en place dans le rhéomètre, on ajoute de l'eau ou du matériau solide et on brasse l'ensemble avec des outils appropriés.

VI.5.1.6 Mesure de la concentration.

La concentration solide des matériaux naturels est habituellement calculée par deux pesées, avant et après séchage du mélange dans un four à 105 °C pendant 24 h. De telles mesures de concentration, effectuées en prélevant des échantillons d'un litre du fluide contenu dans le rhéomètre, ont donné des valeurs très variables (de quelques pour-cent) pour un même mélange. Ceci est tout à fait explicable par la présence de matériaux grossiers. Il suffit que deux ou trois cailloux de 2 cm de diamètre soient ou non présents dans le litre prélevé pour donner des résultats différents de quelques pour-cent. Une telle erreur n'est pas acceptable compte-tenu de la sensibilité du comportement des mélanges vis-à-vis de la concentration. Une autre méthode d'évaluation de la concentration a dû être utilisée : la concentration de chaque échantillon de 1 litre prélevé dans les différents mélanges (2 échantillons par concentration) et la

moyenne des résultats obtenus ont permis d'obtenir une concentration de base. A partir de celle-ci on a calculé la concentration de chacun des mélanges en tenant compte des volumes d'eau estimés ou de solide ajoutés lors des changements de concentration. Avec une telle méthode on estime l'incertitude de mesure de la concentration pour la plupart des expériences faites à 1 %, mais l'incertitude sur une concentration relativement à une autre pour le même matériau solide est beaucoup plus faible. Pour le Nant Croex, trop peu de prélèvements ont été faits et l'incertitude reste grande.

Quoi qu'il en soit cette méthode n'est pas assez précise. Il semble préférable de réaliser sur le terrain des pesées nombreuses d'un volume à peu près calibré et de calculer directement la concentration de chaque mélange en moyennant les résultats obtenus.

VI.5.1.7 Granulométrie de la fraction solide.

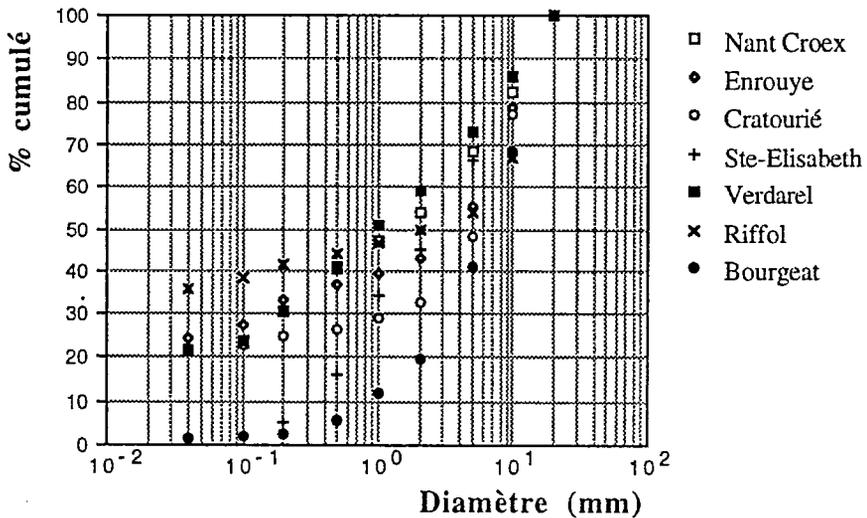


Figure VI.5 : Granulométries des échantillons de laves torrentielles testés sur le terrain.

La granulométrie des échantillons prélevés dans les mélanges testés a été calculée par la méthode du tamisage humide. Les granulométries de la

fraction solide de chacun des matériaux testés sont présentées sur la Figure VI.5. Elles ne concernent évidemment que la fraction comprenant les particules solides de diamètre inférieur à 2 cm, de chaque dépôt de lave.

VI.5.2 Procédure expérimentale.

On commence par imposer au cylindre intérieur une vitesse moyennement importante pendant quelques minutes. Les mélanges ainsi précisailés sont donc dans les mêmes conditions avant toute expérience. Il est possible à ce stade de vérifier approximativement l'homogénéité du fluide en plongeant la main dans le mélange à différents endroits. Puis la vitesse est progressivement augmentée. Chaque palier de vitesse est maintenu pendant environ 2 mn. Parvenu à la vitesse maximum, on diminue à nouveau la vitesse en marquant les mêmes paliers. On compare alors les valeurs obtenues à la descente et à la montée (en vitesse). Si la correspondance est bonne entre les deux séries de valeurs on considère que ces valeurs sont bien représentatives du régime permanent. Pour plus de détails concernant le mode de relèvement des mesures on se référera à l'annexe VI.2.

VI.5.3 Problèmes expérimentaux.

VI.5.3.1 Sédimentation aux faibles concentrations solides.

Les expériences sont menées assez rapidement après qu'on ait fait le mélange pour que les problèmes de sédimentation au sens d'un suintement apparent de l'eau à la surface soient évités. Cependant un autre type de sédimentation apparaît lorsque la concentration solide est trop faible. En plongeant la main dans le mélange à différents moments au cours des expériences on peut remarquer qu'une chute progressive des particules grossières vers le fond du rhéomètre se produit pendant le cisaillement. Parallèlement le niveau du couple mesuré varie progressivement (diminution au début par chute de la densité du fluide puis augmentation ensuite par coincement du stock de particules grossières tombées au fond). Cette chute semble être d'autant plus rapide que la vitesse de cisaillement est grande. L'explication de ce phénomène réside dans le fait qu'un fluide cisailé, même si son seuil de contrainte est élevé, ne peut pas soutenir des particules grossières d'une densité plus grande que la densité moyenne du mélange. Il est vraisemblable que ce phénomène se produise

à toutes les concentrations mais d'autant plus rapidement, et donc avec d'autant plus d'influence sur les mesures, que la concentration est faible. Quand l'influence de ce phénomène n'était pas négligeable on a remanié à l'aide d'outils le mélange déjà en place entre chaque niveau de vitesse, puis on a effectué les mesures assez rapidement après le début de chaque écoulement. Cette méthode est assez bien justifiée par le fait qu'aucun des mélanges testés n'a montré de propriétés temporelles à des concentrations plus élevées pour lesquelles il n'y avait pas de problème de sédimentation apparent.

VI.5.3.2 Fracturation aux fortes concentrations solides.

Lorsque la concentration solide est trop grande une nette fracturation (discontinuité du champ des vitesses au sein du matériau) apparaît. On peut observer en général à la surface un creusement important du matériau (environ 1 cm de large) qui se prolonge sur une profondeur de l'ordre d'une vingtaine de centimètres, près du bord du cylindre intérieur. Entre ce creusement et le cylindre extérieur, le matériau n'est évidemment pas cisailé. Plus en profondeur il est difficile d'observer l'état du cisaillement. Quoi qu'il en soit les mesures qui peuvent être effectuées dans ces conditions ne sont plus du tout représentatives d'un comportement fluide du mélange.

VI.5.3.3 Migration horizontale des particules.

On pouvait craindre en effet que les particules aient tendance à se stocker près du cylindre extérieur dans la zone non cisailée. Ce phénomène a été signalé par exemple par **LEIGHTON & ACRIVOS (1987)** et **NADIM (1988)**. En plongeant la main à différents endroits du mélange, il nous a semblé qu'aucune migration horizontale importante des particules grossières ne se produisait.

VI.5.4 Contrôle du cisaillement interne.

Dans la plupart des cas, le cisaillement observé à la surface semble continu. Dans certains cas, à la surface libre, le cisaillement est localisé près de la paroi intérieure même à grande vitesse, comme si une fracturation du matériau se produisait non loin du cylindre intérieur. Il est important dans ce cas de chercher à vérifier que, dans la masse du matériau, plus en profondeur, cette fracturation n'existe pas.

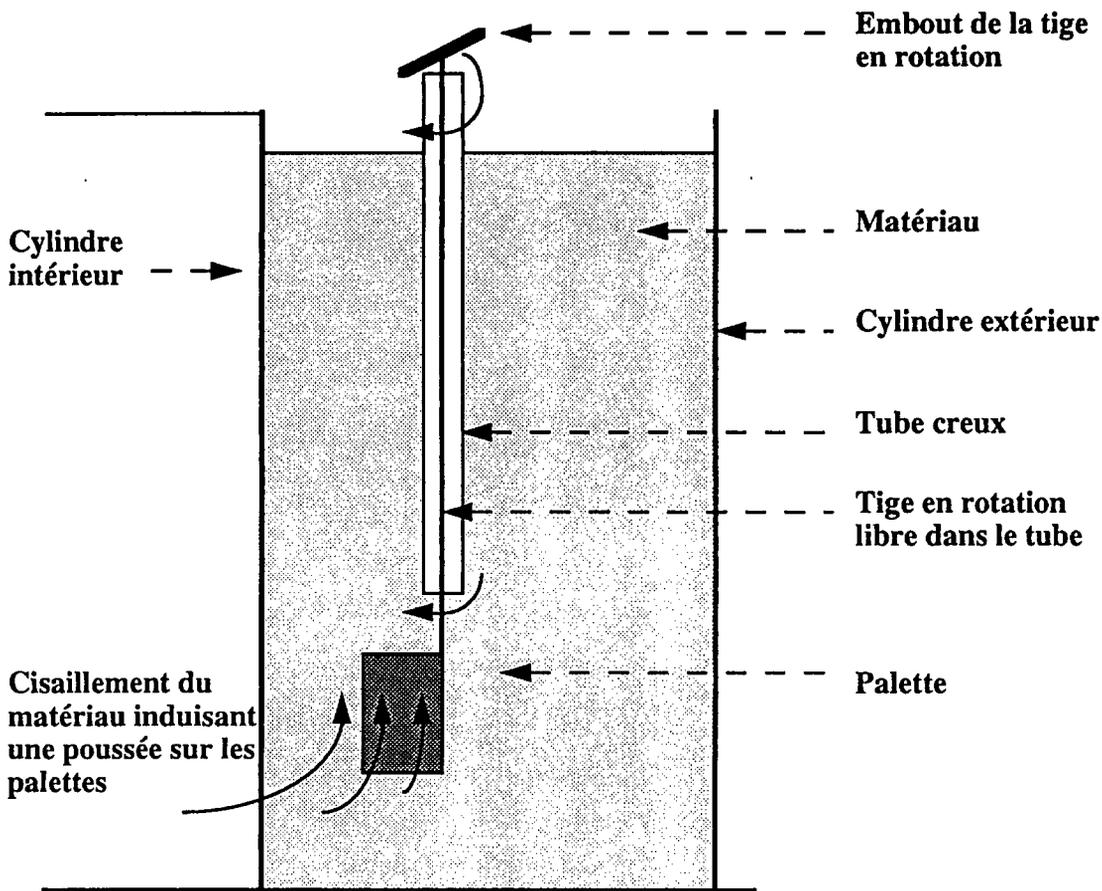


Figure VI.6 : Contrôle du cisaillement interne : palette en rotation libre autour de son axe et plongée dans le mélange.

Pour cela on plonge dans le mélange une palette (3 mm d'épaisseur, 8 cm de hauteur, 4 cm de largeur) fixée au bout d'une tige (cf Figure VI.6). Cet ensemble étant en rotation libre dans un cylindre de faible diamètre (1,3 cm de diamètre), on constate en observant l'extrémité immergée de la tige (à l'autre bout du tube) que celle-ci est entraînée en rotation plus ou moins rapide suivant qu'on éloigne ou non l'ensemble par rapport au cylindre intérieur. Ce type de contrôle est essentiellement qualitatif. Cependant on peut chercher à vérifier que le cisaillement observé avec cet outil correspond bien au cisaillement attendu avec la loi de comportement mesurée.

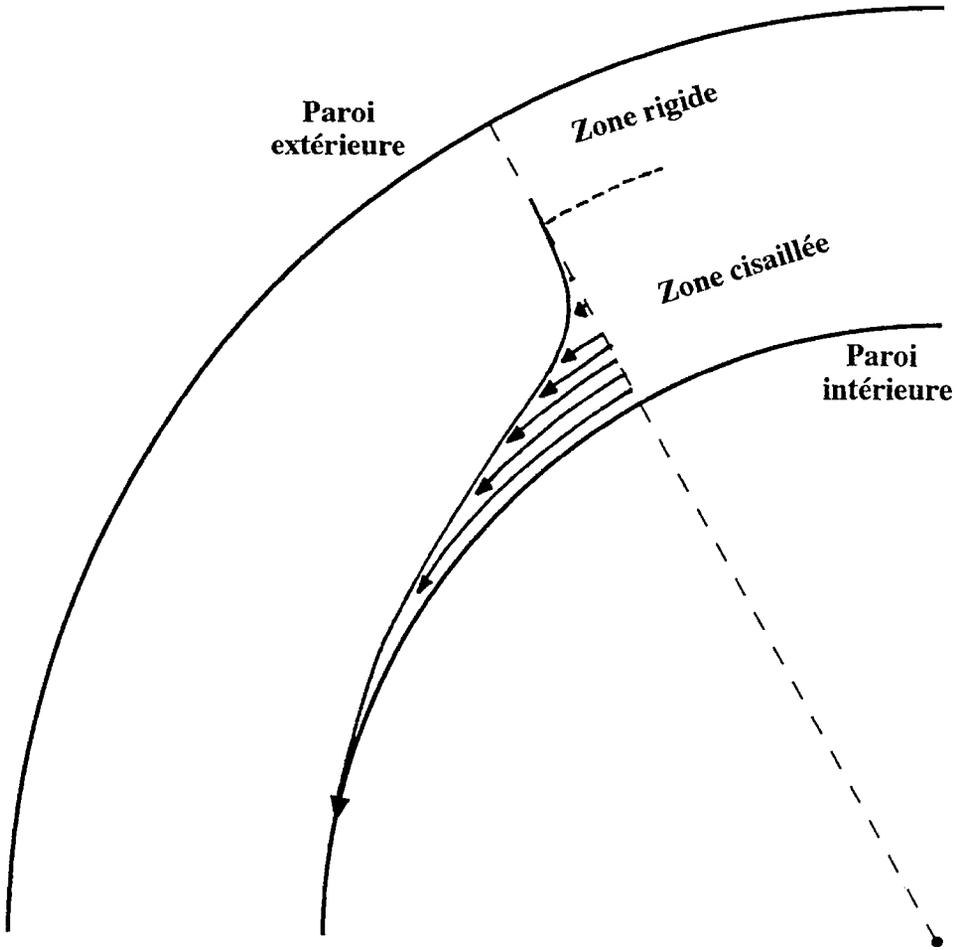


Figure VI.7 : Profil des vitesses théorique (calculé en utilisant les paramètres de la loi de comportement mesurée) au sein d'un mélange eau-Cratourier ($C_v = 79,6\%$) lorsque la vitesse de rotation imposée est $0,4 \text{ rad/s}$. On a représenté ici la déformation d'une ligne de référence (radiale à l'instant $t = 0$) à $t = 2 \text{ s}$.

Prenons l'exemple du Cratourier à la concentration de $79,6\%$: lorsque la vitesse de rotation du cylindre intérieur est $0,4 \text{ rad/s}$, le cisaillement théorique, calculé (à l'aide d'un développement limité à l'ordre 7 de la fonction intégrée) en utilisant une loi de comportement de Herschel-Bulkley avec les paramètres estimés à partir des mesures, est représenté sur la Figure VI.7; Lors des mesures on a placé la tige de contrôle à 10 cm du bord intérieur, et on a observé une rotation d'un quart de tour

de la palette en 8 s. En supposant la tige fixe et la palette entraînée par le mouvement du fluide à son extrémité la plus proche du cylindre intérieur on trouve une vitesse de rotation théorique de un quart de tour en 9 s. Il n'est pas évident que l'hypothèse sur le mouvement de la palette soit justifiée mais les vitesses de rotation théorique et observée sont de toute façon très proches l'une de l'autre. Ceci confirme que la loi de comportement mesurée est en accord avec le cisaillement réel au sein de la masse. Il est peu probable qu'on puisse obtenir un tel accord si des phénomènes perturbateurs importants se produisaient (glissement, fracturation). Ce type de calcul n'a pas été fait aussi précisément lors de toutes les expériences.

On a ainsi la preuve que le cisaillement a bien lieu dans une large épaisseur de matériau à partir du cylindre intérieur au moins entre 5 cm environ sous la surface libre et jusqu'à environ 5 cm du fond. On admettra que les phénomènes observés à la surface libre du fluide affectent de manière peu importante les résultats des mesures qui se réfèrent à l'ensemble du mélange.

VI.5.5 Effets de bord.

On a pu constater que des zones mortes d'une épaisseur de quelques centimètres se formaient au fond. Celles-ci nous ont semblé avoir une influence négligeable sur les mesures mais il n'a pas été possible d'évaluer plus précisément ces effets.

VI.6 Résultats expérimentaux.

VI.6.1 Généralités.

Les résultats présentés dans la suite correspondent à des expériences pour lesquelles les problèmes cités précédemment sont maîtrisés. Les courbes de montée et descente coïncident tout à fait, compte-tenu de l'incertitude sur les mesures. En outre, lors de toutes les expériences, l'établissement des niveaux de la vitesse et du couple est quasiment immédiat. On observe cependant parfois une lente montée ou descente du niveau de contrainte (notamment lors du précisaillement) mais ces phénomènes, qui restent irréguliers, peuvent être imputés à une lente organisation au sein du matériau, qu'il ne nous a pas été possible de distinguer nettement, ou à des

variations du frottement au fond. Dans les temps mis en jeu lors de ces expériences, aucune propriété temporelle importante n'a donc été mise en évidence.

VI.6.2 Matériaux au comportement instable.

Lors des expériences avec les matériaux des dépôts du Sainte-Elisabeth et du Bourgeat, il y a eu un premier problème de mélange : une sédimentation immédiate (eau chargée en particules fines suintant à la surface) se produisait dès qu'on dépassait une certaine concentration liquide. Si on réalise le mélange directement à une concentration plus faible que cette limite, le mélange obtenu est trop sec et très visqueux (en admettant qu'il se comporte comme un fluide). Ces phénomènes s'expliquent évidemment par un manque de particules très fines, capables de retenir l'eau pour constituer un fluide interstitiel lubrifiant les frottements interparticulaires.

Le matériau du Sainte-Elisabeth placé dans le rhéomètre ne semblait pas se cisailer même en profondeur. Une épaisse fissure de fracturation apparaissait près du bord intérieur. Aucune mesure n'a pu être faite. Lors du remplissage il y a eu des pertes d'eau présente dans le mélange. Ceci a eu pour effet d'assécher considérablement la zone supérieure du matériau.

Avec le matériau du Bourgeat, le même phénomène s'est produit. Alors que le mélange était déjà en place dans le rhéomètre on a ajouté de l'eau de façon à saturer l'ensemble (concentration à la limite de la sédimentation immédiate). Dans ces conditions on a pu observer le cisaillement du matériau à la surface libre, celui-ci s'étendait jusqu'à 8 cm du bord intérieur. Ce cisaillement apparent à la surface existait aussi en profondeur. Cependant, au contraire de l'habitude, la vitesse de cisaillement ne décroissait pas en s'écartant du bord intérieur. A 8 cm le long de la surface limite, ce cisaillement s'arrêtait net. On a constaté aussi un autre phénomène particulier : contrairement aux autres fluides testés, avec le matériau du Bourgeat les particules grossières ont tendance à remonter à la surface dans la zone cisailée. Ce phénomène est analogue à celui qui se produit dans une poudre qu'on agite, les particules de plus grand diamètre ont tendance à remonter vers la surface.

Les mesures obtenues avec le matériau du Bourgeat sont montrées sur la Figure VI.8. On peut constater la décroissance du couple lorsque la vitesse s'accroît. Ces résultats étaient tout à fait reproductibles, les mêmes résultats ont été obtenus lors de plusieurs montées puis descentes des niveaux de vitesse appliqués. Cependant ils sont inexploitable par les calculs habituels. Ces résultats reflètent très probablement un comportement instable du matériau, c'est-à-dire l'existence d'un minimum de la contrainte dans la courbe des régime permanents en cisaillement simple (cf Ch III et Ch IV). L'écoulement observé correspond alors à la structure en sandwich, (cf Ch III et Ch IV) dont il est question au paragraphe VI.3.

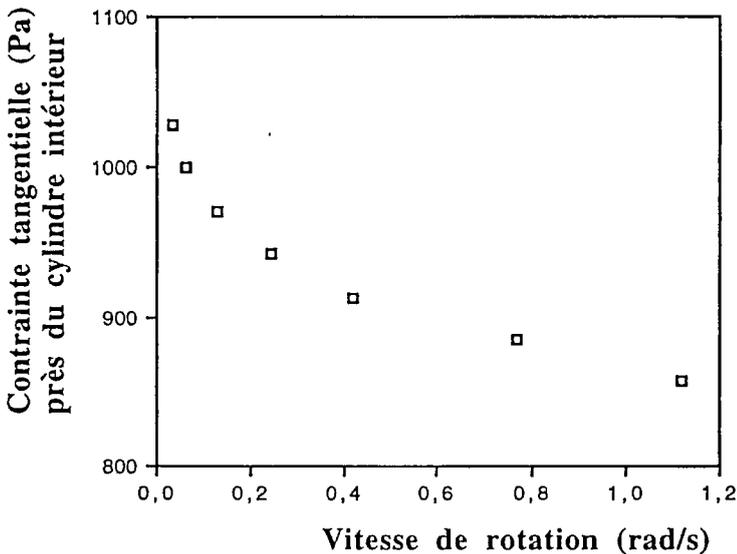


Figure VI.8 : Mesures obtenues avec le rhéomètre de grande taille lors du test du mélange eau-Bourgeat ($C_v = 68 \%$).

Bien que l'expérience n'ait pu être menée à bien avec le matériau du Sainte-Elisabeth, on peut raisonnablement penser, puisque ces deux matériaux ont un aspect général très ressemblant et des granulométries très proches (cf Figure VI.5), que leur comportement est très ressemblant. Cependant étant donné la particularité de ce comportement, des mesures à l'aide d'appareils plus précis, avec des géométries

différentes, semblent nécessaires pour obtenir des informations quantitatives à propos du comportement du matériau. Notamment il pourra être utile d'examiner finement le cisaillement au sein de la masse et près des bords. La seule conclusion qu'on puisse tirer pour l'instant est que ces matériaux ont un comportement instable.

VI.6.3 Matériaux au comportement stable.

On n'a pas constaté d'instabilité du comportement des mélanges réalisés à partir des matériaux du Nant Croex, Riffol, Verdarel, Cratourier, Enrouye. On ne peut pas exclure qu'un minimum existe dans leur loi de comportement, mais alors ce minimum correspond à des gradients de vitesse plus faibles que les gradients de vitesse des tests qui ont été réalisés. Quand on regarde l'ensemble des résultats sur la Figure VI.9, le premier commentaire qui s'impose n'est pas nouveau (**MAJOR & PIERSON (1990), O'BRIEN & JULIEN (1988)**) : les résultats varient de manière très importante avec la concentration. Pour un même matériau, en près de 5 % on peut passer pratiquement d'un solide à un fluide pas trop visqueux. En revanche d'un matériau à l'autre, il n'y a ni égalité de viscosité absolue, ni égalité du niveau de contrainte pour une même concentration car le comportement dépend aussi beaucoup des types d'argiles et de la granulométrie.

Les courbes en régime permanent montrent que ces fluides sont rhéofluidifiants. On a calé un modèle de Herschel-Bulkley sur les différentes courbes expérimentales. Il semble tout à fait probable que ce modèle représente effectivement le comportement en régime permanent du matériau. En effet on affaire ici à un matériau analogue (mais à une échelle différente) aux mélanges très fins étudiés au Ch V qui sont bien décrits par un tel modèle. Dans le cas des mesures obtenues avec ce rhéomètre de grande taille on a utilisé la méthode de calage proposée au Ch V. Un premier problème vient ici du fait qu'on n'a pas obtenu de mesures à des gradients de vitesse aussi faibles que lors des expériences avec la matrice fine des laves (cf Ch V). Le seuil de contrainte du modèle est donc, moins facilement qu'au Ch V, comparable au seuil réel d'écoulement. En outre aux plus grands gradients de vitesse le calage du modèle n'est souvent pas très bon. Mais compte-tenu des nombreuses incertitudes de mesures il paraît tout de même correct de caler un tel modèle. Les résultats de ces calages sont présentés sur les Figures VI.10 à

VI.14. Les valeurs des paramètres du modèle sont présentées dans le tableau VI.1. On peut constater l'augmentation rapide du seuil de contrainte du modèle avec la concentration, et on peut constater que le paramètre K augmente presque proportionnellement au seuil, dans un rapport qui dépend du matériau solide de base. Enfin le coefficient n prend des valeurs analogues à celles trouvées pour les mélanges fins (cf Ch V). La décroissance illogique du seuil de contrainte entre les deux premières concentrations du Cratourier reflète l'importance de l'incertitude des mesures effectuées à l'aide du rhéomètre.

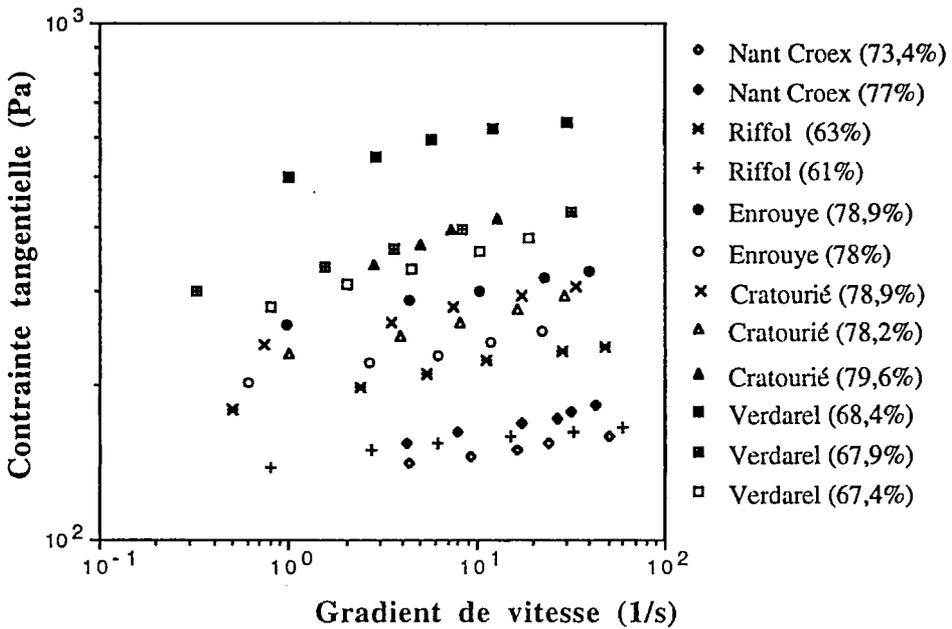


Figure VI.9 : Mélanges eau-échantillons de laves torrentielles (ayant un comportement stable) : courbe des régimes permanents en cisaillement simple, mesures obtenues avec le rhéomètre de terrain.

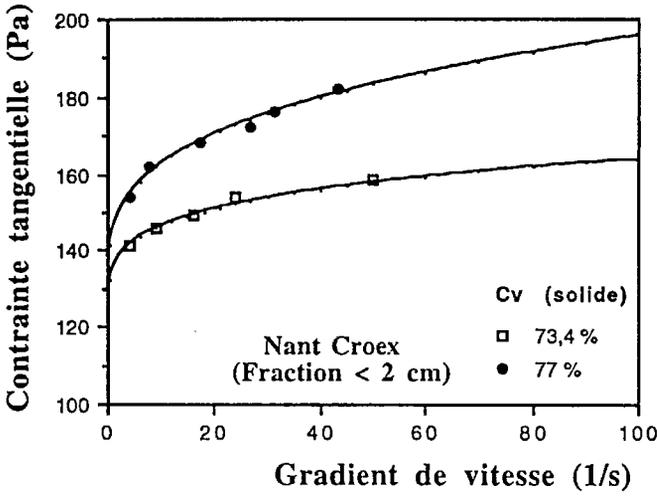


Figure VI.10 : Mélanges eau-Nant Croex (à différentes concentrations solides) : courbe des régimes permanents en cisaillement simple et calage d'une loi de Herschel-Bulkley.

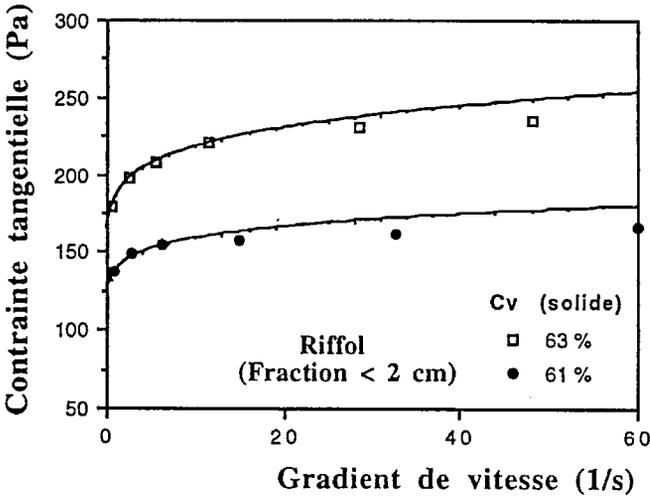


Figure VI.11 : Mélanges eau-Riffol (à différentes concentrations solides) : courbe des régimes permanents en cisaillement simple et calage d'une loi de Herschel-Bulkley.

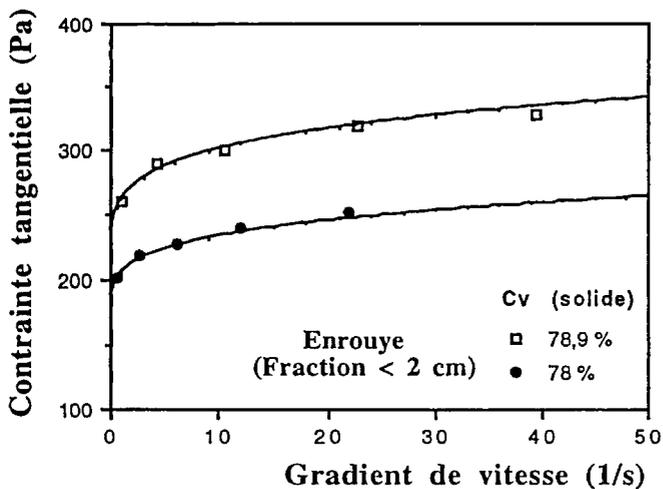


Figure VI.12 : Mélanges eau-Enrouye (à différentes concentrations solides) : courbe des régimes permanents en cisaillement simple et calage d'une loi de Herschel-Bulkley.

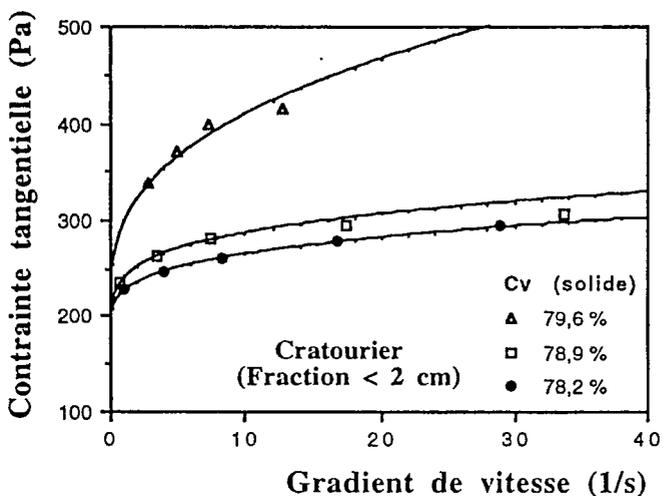


Figure VI.13 : Mélanges eau-Cratourier (à différentes concentrations solides) : courbe des régimes permanents en cisaillement simple et calage d'une loi de Herschel-Bulkley.

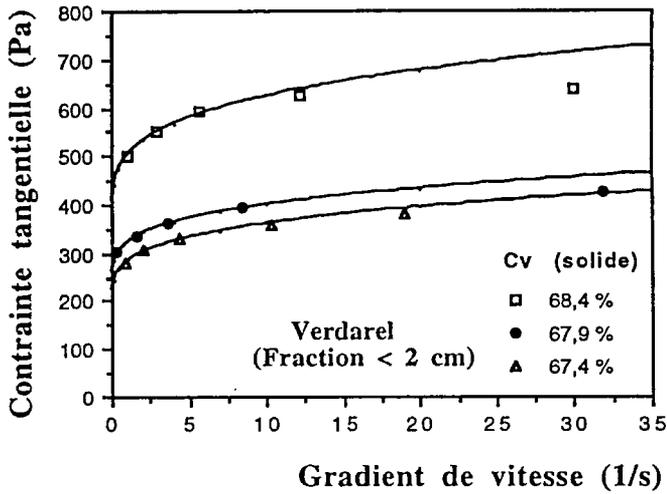


Figure VI.14 : Mélanges eau-Verdarel (à différentes concentrations solides) : courbe des régimes permanents en cisaillement simple et calage d'une loi de Herschel-Bulkley.

	Nant Croex		Riffol		Enrouye		Cratourier			Verdarel		
Cv (%)	73,4	77	61	63	78	78,9	78,2	78,9	79,6	67,4	67,9	68,4
τ_c (Pa)	120	130	90	125	165	195	190	180	220	200	240	370
K	16	16,5	48,5	61,4	40,1	66,7	37,5	61,6	78,9	85,5	85	135
n	0,22	0,3	0,15	0,18	0,23	0,2	0,3	0,24	0,38	0,28	0,28	0,28

Tableau VI.1 : Valeurs des paramètres du modèle d'Herschel-Bulkley calé sur les mesures effectuées au rhéomètre de terrain, avec des mélanges boueux naturels.

VI.6.4 Commentaires.

On peut distinguer deux types de courbes granulométriques pour la partie fine (< 2 cm) des dépôts de lave torrentielles (cf Figure 5). Le premier type est constitué des matériaux dont la fraction très fine (< 40 μm) est

supérieure à 20 %. Le second type est constitué des matériaux dont la fraction très fine est inférieure à 2 %. On peut établir une correspondance directe entre ces deux types de granulométries et les deux types de comportement observés. Les matériaux du premier type ont un comportement stable. Ceux du second type ont un comportement instable. Ceci s'explique assez bien par le fait que, lorsque la fraction très fine est en proportion trop faible, le fluide interstitiel que constitue le mélange d'eau et de particules fines est trop peu important pour lubrifier suffisamment les mouvements relatifs des particules grossières. Ces particules grossières forment une structure et dissipent alors beaucoup d'énergie par frictions aux faibles gradients de vitesse, alors qu'à des gradients de vitesse plus élevés elles tendent à s'écarter et leurs mouvements relatifs sont lubrifiés par le fluide interstitiel (cf Ch IV).

CONCLUSION.

Un rhéomètre de grande taille, à cylindre coaxiaux avec un grand intervalle, a été construit pour étudier directement la loi de comportement de fluides contenant des particules grossières. Les problèmes théoriques posés par l'exploitation des mesures avec un tel appareil sont nombreux dès que le fluide testé n'a plus un comportement très simple, ou dès qu'il contient des particules d'un trop grand diamètre. Par ailleurs les difficultés expérimentales et les effets perturbateurs sont nombreux en pratique. Notamment lorsqu'on teste des fluides contenant des particules grossières de densité supérieure à celle du mélange, on peut craindre une chute progressive de ces particules pendant le cisaillement. Le cisaillement interne correct des fluides a cependant pu être vérifié lors de nos expériences. Enfin cet appareil, capable de tester des volumes de fluide de 0,5 m³ et susceptible d'être emmené sur le terrain pour des expériences avec des matériaux naturels, est robuste mais moins précis que les rhéomètres de laboratoire. Quoi qu'il en soit on peut envisager sans difficulté d'étudier directement à l'aide d'un tel rhéomètre le comportement de nombreux fluides contenant des particules grossières.

Des expériences ont été réalisées sur des mélanges boueux (fractions solides provenant de dépôts de laves torrentielles) contenant des particules d'un diamètre maximum de 2 cm. Le comportement de mélanges à différentes concentrations a pu être étudié. On a distingué deux types principaux de comportement. Le premier est stable et correspond assez bien à une loi de Herschel-Bulkley, les mélanges correspondant contiennent une fraction fine (< 40 μm) supérieure à 20 %. Celle-ci forme un fluide interstitiel en proportion suffisante pour que les frictions entre particules ne soient pas trop importantes aux faibles vitesses de cisaillement. Le second type de comportement est instable, et les mesures effectuées avec un rhéomètre à cylindres coaxiaux avec un grand intervalle ne peuvent être exploitées pour en déduire la loi de comportement. Les mélanges qui ont un tel comportement ont une fraction fine très faible. Au sein de ce type de fluide, aux faibles gradients de vitesse, les frictions entre particules sont prédominantes, alors qu'aux plus grands gradients de vitesse de tels frottements sont moins nombreux en moyenne, et les dissipations visqueuses dues au cisaillement du fluide interstitiel plus importantes. Dans ce cas les particules les plus grosses ont

nettement tendance à remonter progressivement vers la surface libre près du bord du cylindre intérieur dans la zone cisailée.

En dehors du fait qu'il permet une étude directe du comportement de mélanges boueux grossiers, ce qui n'est pas possible avec les rhéomètres habituels, un tel appareil a aussi permis de mettre en évidence un certain nombre de phénomènes qui ne pouvaient facilement l'être avec un rhéomètre de petite taille. Ainsi on a pu observé des migrations des particules grossières vers le haut ou le bas suivant que le fluide est instable ou stable, même lorsque le fluide possède un seuil élevé. Ces phénomènes sont susceptibles d'apparaître lors de l'étude de suspensions analogues (avec des particules de densité supérieure à celle du mélange) à l'aide de rhéomètres de petite taille à cylindres coaxiaux.

A.VI.1 Etalonnage de l'appareil.

A.VI.1.1 Les frottements.

Des frottements interviennent essentiellement au niveau du contact entre le cylindre intérieur et la plaque du fond sur laquelle est fixée le cylindre extérieur. Ce contact est assuré par un caoutchouc très résistant appliqué et serré contre le cylindre intérieur et reposant par ailleurs sur la plaque du fond. De cette façon le matériau brut ne pénètre pratiquement pas dans le cylindre intérieur. En revanche comme il s'agit d'un joint volontairement imparfait un peu d'eau et des matériaux très fins peuvent pénétrer dans le cylindre intérieur au cours des expériences, lubrifiant ainsi le frottement du caoutchouc sur le fond et diminuant les efforts appliqués à cet endroit.

Dans ce paragraphe on utilisera comme référence de la mesure du couple le nombre (que j'exprimerai en points) affiché par le boîtier électronique relié aux jauges. On établira plus loin la correspondance entre ces valeurs et le couple réel. La valeur initiale au repos affichée par le boîtier électronique qui mesure la différence de potentiel entre les extrémités du pont de jauges était de -700 points. Elle est vraisemblablement due à des déformations résiduelles pendant et après le collage des jauges. Lorsque l'on fait tourner le cylindre intérieur dans le rhéomètre vide entre deux expériences, donc avec une infime couche d'eau boueuse au fond, la valeur affichée varie dans la fourchette (-1325; -1025) ou (-75; -375) suivant que le cylindre tourne dans un sens ou dans l'autre. Il y a donc des fluctuations de l'importance du frottement qui dépendent :

- de la position du cylindre intérieur (celui-ci n'est pas parfaitement centré sur l'axe), il convient donc de lire les valeurs affichées par les appareils de mesure toujours pour la même position du cylindre ;
- de la qualité de la lubrification au niveau des contacts et du coincement éventuel de particules fines dans l'intervalle entre les surfaces en contact.

Il convient donc, lorsqu'on prend les mesures, d'estimer ou de calculer la moyenne des valeurs obtenues pour un même niveau de vitesse.

En régime permanent, ce frottement ne dépend pas de la vitesse de rotation. Lorsque le rhéomètre est plein, on ne peut plus a priori utiliser les résultats précédents, mais on ne sait pas quel va être l'influence de la présence du matériau. Cependant on peut penser que celle-ci est faible et

que la différence entre le frottement à vide et à plein est négligeable. Effectivement la valeur du frottement avec le rhéomètre rempli, trouvée lors du calage, est pratiquement identique à celle mesurée précédemment à vide. On a donc repris cette même valeur.

A.VI.1.2 Etalonnage du capteur de vitesse .

L'appareil décrit au paragraphe VI.1.3.6 affiche des valeurs qui correspondent à la vitesse de rotation de son axe. Il n'est pas évident a priori de calculer la vitesse de rotation du capot en fonction de ces données car elle dépend beaucoup de la façon dont le contact se fait entre le cône et le capot. On a donc mesuré avec un chronomètre pendant une durée assez longue la vitesse du capot en comptant le nombre de tours qu'il effectuait et établi la correspondance avec la valeur affichée sur le compte-tours. On a pu vérifier la proportionnalité des valeurs affichées avec la vitesse réelle, quels que soient les niveaux de vitesse. Pour l'unité de calcul choisie de l'appareil (cm/s), le coefficient multiplicateur est 0,0032 rad/s par unité.

A VI.1.3 Etalonnage du capteur de couple.

Il s'agit de savoir la valeur exacte du couple appliqué correspondant à une mesure de déformation des jauges. Un calcul théorique permet d'approcher cette valeur. Pour un couple C appliqué au cylindre intérieur, la force de flexion F appliquée à chacune des barres de mesure est $F = C/2x$ où x est la distance d'application de cette force par rapport à l'axe central des cylindres. Les caractéristiques des barres de flexion sont montrées sur la Figure A VI.1.1. Dans notre cas on a : e = 1,8 cm; L = 5 cm; x = 14,9 cm; a = 3 cm; l = 2,7 cm. La déformation longitudinale au niveau des jauges est ϵ_1 . Alors :

$$\epsilon_1 = \frac{6Fl}{Ea(e)^2}$$

où E = 20500 kg/mm². Puisqu'on a un pont complet, la différence de potentiel induite par cette déformation est :

$$\Delta u = \frac{U}{4} \sum_i (\Delta R_i / R_i)$$

avec :

$$\Delta R_i/R_i = K\varepsilon_1$$

où K est le facteur de jauge et U la tension appliquée. Ici $K = 2,09$ et $U = 10 \text{ V}$. Finalement : $\Delta u = KU\varepsilon_1$. Pour 1 Pa de contrainte à la surface du cylindre intérieur, on a :

$$C = \tau(2\pi r h^2)$$

où $r=0,41 \text{ m}$ et $h=0,75 \text{ m}$. Ce qui donne $C=0,792 \text{ N.m}$. On en déduit $F = 2,66 \text{ N}$ et $\varepsilon_1 = 4,08 \cdot 10^{-7}$ soit $\Delta u = 0,0082 \text{ mV}$. Le gain du boîtier électronique est de 500, donc on a 2 mV pour 5000 points, soit ici pour 1 Pa : $20,5$ points
ou encore **0,0373 N.m/point.**

Mais compte-tenu de quelques imprécisions possibles dans le montage et le calcul théorique, il est nécessaire de vérifier et de préciser cette valeur. La seule méthode pour ce faire est de tester le rhéomètre avec un fluide modèle dont on peut connaître la loi de comportement par un autre moyen. C'est ce qui a été fait et décrit au paragraphe VI.4. Le résultat de l'étalonnage a confirmé que la valeur du frottement obtenue à vide est identique à celle obtenue lorsque l'appareil est plein d'un matériau boueux, et a donné :

0,039 N.m/unité de boîtier.

A VI.6.1.4 Incertitudes de mesures.

L'incertitude sur la mesure de vitesse est due essentiellement à une erreur de lecture à cause des variations instantanées de la vitesse autour de sa valeur moyenne. On estime l'incertitude qui en découle à 5%. Pour ce qui est de la mesure du couple, l'incertitude due à la qualité des jauges ou à la qualité du montage est négligeable par rapport aux autres incertitudes. L'incertitude de lecture, à cause des variations instantanées de la valeur affichée autour de la valeur moyenne, peut-être estimée à 5%. L'incertitude liée à l'étalonnage du rhéomètre peut être estimée quant à elle à 5%. Ceci nous donne une incertitude totale sur les valeurs de chaque mesure qui est importante. Cependant pour un matériau donné et une série de mesures relatives à ce matériau, l'erreur commise sur chacune des mesures n'est pas aussi variable. Si les niveaux généraux des

contraintes sont mesurés à 15 % près, la viscosité absolue est mesurée à 5 % près. En pratique d'autres incertitudes de mesures apparaissent à cause de phénomènes perturbateurs divers (cf paragraphe VI.5.3). Ces dernières incertitudes sont plus difficile à évaluer.

Annexe VI.2 : Mesures réalisées avec le rhéomètre de terrain.

On a réalisé les expériences en variant le niveau de vitesse imposée (approximativement par le réglage de la pompe). Chaque niveau de vitesse était maintenu pendant environ 2 mn, de façon à déceler d'éventuels effets perturbateurs ou propriétés temporelles. Si le régime semblait établi, les mesures étaient effectuées en lisant les valeurs affichées par les appareils de mesure (tachymètre et boîtier électronique relié aux jauges de déformations) à chaque passage du cylindre intérieur dans une zone d'observation restreinte fixe. Aux vitesses rapides une seule valeur de couple et de vitesse pouvait être lue à chaque passage dans cette zone. Aux faibles vitesses plusieurs valeurs de couple et de vitesse pouvaient être lues en continu. Pour chaque niveau de vitesse, les valeurs affichées de couple et de vitesse fluctuaient légèrement, on a estimé lors de la lecture des valeurs affichées la moyenne des valeurs de couple et de vitesse. Ce sont ces moyennes qui sont présentées ici dans l'ordre des expériences réalisées (montée ou descente en vitesse). Dans certains cas on a noté à la fois les mesures pour la montée et la descente, dans d'autres cas on s'est contenté de vérifier que les valeurs obtenues à la descente correspondaient bien à celles obtenues à la montée.

Attention, il est vrai qu'un tel système d'enregistrement des mesures est très grossier, non seulement par les appareils assez imprécis qui sont utilisés, mais par les méthodes d'enregistrement. Mais dans le cas des matériaux traités cela semble normal. En effet d'une part l'appareil utilisé est un prototype complet qu'il convenait de tester d'abord dans des conditions grossières et il fallait vérifier que les mesures étaient possibles et les résultats utiles, et d'autre part le type de mélange testé pose des problèmes expérimentaux si importants qu'un système de contrôle des vitesses et d'enregistrement des mesures souple est préférable à un système faisant entrer en jeu un système lourd de programmations par ordinateur par exemple, avec lequel il est souvent difficile, surtout lorsqu'on ne connaît pas bien les réactions du fluide testé, de distinguer les mesures correctes de mesures faussées par des effets perturbateurs.

Mesures :

Kaolin (Cv = 21,5 %)

Ω (rad/s)	0,064	0,166	0,274	0,406	0,608	0,736	0,896	0,230	0,688	0,054	0,134
C (N/m)	28,4	33,2	37,4	43,5	46,1	46,9	47,4	41,5	47,4	29,2	32,5

Argile de Sinard (Cv = 21,5 %)

Ω (rad/s)	0,032	0,058	0,128	0,208	0,416	0,800
C (N/m)	35,9	42,5	48,2	51,4	53,8	57,1

Nant Croex (Cv = 73,4 %)

Ω (rad/s)	0,050	0,136	0,365	0,582	0,912	1,360
C (N/m)	107,9	111,4	114,4	117,9	121,4	123,3

Nant Croex (Cv = 77 %)

Ω (rad/s)	0,045	0,139	0,358	0,566	0,864	1,376
C (N/m)	117,9	123,9	128,8	131,7	134,6	137,5

Enrouye (Cv = 78 %)

Ω (rad/s)	0,026	0,067	0,144	0,288	0,576	0,864
C (N/m)	159,2	167,4	172,2	179,5	187,6	201,8

Enrouye (Cv = 78,9 %)

Ω (rad/s)	0,032	0,131	0,304	0,634	0,915
C (N/m)	199,8	221,1	230,2	240,8	245,7

Riffol (Cv = 61 %)

Ω (rad/s)	0,102	0,384	0,794	1,056	0,480	0,147	0,021	0,160	0,678	0,027
C (N/m)	116,6	122,1	126,4	127,5	122,1	117,7	111,1	119,3	124,8	108,3

Riffol (Cv = 63 %)

Ω (rad/s)	0,038	0,118	0,282	0,400	0,640	1,088	0,416
C (N/m)	144,7	155,1	160,8	169,3	173,9	179,9	168,2

Verdarel (Cv = 67,4 %)

Ω (rad/s)	0,896	0,576	0,214	0,141	0,07	0,032
C (N/m)	291,2	271,5	255,4	246,1	232,3	223,5

Verdarel (Cv = 67,9 %)

Ω (rad/s)	0,024	0,067	0,198	0,48	0,893	1,146
C (N/m)	250,7	262,3	279,5	306,9	320,5	333,0

Verdarel (Cv = 68,4 %)

Ω (rad/s)	0,083	0,160	0,288	0,653	0,960
C (N/m)	399,6	432,9	457,3	474,0	498,0

Cratourier (Cv = 78,2 %)

Ω (rad/s)	1,088	0,592	0,416	0,202	0,024	0,093
C (N/m)	221,5	211,6	203,6	195,7	179,8	187,7

Cratourier (Cv = 78,9 %)

Ω (rad/s)	0,928	0,496	0,205	0,109	0,006
C (N/m)	231,4	222,7	212,7	200,4	183,7

Cratourier (Cv = 79,6 %)

Ω (rad/s)	0,400	0,054	0,112	0,544	0,205	0,013
C (N/m)	304,3	267,2	273,9	311,7	283,1	263,2

Bibliographie.

LEIGHTON, D., and ACRIVOS, A., (1987), "The shear-induced migration of particles in concentrated suspensions", *Journal of Fluid Mechanics*, **181**, pp.415-439.

MAGNIN, A., et PIAU, J.M., (1987) "Shear rheometry of fluids with a yield stress" *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **23**, pp 91-106.

MAGNIN, A., et PIAU, J.M., (1990) "Cone-and-plate rheometry of yield stress fluids. Study of an aqueous gel" *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **36**, pp 85-108.

MAJOR, J.J., and PIERSON, T.C., (1990), "Rheological analysis of fine-grained natural debris-flow material", *Proceedings of International Symposium on Hydraulics and Hydrology of Arid Lands*, ASCE, San Diego, California, U.S.

MAJOR, J.J., and PIERSON, T.C., (1992), "Debris flow rheology : experimental analysis of fine-grained slurries", *Water Resources Research*, **28**, N°3, pp.841-857.

NADIM, A., (1988), "The measurement of shear-induced diffusion in concentrated suspensions with a Couette device", *Physics of Fluids*, **31**, N°10, pp.2781-2785.

O'BRIEN J.S., JULIEN P.Y., (1988), *Laboratory analysis of mudflows properties*. *Journal of Hydraulic Engineering*, **114** (8), pp877-887.

PHILLIPS, C.J., (1988), "Rheological investigations of debris flow materials", *Philosophical Dissertation*, University of Canterbury, Lincoln College, New Zealand.

PHILLIPS, C.J., and DAVIES, T.R.H., (1991), "Determining rheological parameters of debris flow material", *Geomorphology*, **4**, pp101-110.

PIAU, J.M., (1979), "Fluides non-newtoniens", *Techniques de l'Ingénieur*, A 710-711.

TATTERSALL, G.H., and BANFILL, P.F.G., (1983), *The rheology of Fresh concrete*, Pitman, Boston, 356p.

CHAPITRE VII

RHEOLOGIE DES LAVES TORRENTIELLES

INTRODUCTION.

Les laves torrentielles, coulées boueuses et rocailleuses survenant dans le lit des torrents après de longues et/ou fortes pluies peuvent être étudiées comme un fluide homogène à une certaine échelle d'observation (cf Ch I). Pour faire progresser les techniques de prévention et de protection et plus généralement maîtriser les écoulements de laves torrentielles, on doit approfondir les connaissances des lois de comportement de ces matériaux. Cependant ces fluides contiennent souvent des particules d'un diamètre tel (de l'ordre du mètre) qu'il est exclu de procéder à une étude rhéométrique directe du matériau. On a commencé un travail (cf Ch I, Ch III, Ch IV, Ch V, Ch VI) qui a pour but d'approcher les lois de comportement des boues et laves torrentielles quelles que soient les particules qu'elles contiennent. Ce travail comprend plusieurs étapes :

- étude du comportement de matériaux boueux modèles, dispersions et suspensions concentrées (Ch III et Ch IV) pour mieux comprendre et expliquer les caractéristiques particulières du comportement des boues et laves ;
- étude des mélanges d'eau et de la matrice fine des laves torrentielles afin de comprendre de manière générale le comportement de ce type de matériau et éventuellement en déduire par analogie celui des laves grossières (Ch V);
- étude directe des mélanges proches des laves à l'aide d'un rhéomètre de grande taille, afin d'approcher le comportement de ces laves (Ch VI).

Nous nous proposons ici d'analyser l'ensemble de ces résultats, de formuler de nouveaux raisonnements, et de réaliser de nouvelles expériences, pour en déduire la forme des lois de comportement des laves torrentielles. Pour cela on commence par une analyse de l'apport des résultats des chapitres précédents pour la connaissance des lois de comportement des laves. Comme l'ensemble des modèles et des expériences proposées jusqu'ici concernent des fluides contenant des particules d'un faible diamètre, un point essentiel reste encore à être étudié : il nous faut connaître l'influence d'un ajout de particules non interactives (cf Ch IV) sur la loi de comportement d'un mélange boueux. Le problème étant très complexe, c'est seulement un modèle très simplifié, permettant d'estimer la contrainte tangentielle additionnelle engendrée par l'ajout des particules, qui est proposé. On cherche ensuite à

déterminer la forme des lois de comportement des laves complètes. Pour cela, à partir de divers raisonnements et d'expériences, on est amené à établir une classification des écoulements naturels saturés en eau sur des fortes pentes, en fonction de leur loi de comportement. Enfin on propose une méthode d'estimation de la loi de comportement du corps d'une lave torrentielle quelconque.

VII.1 Analyse des résultats précédents.

Notre travail a commencé par une analyse des constituants des laves torrentielles et des interactions possibles entre ces constituants (Ch I). Bien qu'une lave soit constituée de matériaux très variés et ayant une granulométrie très étendue, nous avons pu distinguer quelques types principaux de fluides modèles dont l'étude était susceptible d'apporter des renseignements sur la rhéologie des laves complètes : mélanges eau-argiles (Ch III), suspensions concentrées en particules non interactives (Ch IV), boues très fines (ch V), fluide interstitiel des laves (ch VI). Les études des Ch III et V ont montré que les mélanges eau-argiles pouvaient avoir des comportements très différents selon la forme des interactions entre particules d'argiles dans l'eau. Notamment lorsque ces interactions sont fortes (Ch III) le fluide forme un gel même à des concentrations faibles. Pour ce type de fluide un modèle de loi de comportement tenant compte de la formation et de la rupture de flocs de particules a été proposé. Ce modèle qui semble bien adapté à la description du comportement des mélanges eau-bentonite, prévoit dans certains cas l'existence (effectivement constatée expérimentalement) d'un minimum dans la loi de comportement en cisaillement simple (Ch III). Lorsque les interactions entre particules d'argiles sont relativement faibles, les mélanges ont une loi de comportement en cisaillement simple du type Herschel-Bulkley (Ch V). C'est aussi le cas de la plupart des suspensions boueuses fines (diamètre inférieur à 2 cm) (étudiées (Ch VI) à l'aide d'un rhéomètre spécial de grande taille) ou très fines (Ch V) dont la granulométrie est étendue et la fraction argileuse pas trop faible. En outre le seuil de contrainte de ces mélanges est d'autant plus élevé que la concentration solide est grande. Lorsque la concentration en particules solides non interactives dans un fluide newtonien est suffisamment élevée, les frictions et coincements au sein de la matrice granulaire peuvent devenir le phénomène prédominant (Ch IV). Il est possible alors, si la concentration solide est grande et la viscosité du fluide interstitiel faible, que la loi de comportement en cisaillement simple possède un minimum. Dans ce cas les caractéristiques du fluide sont analogues à celles observées au Ch III. Ce type de comportement, prédit par un modèle plus général s'appliquant aux suspensions concentrées, a été observé expérimentalement dans le cas de fluides constitués d'eau, d'argiles et de particules de diamètre compris entre 100 et 200 μm (Ch IV), et dans le

cas de deux fractions fines (< 2 cm) de laves torrentielles testées à l'aide du rhéomètre de grande taille (Ch VI).

Tous ces résultats apportent des éléments utiles à la compréhension de la rhéologie des suspensions, des boues et des laves torrentielles, mais ne permettent pas encore de déterminer les lois de comportement des laves torrentielles. Il est exclu de procéder à une étude rhéométrique directe des matériaux constitutifs des laves torrentielles complètes étant donné la dimension de certaines particules. Mais puisqu'on ne peut disposer que de données concernant la loi de comportement de la fraction fine des laves (< 2 cm), il faut être capable de déduire le comportement d'une boue grossière à partir de la connaissance de sa fraction grossière et du comportement de sa fraction fine considérée comme le fluide interstitiel. Ceci suppose donc qu'on sache décrire de manière théorique le comportement d'une suspension concentrée de particules solides non interactives dans un fluide non-newtonien (en l'occurrence une boue très fine). Si on se réfère aux connaissances acquises dans le domaine de la rhéologie des suspensions, on s'aperçoit que ce sujet a fait l'objet de nombreux travaux. Mais aucune théorie générale n'existe pour l'instant et les théories proposées dans des cas particuliers restent à valider, (mis à part la formule d'EINSTEIN (1956), valable pour des concentrations faibles). Par exemple, le cas le plus simple de l'étude de la viscosité des suspensions de particules dans un fluide newtonien (cf KAMAL & MUTEL (1985), UTRACKI (1988)) est un sujet pour l'instant encore mal maîtrisé autant expérimentalement que théoriquement (cf Ch IV). Le problème qui nous concerne ici est quant à lui bien plus complexe puisque le fluide interstitiel est non-newtonien, la concentration solide est très élevée, et une forte proportion de particules susceptibles d'interagir (PIERSON & COSTA (1987)) avec les particules ajoutées est en général présente dans le fluide interstitiel.

VII.2 Importance de la fraction de particules très grossières (diamètre > 2 cm) sur le comportement des laves torrentielles.

Les laves torrentielles ont des caractéristiques générales communes (cf Ch I, et DAVIES (1986)), elles s'écoulent sous forme de bouffées et chacune de ces bouffées est constituée :

- du front à l'avant, qui comporte une très forte proportion de gros blocs,
- du corps de la lave, qui s'étend sur une plus grande distance et comporte une moins grande proportion de blocs,
- enfin de la queue de la lave, qui comporte une fraction solide moins importante que les deux autres parties principales. L'influence de la queue sur l'écoulement et les dégâts éventuellement causés par cette queue nous semblent mineurs. De ce fait on ne traitera pas ici du comportement de cette partie des laves torrentielles, et, dans l'étude du comportement global d'une lave, on négligera la queue.

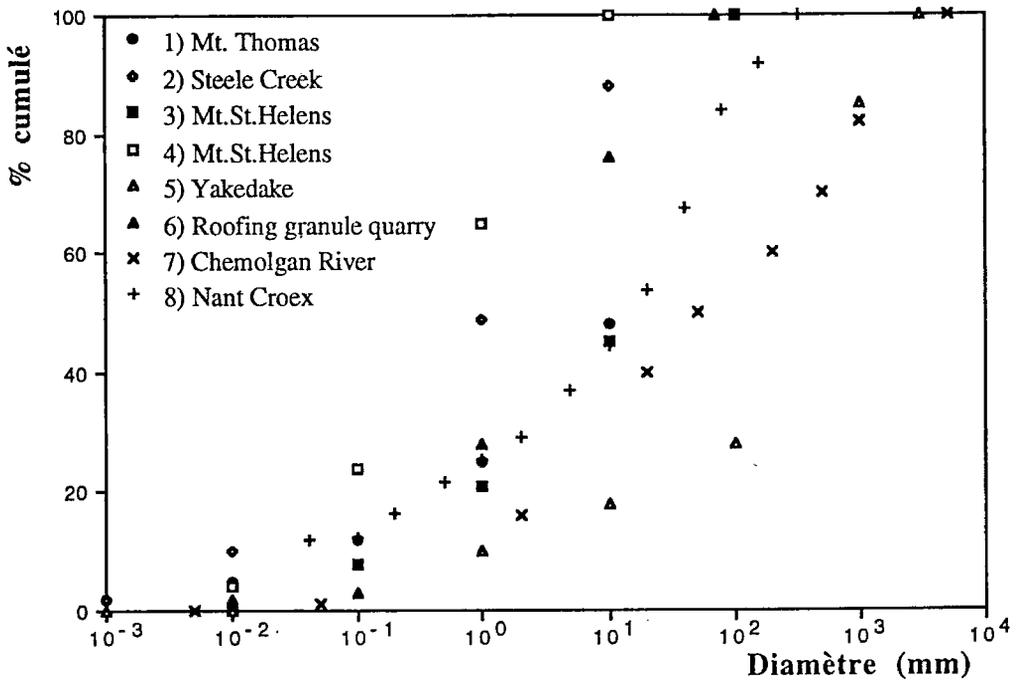


Figure 1 : Granulométries complètes de laves de différents pays : 1) Mt.Thomas (Nlle.Zélande), **PIERSON (1980)**; 2) Steele Creek (U.S.A), **BROSCOE & THOMSON (1969)**; 3) et 4) Mt.St.Helens (U.S.A) (courbes extrêmes de l'enveloppe des granulométries), **PIERSON (1985)**; 5) Yakedake (Japon), **M.S.C.O (1981)**; 6) Roofing granule quarry (U.S.A), **JOHNSON & RODINE (1984)**; 7) Chemolgan River (ancienne U.R.S.S), **SHEKO (1988)**; 8) Nant Croex (France), cette étude.

Un certain nombre de données concernant des granulométries de dépôts de laves fournies par différents auteurs ont été rassemblées dans la Figure 1. On n'a reproduit ici que des granulométries des échantillons complets. On constate une grande dispersion de ces distributions granulométriques. Pour toutes les laves décrites sur cette figure sauf la lave japonaise, la proportion de grains de diamètre supérieur à 2 cm est inférieure à 60 %. En supposant par exemple que la concentration solide totale de ces laves est de 85 %, on constate que la fraction de matériaux grossiers supposés en suspension dans la matrice interstitielle (eau+particules de diamètre < 2 cm) peut atteindre 51 % (mis à part la lave japonaise). Pour un fluide newtonien l'ajout d'un tel pourcentage de particules peut provoquer une augmentation d'environ 2 ordres de grandeur de la viscosité (KAMAL & MUTEL (1985)) et/ou faire apparaître un seuil de contrainte dans la loi de comportement de la suspension (Ch IV). Il est clair que l'influence de cette fraction grossière sur le comportement d'une lave ne peut pas être négligée a priori. Compte-tenu de ces réflexions, il est nécessaire d'étudier directement la loi de comportement d'une boue grossière, en utilisant entre autres les connaissances acquises, mais aussi en fournissant des idées nouvelles. Pour parvenir à un modèle théorique du comportement des boues grossières qui puisse être validé expérimentalement, il faut que ce modèle soit suffisamment général pour pouvoir être vérifié à des échelles plus petites (à l'aide des rhéomètres de laboratoire ou d'un rhéomètre de terrain).

VII.3 Modifications de la loi de comportement d'un mélange boueux par un ajout de particules.

VII.3.1 Schéma physique.

Au Ch I on a passé en revue l'ensemble des matériaux constitutifs des laves torrentielles. La Figure 1 donne quant à elle une idée de l'ensemble des granulométries des échantillons de laves torrentielles qu'on peut rencontrer dans la nature. On constate qu'une lave est formée d'un mélange d'eau, d'argiles, de limons, de sables et de cailloux. Dans la suite on raisonnera systématiquement en supposant que le mélange final, i.e. la boue grossière (matériau de la lave torrentielle considérée), est obtenu en ajoutant progressivement les particules de tailles croissantes, en respectant les proportions dictées par la granulométrie complète de cette boue. On

supposera qu'à chaque étape le fluide obtenu est capable (grâce à un seuil de contrainte suffisant) de soutenir (au moins au repos) les particules ajoutées à l'étape suivante. Si la granulométrie de la lave est telle que cela n'est pas possible lors des premières étapes (parce que la fraction argileuse est trop faible), on verra aux paragraphes VII.4 et 5 que la lave est alors du type instable. Lors de chacun de ces ajouts de particules on appellera fluide interstitiel le mélange initial (avant l'ajout). On notera que, au moins au départ, cette démarche est analogue à celle de NAIK (1983). Celui-ci a pris pour base que le fluide interstitiel des laves torrentielles avait une loi de comportement du type Bingham. Estimant que les grains de différentes tailles successivement ajoutés pour former la lave complète affectent les paramètres de la loi mais pas la forme de cette loi, il a calculé, par incréments successifs de taille de particule, les paramètres correspondant à l'ensemble de la lave.

Concentration nulle, Fluide interstitiel très fin seul

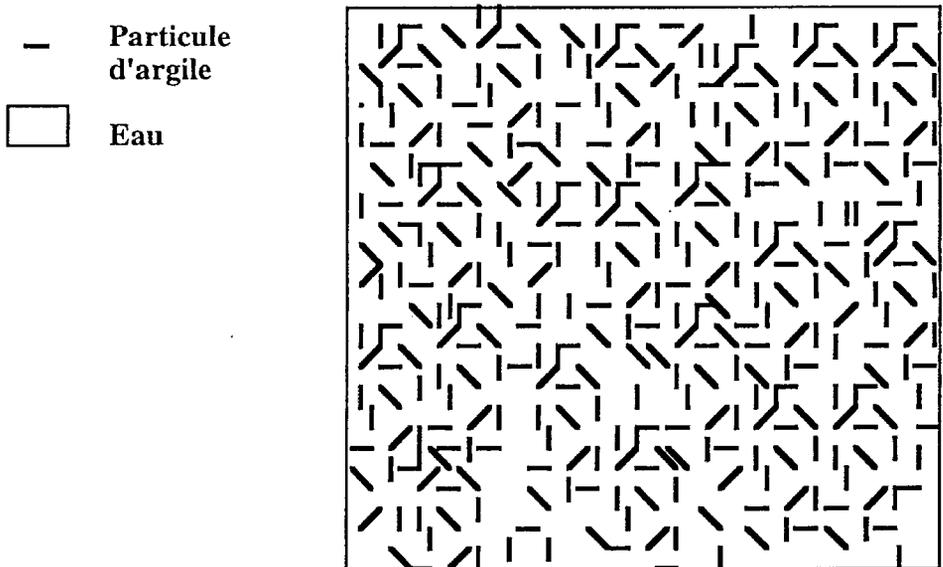


Figure 2a.

Figures 2 (a,b) et 3 (a,b) : Représentations schématique d'une coupe d'une suspension boueuse au départ constituée d'un mélange d'eau et de particules très fines, dans laquelle on ajoute une concentration croissante

de particules solides non interactives. Sur chaque dessin on a conservé toutes les particules présentes sur le schéma précédent.

Dans ce cadre la première étape de formation d'une boue quelconque est la suivante : dans une certaine quantité d'eau on ajoute des particules d'argiles, puis les particules très fines ($< 40 \mu\text{m}$). Le mélange obtenu (cf Figure 2a) est en général une suspension fine qui peut être étudiée à l'aide des rhéomètres de laboratoire et dont le comportement suit une loi de Herschel-Bulkley (cf Ch V). Le comportement rhéofluidifiant et le seuil de contrainte du mélange tirent leur origine des interactions entre particules très fines par le biais des double-couches ionisées à faible potentiel (dans le cas général d'un matériau naturel, mais ceci n'est pas systématique : cf Ch III).

Concentration faible

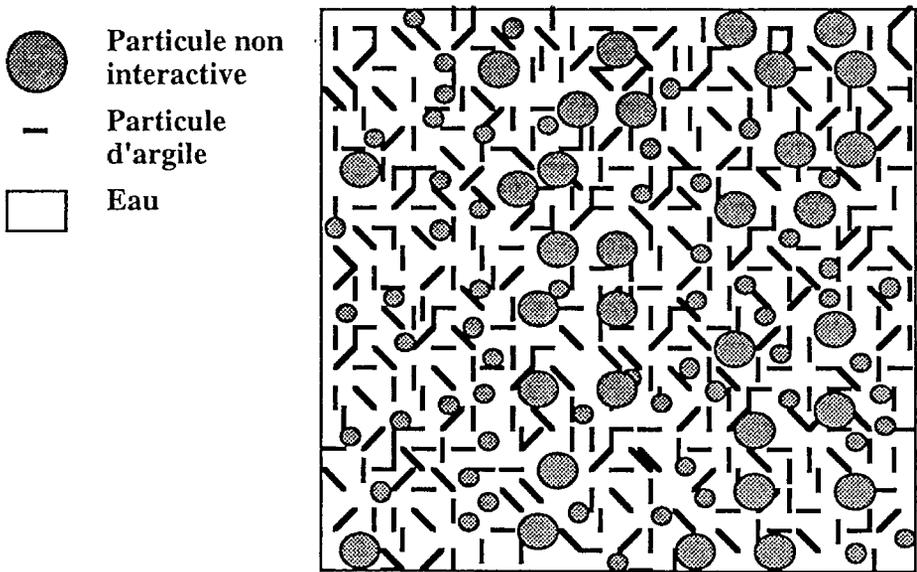


Figure 2b.

On ajoute ensuite des particules d'un diamètre plus grand. Progressivement on atteint une dimension limite des particules au-delà de laquelle leurs interactions avec l'eau sont négligeables. On peut obtenir alors à ce stade un mélange du type de la Figure 2b. Il s'agit d'une faible concentration de particules non interactives en suspension dans un mélange boueux très fin. On estime qu'alors, comme dans le cas de

particules en suspension dans un fluide newtonien (KAMAL & MUTEL (1985)), les dissipations visqueuses supplémentaires par rapport au fluide interstitiel et dues à ces particules, sont assez faibles. Quant au seuil de contrainte, deux tendances opposées agissent sur sa nouvelle valeur : d'un coté la concentration volumique de particules très fines interagissant diminue, ce qui à tendance à donner un niveau de seuil légèrement plus faible que le seuil du fluide interstitiel ; d'un autre coté la présence des particules solides non interactives a pour effet d'augmenter les surfaces solides au sein du fluide, ce qui en quelque sorte assèche le fluide interstitiel (puisque le long des surfaces solides en contact avec le fluide interstitiel la concentration solide doit tendre vers 0 (cf Ch VI)) et à tendance à donner un seuil légèrement supérieur au seuil initial. Finalement on admettra que le seuil de contrainte du mélange final est à peu près le même que celui du fluide interstitiel. A de faibles concentrations solides de particules non interactives ajoutées à un mélange du type de celui de la Figure 2a, la loi de comportement de la suspension (Figure 2b) est grossièrement celle du fluide interstitiel.

Concentration moyenne, "mélange limite"

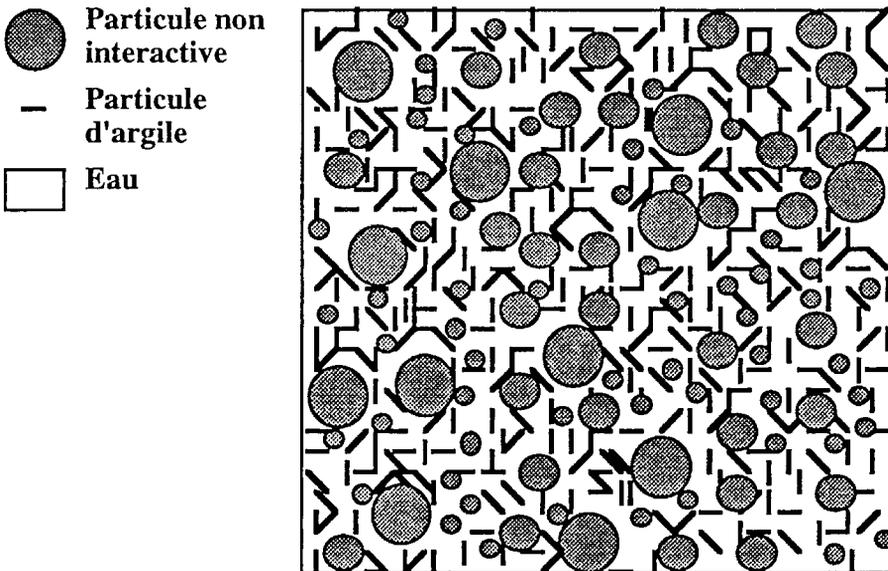


Figure 3a

A partir d'une certaine concentration de particules solides non interactives la concentration solide totale est si grande qu'il se produit un phénomène de percolation entre les particules solides. La suspension était jusqu'alors telle que les contacts directs entre les particules étaient faibles et peu nombreux. Plus précisément on définit un contact direct de la

Forte concentration

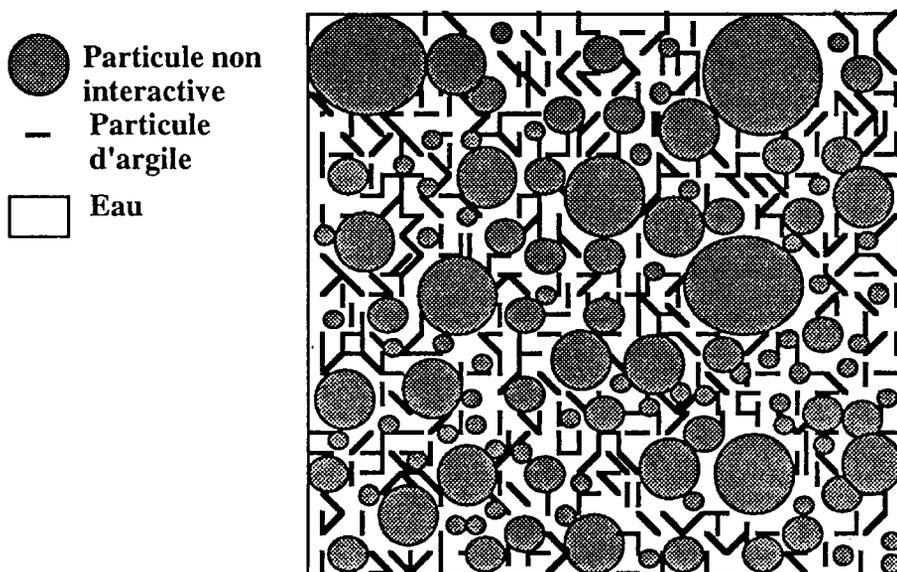


Figure 3b

façon suivante : phénomène au cours duquel deux particules non interactives assez grosses sont assez proches l'une de l'autre pour "coincer" ou non (entre elles) des particules très fines, et le glissement relatif de ces deux particules, prises dans le réseau constitué par le fluide interstitiel, entraîne des dissipations du type friction sèche. La distance entre ces deux particules peut être négligée devant leur diamètre. Lorsque la concentration solide dépasse un certain seuil, ces contacts deviennent subitement suffisamment nombreux pour ne plus être négligés (cf Figure 3a). Au-delà de ce seuil de percolation le comportement du mélange final est différent de celui du fluide interstitiel, il faut tenir compte des dissipations d'énergie dues à ces contacts directs. Notamment une des conséquences de ce phénomène est que, comme au Ch IV dans le

cas d'une suspension concentrée dans un fluide newtonien, lorsqu'on a dépassé le seuil de percolation, le seuil de contrainte augmente sensiblement lors de tout ajout supplémentaire de particules solides non interactives à la suspension. Lorsque la concentration en particules non interactives est très élevée, le seuil est entièrement déterminé par les frictions entre ces particules (cf Figure 3b). L'idée que les frictions intergranulaires peuvent jouer un rôle dans la loi de comportement des laves torrentielles apparaît de manière qualitative dans **MAJOR & PIERSON (1992)**.

Plusieurs problèmes contribuent à rendre ce schéma idéalisé difficile à utiliser en pratique :

- En pratique, il n'est pas possible de distinguer clairement les particules qu'on a nommées très fines des autres, car la limite en diamètre à partir de laquelle une particule n'interagit plus avec l'eau est mal connue ;
- Il n'est pas possible de définir le diamètre à partir duquel des particules peuvent entrer en contact direct, et donner lieu à des frictions sèches ;
- On ne peut pas parler d'une limite universelle de concentration en particules non interactives à partir de laquelle il y a percolation. En effet ce seuil de percolation dépend de la granulométrie du mélange initial, de la granulométrie des particules ajoutées, et des caractéristiques des particules très fines.

Pour lever en partie ces difficultés nous supposerons d'abord qu'il existe une limite nette entre les particules interagissant avec l'eau, et les autres, et une limite nette entre les particules susceptibles de dissiper de l'énergie par frictions, et les autres. En outre on supposera que ces limites sont identiques et correspondent au diamètre 40 μm . Introduisons la notion nouvelle de "mélange limite" associée à un matériau solide. Dans un espace défini par les variables granulométrie et concentration solide, ces "mélanges-limites" sont situés sur un hyperplan qui définit la frontière entre deux espaces (cf le schéma de principe de la Figure 4). Les mélanges situés dans l'espace intérieur sont tels que les dissipations par frictions sont négligeables, contrairement à ceux situés dans l'espace extérieur. Par exemple les suspensions représentées en coupe sur les Figures 2a-2b sont à l'intérieur de cet hyperplan, alors que celles des Figures 3a-3b sont à l'extérieur (la suspension de la Figure 3a est supposée être située juste sur cet hyperplan limite). Evidemment ceci est

une schématisation, dans la réalité la zone de transition n'est pas aussi brutale.

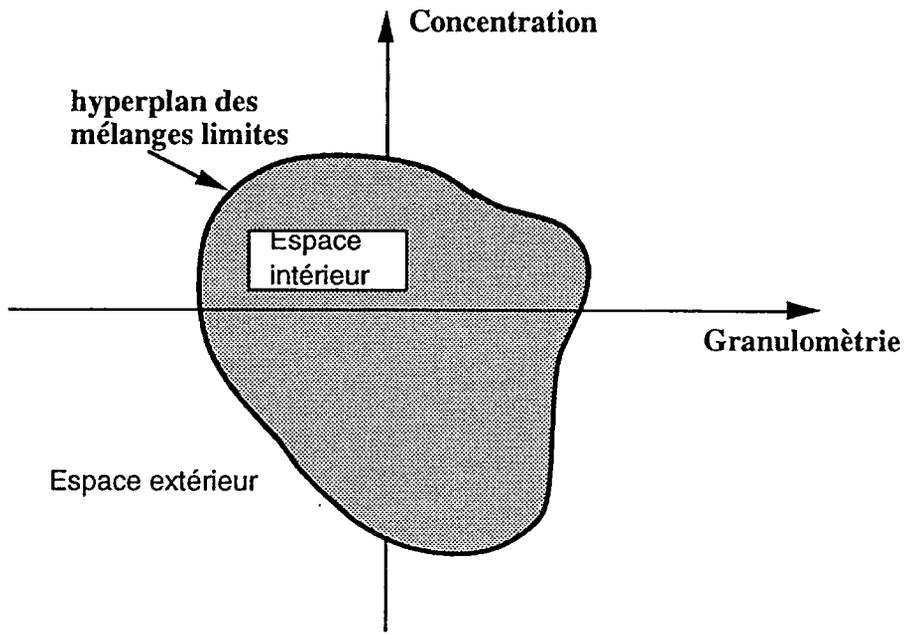


Figure 4 : Schématisation du principe de l'hyperplan des mélanges-limites (représenté ici en dimension 2).

Remarque : On a systématiquement supposé que les chocs, i.e. les transferts de quantité de mouvement par contacts courts entre les particules, étaient négligeables. Or, selon TAKAHASHI (1991), qui utilise les résultats des travaux de BAGNOLD (1954), les chocs entre les particules grossières au sein des laves sont le phénomène prédominant dans la plupart des cas. Etant donné l'importance des travaux prenant pour base un modèle de Bagnold comme loi de comportement des laves torrentielles, il paraît utile de se pencher un peu plus sur les possibilités d'application et la validité d'un tel modèle. On a vu au Ch IV que les chocs sont négligeables lorsque le critère suivant est respecté :

$$\frac{1}{\sqrt{\langle \epsilon_j \rangle / 2}} \frac{\rho_s D^2 \dot{\gamma}^2}{\tau(\dot{\gamma})} \ll 1 \quad (1)$$

où ρ_s est la masse volumique des particules, D leur diamètre, μ est la viscosité du fluide interstitiel, $\dot{\gamma}$ le gradient de vitesse, $\langle \varepsilon_i \rangle / 2$ est l'inverse du rapport moyen entre la distance entre les particules et leur diamètre, et $\tau(\dot{\gamma})$ est la contrainte tangentielle totale correspondant à un gradient de vitesse $\dot{\gamma}$ au sein de la suspension. Ce critère n'est pas utilisable dans le cas d'une suspension de particules de granulométrie étendue. Mais sans aucun doute, dans ce cas, l'apparition du régime inertiel est retardée. En effet, pour qu'on soit dans un régime inertiel, il faut que les particules aient des mouvements fluctuants d'agitation suffisamment forts autour de leur mouvement moyen (BAGNOLD (1954)) au sein du fluide interstitiel. Dès qu'une lave a une granulométrie étendue (que la fraction argileuse soit importante ou non) il paraît difficile que ces mouvements d'agitation se développent, parce que toutes les particules (argiles entourées des double-couches et grains) se touchent à tout instant et forment une structure plus ou moins solide au repos (comme le montre le seuil de contrainte observé lors de toutes les expériences présentées ici). Au cours de l'écoulement cette structure se brise mais d'autres se reforment à chaque instant. Au contraire de cette constatation, le modèle de Bagnold implique que les particules ont un certain "libre parcours", analogue au mouvement des particules dans un gaz ou à celui des molécules dans un fluide en écoulement turbulent. Pour que ce libre parcours existe, il faut que la viscosité du fluide interstitiel soit suffisamment faible. Ceci n'est pas vraisemblable dans le cas d'un mélange plutôt boueux. Dans le cas d'un mélange essentiellement granulaire avec une matrice interstitielle constituée d'eau et d'une faible proportion d'argiles, ce phénomène n'est pas impossible. Mais alors la granulométrie doit être suffisamment resserrée, et l'écoulement suffisamment rapide. Par exemple considérons une lave constituée par exemple de blocs de 10 cm de diamètre, en concentration élevée (environ 50 %) dans un fluide interstitiel de viscosité quelconque a priori, le mélange s'écoulant avec un gradient de vitesse de 10 s^{-1} . On suppose, mais cela se déduit facilement d'une analyse d'un écoulement naturel, que les contraintes au sein du fluide sont de l'ordre de 500 Pa. Alors la valeur prise par le nombre adimensionnel de l'expression (1) est de l'ordre de 40, ce qui nous placerait a priori vraisemblablement dans un régime inertiel (au sens de Bagnold), pour lequel les chocs sont prédominants. Cet exemple est très particulier. Si la granulométrie est un tant soit peu étendue et cependant telle que le

diamètre moyen des particules est encore 0,1 m, il est probable que les particules n'auront plus la possibilité de s'entrechoquer notablement.

On est finalement conduit à dire, en accord avec le schéma physique précédent, que les chocs ne sont pas prédominants sur les frictions ou les liaisons entre particules dans le cas général tant que le gradient de vitesse n'est pas trop grand, ou bien tant que la lave contient une fraction argileuse suffisamment importante, ou bien encore tant que la granulométrie est étendue. Il ne faut cependant pas tirer comme conséquence immédiate de ces considérations que, puisqu'elles ne sont pas en régime inertiel, la plupart des laves s'écoulent en régime macrovisqueux, suivant en cela le modèle de Bagnold. En effet n'oublions pas que ce modèle n'envisage que deux types de dissipations d'énergie : visqueuse et par chocs ; le critère proposé par Bagnold permet de distinguer les zones de prédominance de l'un de ces phénomènes par rapport à l'autre mais n'envisage à aucun moment la possibilité d'un seuil de contrainte ou d'un autre type de dissipation. Or comme **SHEN SHOUCHANG (1991)** nous pensons que l'existence d'un seuil a été (cf Ch IV, V, VI) et sera aussi dans la suite clairement mis en évidence pour tous les mélanges considérés. Le niveau général des contraintes dans une gamme de gradients de vitesse inférieure à 50^{-1} est du même ordre que ce seuil. Ceci signifie qu'on ne peut pas négliger, pendant l'écoulement, l'influence des phénomènes, qui sont à l'origine de ce seuil de contrainte, et qui n'ont rien à voir avec les chocs ou avec des phénomènes en rapport avec une viscosité newtonienne.

VII.3.2 Modélisation.

BATCHELOR (1970) a fourni un cadre général pour le calcul du tenseur des contraintes moyen dans le cas d'une suspension de particules rigides dans un fluide newtonien, avec une force de volume uniforme dans l'échantillon. On a utilisé ce cadre au Ch IV pour étudier les suspensions très concentrées dans des fluides newtoniens. On reprend ici ce cadre pour l'appliquer au cas d'une suspension de particules dans un fluide quelconque. On utilisera aussi les mêmes concepts et les mêmes notations mathématiques qu'aux Ch IV. L'écoulement du fluide interstitiel est systématiquement supposé non turbulent. En reprenant les réflexions du Ch IV à ce sujet et en les adaptant au cas d'un fluide quelconque, la condition à remplir pour que cette hypothèse soit vérifiée est du type :

$$\frac{\rho_0 \dot{\gamma} d^2}{\tau(\dot{\gamma})} \ll 100 \quad (2)$$

où $\tau(\dot{\gamma})$ est la contrainte au sein du fluide interstitiel correspondant à un gradient de vitesse $\dot{\gamma}$, ρ_0 la masse volumique du fluide, et d le rayon des pores de fluide interstitiel dans la masse. La valeur 100 utilisée dans ce critère devrait normalement être calculée expérimentalement, mais l'ordre de grandeur proposé ici nous paraît une bonne estimation de la valeur exacte correspondant aux types d'écoulements qui nous intéressent.

On suppose en outre que les termes de transferts de quantité de mouvement ou d'accélération, dus aux fluctuations locales autour des mouvements moyens, sont négligeables. Ceci est vrai, dans le cas d'un cisaillement simple à un gradient de vitesse $\dot{\gamma}$, si le critère suivant, établi au Ch IV, est respecté :

$$\frac{\int_R \rho(R\dot{\gamma})^2 \phi(R) dR}{\tau(\dot{\gamma})} \ll 1 \quad (3)$$

où $\tau(\dot{\gamma})$ est la contrainte tangentielle totale au sein du mélange correspondant à un gradient de vitesse $\dot{\gamma}$, ρ est la masse volumique moyenne de la suspension, et $\phi(R)dR$ la probabilité d'avoir une particule de rayon compris entre R et $R+dR$. On pourra discuter de la validité de cette hypothèse lorsqu'on aura des données concernant les contraintes nécessaires au cisaillement de la suspension. Avec l'ensemble des hypothèses précédentes, le tenseur des contraintes moyen dans un volume V à l'échelle mésoscopique (cf Ch IV) s'écrit :

$$\Sigma = \frac{1}{V} \int (\sigma^*) dV \quad (4)$$

où σ^* est le tenseur des contraintes local. On peut séparer cette expression en deux termes :

$$\Sigma = \frac{1}{V} \int_{V-\Sigma V_p} (\Sigma^*_f) dV + \frac{1}{V} \int_{\Sigma V_p} (\Sigma^*_p) dV \quad (5)$$

où Σ^*_f est le tenseur des contraintes local au sein du fluide interstitiel, Σ^*_p le tenseur des contraintes local au sein des particules, et $V-\Sigma V_p$ est le volume V diminué du volume total occupé par les particules (ΣV_p). Le

premier terme de l'expression (5) est un tenseur des contraintes dû aux déformations du fluide interstitiel. D'après les hypothèses faites au paragraphe précédent, lorsque la suspension finale se trouve à l'intérieur de l'hyperplan limite, comme les concentrations de particules ajoutées sont nécessairement assez faibles, Σ est à peu près égal au tenseur des contraintes correspondant à un tenseur taux de déformation global identique du fluide interstitiel seul, ce qui correspond approximativement au premier terme de l'expression (5). On fait cette hypothèse simplificatrice car on ne peut pas calculer ce premier terme plus précisément dans le cas d'un fluide non-newtonien quelconque. Tout se passe alors comme si le second terme de (5) qui représente un tenseur des contraintes additionnel dû à la présence des particules solides était négligeable. En revanche, pour des fortes concentrations de particules ajoutées, c'est-à-dire lorsque la suspension finale se trouve largement en dehors de l'hyperplan limite, le premier terme devient négligeable devant le second qui est dû alors uniquement aux contacts directs entre particules. Compte-tenu de ces deux valeurs aux limites on supposera que quelle que soit la concentration de particules ajoutées, le tenseur Σ peut être approximé par :

$$\Sigma = \Sigma_f(\mathbb{D}) + \frac{1}{V} \int_{\Sigma} (\Sigma^*_p) dV \quad (6)$$

où $\Sigma_f(\mathbb{D})$ est le tenseur des contraintes dû au fluide interstitiel s'il subissait la même déformation globale. Le calcul de l'expression (6) demande que l'on connaisse à chaque instant la nature et l'intensité des interactions entre les particules. Au Ch IV on a pu déterminer complètement le tenseur des contraintes en introduisant la notion de configuration instantanée des particules, et en proposant une loi d'évolution de cette configuration en fonction de l'histoire du mouvement. Cependant, ici, compte-tenu de la complexité du problème, il ne nous semble pas possible pour l'instant de nous lancer dans une modélisation aussi poussée que celle faite au Ch IV dans le cas de suspensions concentrées modèles. Dans cette étude on supposera dans un premier temps que la configuration des particules est indépendante du mouvement et aléatoire, et on ne tiendra pas compte des dissipations visqueuses supplémentaires introduites par l'ajout de particules (mouvements relatifs lubrifiés des particules). Le second terme de l'expression (6) est alors dû uniquement aux contacts directs entre

particules et fournit un supplément de contrainte à ajouter au tenseur des contraintes du fluide interstitiel pour obtenir la loi de comportement approchée du mélange. Comme **BATCHELOR (1970)**, et en négligeant le terme additionnel dû aux fluctuations de l'accélération locale autour de sa valeur moyenne, on peut transformer le second terme de (6) en :

$$\Sigma_{(p)} = \frac{1}{V} \sum_i \int_{A_i} (\sigma^* \cdot \mathbf{n}) \otimes \mathbf{x} \, dA_i \quad (7)$$

où les A_i sont les surfaces des différentes particules solides contenues dans cet élément, σ^* est ici le tenseur des contraintes local au sein du fluide en contact avec la particule, et \mathbf{x} le vecteur position du point de la surface A_i considérée. On peut écrire (**GODDARD (1977)**) ce tenseur sous la forme :

$$\Sigma_{(p)} = \frac{1}{V} \sum_i \sum_{j, A_i} \mathbf{f}_j \otimes \mathbf{x}_j \quad (8)$$

où les termes \mathbf{f}_j sont les forces ponctuelles équivalentes dues aux différents contacts directs situés aux points \mathbf{x}_j de la particule i . Comme au Ch IV, en tenant compte du fait que la somme des forces appliquées sur une particule est nulle on peut transformer maintenant (8) en un premier type d'expression :

$$\Sigma_{(p)} = \frac{1}{2} \frac{1}{V} \sum_i \sum_{j, A_i} \mathbf{f}_j \otimes (\mathbf{G}_i \mathbf{M}_j) \quad (9)$$

où \mathbf{G}_i est le centre d'inertie de la particule i et \mathbf{M}_j est le j -ème point de contact sur cette particule. Pour des raisons pratiques on suppose les particules sphériques de rayon R . Ce rayon R théorique correspond à la valeur du rayon d'une sphère occupant le même volume qu'une particule donnée. La densité volumique des particules de rayon théorique R s'écrit $n(R)$ et est telle que $n(R)dR$ est le nombre de particules de rayon théorique compris dans l'intervalle $(R, R+dR)$ par unité de volume. On peut alors transformer (**Van den BRULE & JONGSCHAAP (1991)**) l'expression (9) en l'intégrale suivante :

$$\Sigma_{(p)} = \frac{1}{2} \int_R n(R) dR \left[\int_{A(R)} \int_F \mathbf{f} \otimes \mathbf{x} p(\mathbf{f}, \mathbf{x}) d\mathbf{f} d\mathbf{x}^2 \right] \quad (10)$$

où $A(R)$ est la surface de la particule de rayon R , $p(\mathbf{f}, \mathbf{x}) d\mathbf{f} d\mathbf{x}^2$ est la probabilité qu'une force comprise entre \mathbf{f} et $\mathbf{f} + d\mathbf{f}$ s'applique sur la surface de la particule dans un angle solide de surface $d\mathbf{x}^2$ autour de \mathbf{x} , et F est l'ensemble des vecteurs forces possibles. \mathbf{x} est ici le vecteur joignant le centre d'inertie de la particule à un point de la surface. La force de friction s'écrit (cf Ch IV) :

$$\begin{aligned} \mathbf{V} \cdot \mathbf{x} < 0 \quad \text{et } \mathbf{U} \neq 0 \quad \text{alors } \mathbf{f} = f \frac{\mathbf{U}}{U} ; \\ \mathbf{V} \cdot \mathbf{x} \geq 0 \quad \text{ou } \mathbf{U} = 0 \quad \text{alors } \mathbf{f} = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

où \mathbf{U} et \mathbf{V} sont respectivement les vitesses tangentielle et normale relatives des éléments de surface des particules en contact direct. On suppose que les contacts directs entre sphères ont lieu dans toutes les directions de manière équiprobable, quels que soient les rayons des particules en contact. En outre le module de la force f peut prendre des valeurs dans un ensemble F qui ne dépend pas du rayon des particules en contact ni de l'orientation du contact et de la vitesse relative des particules. On peut alors écrire :

$$\Sigma_{(p)} = \frac{1}{2} \int_R n(R) dR \left[\left(\int_F f p(f) d\mathbf{f} \right) \int_{A(R)/\mathbf{V} \cdot \mathbf{x} < 0 \text{ et } \mathbf{U} \neq 0} \frac{\mathbf{U}}{U} \otimes \mathbf{x} p(\mathbf{x}) d\mathbf{x}^2 \right] \quad (12)$$

où $p(\mathbf{x}) d\mathbf{x}^2$ est la probabilité d'avoir un contact direct dans un angle solide de surface $d\mathbf{x}^2$ autour de \mathbf{x} . Cette probabilité ne dépendant pas de \mathbf{x} est égale à $N(R) \frac{d\mathbf{x}^2}{4\pi R^2}$ où $N(R)$ est le nombre total de particules en contact avec la sphère théorique de rayon R . Le nombre de sphères de rayon compris dans l'intervalle $(R', R' + dR')$ et en contact direct avec une sphère de rayon R peut être estimé au moyen du nombre probable de particules de rayon compris entre R' et $R' + dR'$ dans le volume V délimité intérieurement par la surface de la sphère de rayon R et extérieurement par la surface qui passe par les centres des sphères R' en contact avec R

(i.e. la surface de la sphère de rayon $R+R'$). En intégrant sur l'ensemble des valeurs possibles de R' , on obtient :

$$N(R) = \frac{4\pi}{3} \int_{R'} n(R')((R+R')^3 - R^3) dR' \quad (13)$$

Finalement, en utilisant $\mathbf{x} = R\mathbf{m}$, où \mathbf{m} est la normale extérieure à la surface au point considéré, et en posant :

$$f_0 = \left(\int_{\mathbb{F}} f p(f) df \right) \quad (14)$$

on obtient :

$$\Sigma_{(p)} = \frac{1}{2} f_0 \frac{1}{4\pi} \int_{\mathbb{R}} R n(R) N(R) dR \left[\int_{A_0/V \cdot \mathbf{x} < 0} \text{et } \mathbf{U} \neq 0 \frac{\mathbf{U}}{U} \otimes \mathbf{m} dm^2 \right] \quad (15)$$

où A_0 est la sphère unité. On supposera que lors d'une déformation au niveau macroscopique, il y a mouvement relatif de toutes les particules élémentaires au niveau microscopique, en l'occurrence les particules solides. Donc pour initier le mouvement du mélange il faut initier le mouvement relatif de toutes les sphères en contact quelles que soient leurs positions relatives. On se placera dans le cas d'un cisaillement simple et bien qu'ayant remarqué au Ch IV que la seconde différence des contraintes normales était non nulle en général, on ne s'intéressera ici qu'à la contrainte tangentielle. En posant

$$z = \int \frac{\cos^2 \theta \cos^2 \phi (1 - 2 \cos^2 \theta \sin^2 \phi)}{\sqrt{\cos^2 \theta - 4 \cos^3 \theta \sin^2 \phi \cos^2 \phi}} d\theta d\phi \quad (16)$$

$$\theta, \phi \in \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right] \times \left(\left[\frac{\pi}{2}, \pi\right] \cup \left[\frac{3\pi}{2}, 2\pi\right]\right)$$

On a finalement :

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau}_f(\dot{\boldsymbol{\gamma}}) + \boldsymbol{\tau}_p \quad (17)$$

où $\boldsymbol{\tau}$ est la contrainte tangentielle au sein de la suspension et :

$$\tau_p = \frac{1}{8\pi} z f_0 \int_R R n(R) dR \int_{R'} \frac{4\pi}{3} n(R') ((R+R')^3 - R^3) dR' \quad (18)$$

où $\tau_f(\dot{\gamma})$ est la loi de comportement du fluide interstitiel en cisaillement simple.

VII.3.3 Cas d'une granulométrie suivant une loi de puissance.

On suppose par exemple que l'on a :

$$C_V = K(\delta^m - (\delta_0)^m) \quad (19)$$

où C_V est la concentration volumique de grains solides de diamètre inférieur à δ , diamètre mesuré par passage au tamis, δ_0 est le diamètre minimum des grains, et K et m des constantes. On suppose que la forme des particules est toujours à peu près la même, de ce fait on a la relation suivante entre le rayon théorique R et le diamètre δ :

$$R = \alpha \delta \quad (20)$$

où α est un paramètre de forme. Alors on a :

$$C_V = k(R^m - (r_0)^m) \quad (21)$$

où $k = K/\alpha^m$, et la fraction volumique occupée par les grains de rayon théorique compris entre R et $R+dR$ est :

$$dC_V = kmR^{m-1}dR \quad (22)$$

donc le nombre de grains de cette taille théorique par unité de volume est :

$$n(R)dR = \frac{3}{4\pi} m k R^{m-4}dR \quad (23)$$

Dans le cas où les rayons théoriques des particules sont compris entre R_0 et r_0 (diamètres réels correspondants (Δ_0 et δ_0)), on obtient :

$$\tau_p = z f_0 \frac{3}{16(\alpha\pi)^2} m^2 \left[\frac{C_{v0}^2}{r_0^2 (y^m - 1)^2} \right] \left[\frac{4(y^{m-2} - 1)(y^m - 1)}{m(m-2)} + \frac{3(y^m - 1)(y^{m-2} - 1)}{(m-1)^2} \right] \quad (24)$$

où C_{v0} est la concentration totale des particules, $y = \frac{R_0}{r_0} = \frac{\Delta_0}{\delta_0}$ et $m \neq 1$.

Dans l'expression (24) on remarque que la contrainte tangentielle additionnelle recherchée est proportionnelle, d'une part à C_{v0}^2 et d'autre part à une fonction de la granulométrie des particules ajoutées. Cette constatation est importante car elle permet de dissocier les effets d'une modification de la concentration ou d'une modification de la granulométrie des grains ajoutés. Etant donné les approximations faites tout au long du calcul pour l'obtention de cette formule on ne peut pas prétendre prévoir exactement les différences obtenues lors de deux ajouts d'ensembles de grains de granulométries légèrement différentes. En revanche on peut espérer obtenir une bonne proportionnalité de cette contrainte vis-à-vis du carré de la concentration, et vis-à-vis du terme global lié à la granulométrie.

VII.3.4 Expériences.

VII.3.4.1 Variation de la concentration de particules ajoutées.

On a utilisé un certain nombre de fluides initiaux différents formés à partir d'eau et d'"argile d'Eybens" (matériau fin naturel de la banlieue de Grenoble (cf Ch IV)), ou de kaolinite (cf Ch V), ou de la fraction solide très fine ($< 40 \mu$) de dépôts de laves torrentielles (cf Ch V). A ces mélanges, des quantités variables de particules solides (mélange des grains de diamètre compris entre 100 et 200 μm et prélevés dans l'ensemble des échantillons testés sur le terrain) ont été ajoutées. Les mélanges ont été effectués en laissant d'abord s'imbiber l'eau dans la fraction fine pendant 10 mn, puis en mélangeant vigoureusement l'ensemble pendant environ 10 mn. Des masses croissantes de grains sont ensuite ajoutées et après chaque ajout, l'ensemble est remélangé pendant 5 mn avant les tests. On a vérifié, avec l'argile d'Eybens et le matériau fin du Verdarel ($C_v(\text{fraction fine})=24,8 \%$), que les mesures obtenues étaient indépendantes du temps d'attente du produit initial entre les expériences, et de manière plus générale de l'organisation des expériences (augmentations ou diminutions successives de la concentration).

Les résultats sont présentés sur les Figures VII.5 à VII.11. Dans presque tous les cas, l'ajout de 10% de grains provoquent une augmentation de

contrainte sensible, ce qui tend à prouver que ces mélanges initiaux sont déjà situés à l'extérieur des hyperplans limites correspondants. En revanche dans le cas du Verdarel ($C_v = 24,8\%$) et dans le cas d'un mélange eau+kaolinite ($C_v = 15,9\%$), lors d'un ajout d'une concentration de particules de 5% ou 10 %, le supplément de contrainte est insignifiant (cf Figure VII.11-12). En revanche, pour ces deux fluides, lorsque la concentration solide ajoutée atteint 15 %, une différence de niveau de contraintes non négligeable entre la suspension finale et le fluide interstitiel apparaît. Au sein de notre schéma théorique ceci signifie que lors des ajouts de 5 ou 10 % de particules, la concentration solide est trop faible pour que des dissipations par frictions apparaissent. En revanche, au-delà d'un ajout d'environ 10 % de grains, le mélange obtenu sortant de l'hyperplan limite, les frictions fournissent un terme additionnel de contrainte non négligeable.

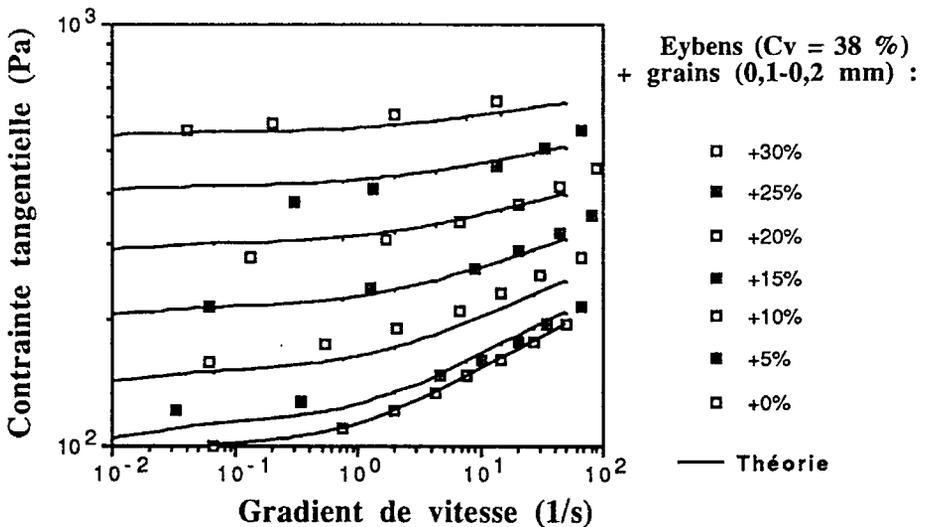


Figure VII.5 : Mélange eau-argile d'Eybens + différents pourcentages de grains : courbe des régimes permanents en cisaillement simple et calage du modèle théorique.

Sur les Figures VII.5-12 on a aussi tracé les courbes théoriques correspondantes. Pour cela on a estimé, à partir des courbes expérimentales, la valeur du terme constant en facteur de Cv_0^2 dans la formule (21) et permettant de caler le mieux possible le modèle sur les courbes expérimentales. Le supplément de contrainte, calculé dans chaque cas à l'aide de cette valeur est ajouté ainsi à la courbe des régimes permanents du mélange initial et on obtient ainsi les différentes courbes théoriques. On constate sur ces courbes (Figures 5-12) que la dépendance vis-à-vis du carré de la concentration solide est bien respectée pour ce qui est du niveau du seuil. En revanche dans certains cas, lorsque la concentration ajoutée atteint des valeurs importantes, on observe expérimentalement une augmentation importante de la viscosité du mélange qui n'est évidemment pas du tout exprimée par ce modèle.

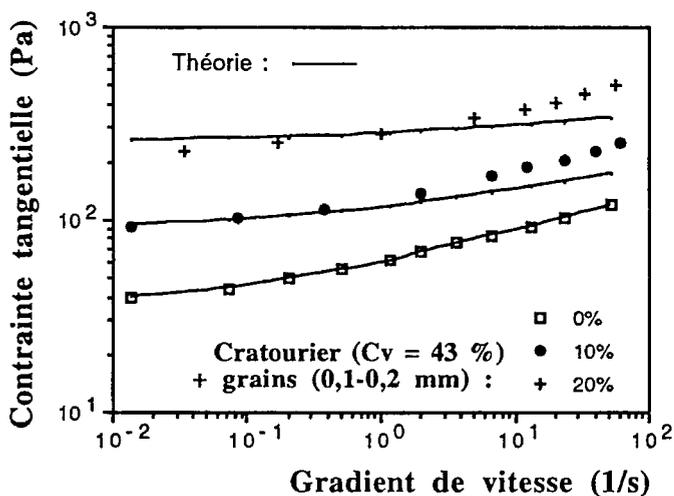


Figure VII.6 : Mélange eau-Cratorier + différents pourcentages de grains : courbe des régimes permanents en cisaillement simple et calage du modèle théorique.

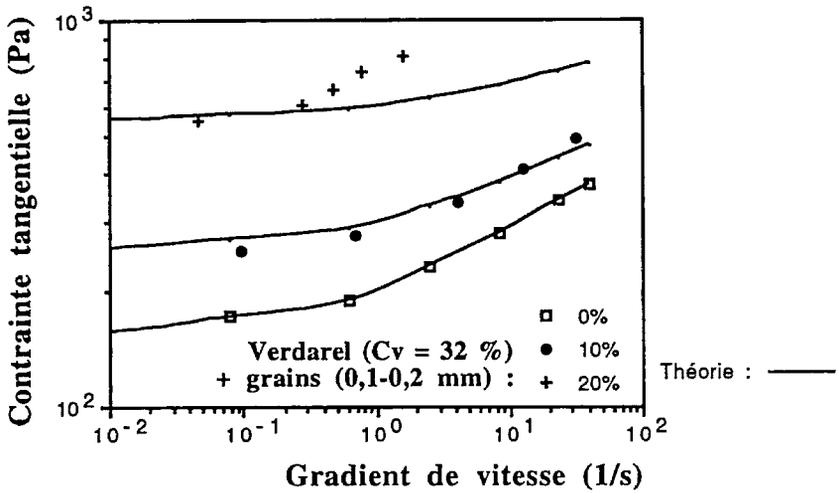


Figure VII.7 : Mélange eau-Verdarel + différents pourcentages de grains : courbe des régimes permanents en cisaillement simple et calage du modèle théorique.

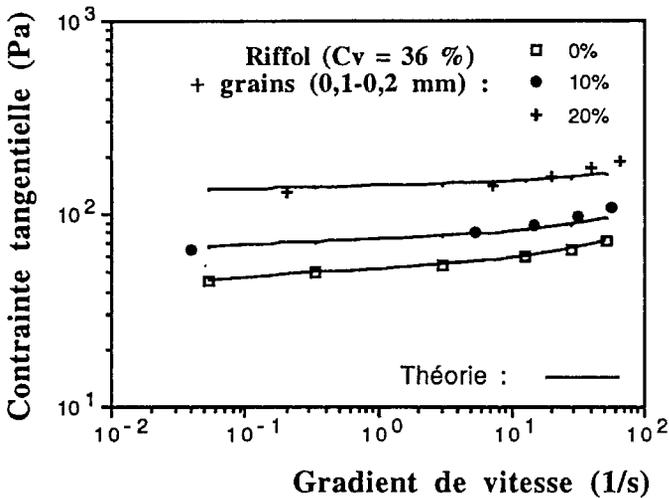


Figure VII.8 : Mélange eau-Riffol + différents pourcentages de grains : courbe des régimes permanents en cisaillement simple et calage du modèle théorique.

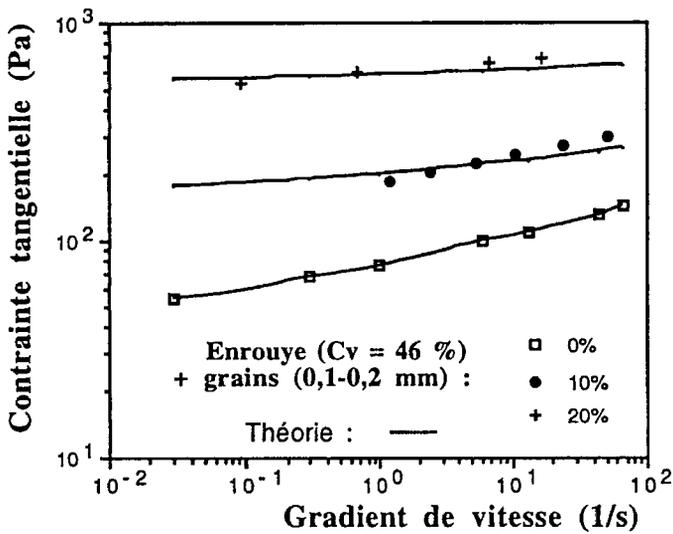


Figure VII.9 : Mélange eau-Enrouye + différents pourcentages de grains : courbe des régimes permanents en cisaillement simple et calage du modèle théorique.

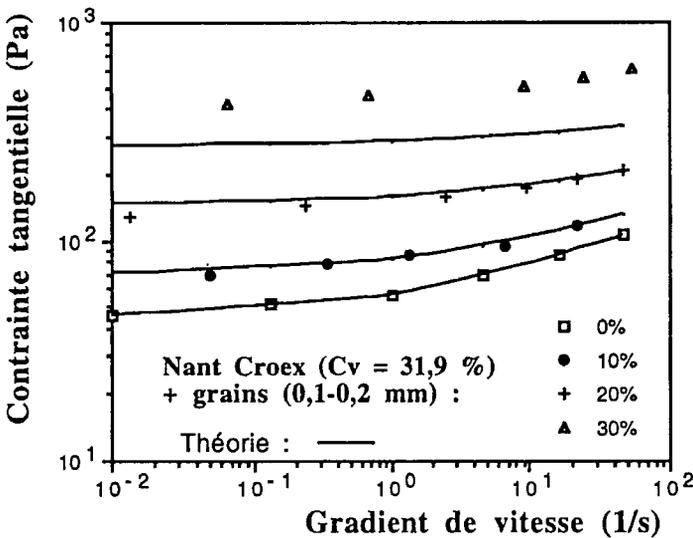


Figure VII.10 : Mélange eau-Nant Croex + différents pourcentages de grains : courbe des régimes permanents en cisaillement simple et calage du modèle théorique.

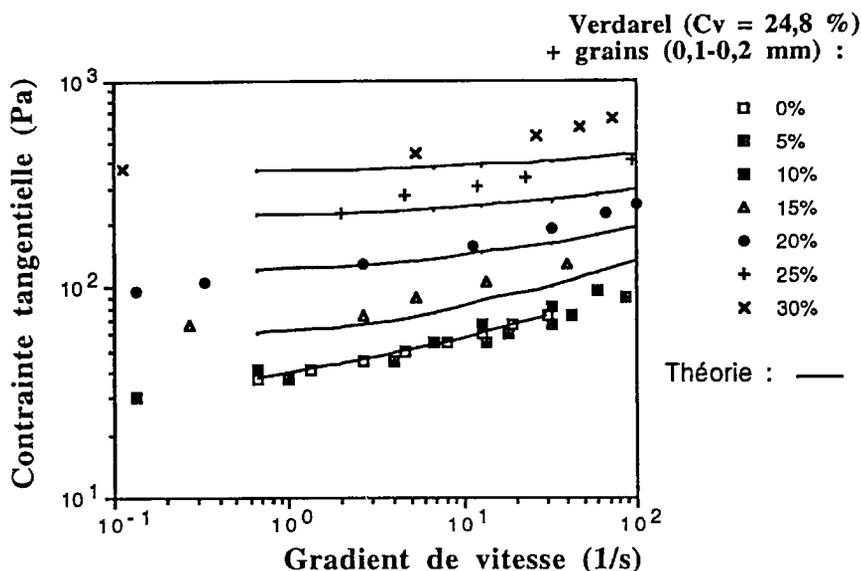


Figure VII.11 : Mélange eau-Verdarel + différents pourcentages de grains : courbe des régimes permanents en cisaillement simple et calage du modèle théorique.

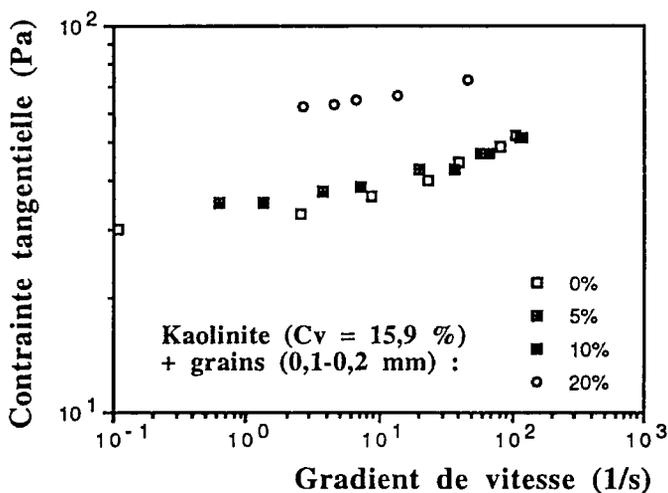


Figure VII.12 : Mélange eau-Kaolinite + différents pourcentages de grains : courbe des régimes permanents en cisaillement simple.

VII.3.4.2 Variation de la granulométrie.

Il n'est pas raisonnable d'utiliser le modèle décrit précédemment pour calculer les modifications de contrainte apportées par de légères modifications de la granulométrie. Cependant il est intéressant de comparer le comportement des mélanges fins (< 2 cm) testés avec le rhéomètre de terrain (contenant des particules de diamètre inférieure à 2 cm (granulométries complètes des dépôts de laves présentées Figure VII.13)) au comportement des mélanges eau-fraction très fine ($< 40 \mu\text{m}$) constituants leur fluide interstitiel. Les tests concernant ces fluides ont alors été effectués aux concentrations solides correspondant à celles qu'ils avaient au sein des mélanges fins en tant que fluide interstitiel (donc en supposant que toute l'eau présente est amalgamée à cette fraction très fine). Cette comparaison est possible sur les Figures VII.14-17. On constate que la présence des grains grossiers contribue à augmenter le niveau des contraintes. Il faut rappeler que les mesures, obtenues à l'aide d'un rhéomètre à cylindres coaxiaux avec un grand intervalle (cf Ch VI), ne sont pas d'une précision excellente et par ailleurs les mesures de concentration sont incertaines (à 1 % près). L'incertitude sur la granulométrie n'a quant à elle pas été vérifiée systématiquement.

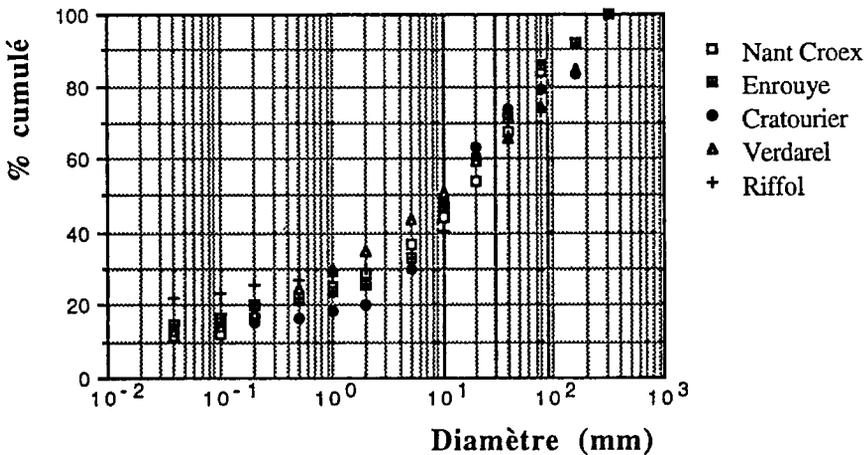


Figure VII.13 : Granulométries complètes des dépôts de laves torrentielles testés (méthode utilisée décrite en annexe VII.1).

Figures VII.14 à 17 : Courbes des régimes permanents de la fraction grossière (inférieure à 2 cm) (pour différentes concentrations solides) et du fluide interstitiel constitué par l'eau et la fraction fine (inférieure à 40 μm) (aux différentes concentrations correspondantes) ; enveloppe des courbes théoriques calculées avec le modèle, en tenant compte de l'incertitude des données concernant la granulométrie.

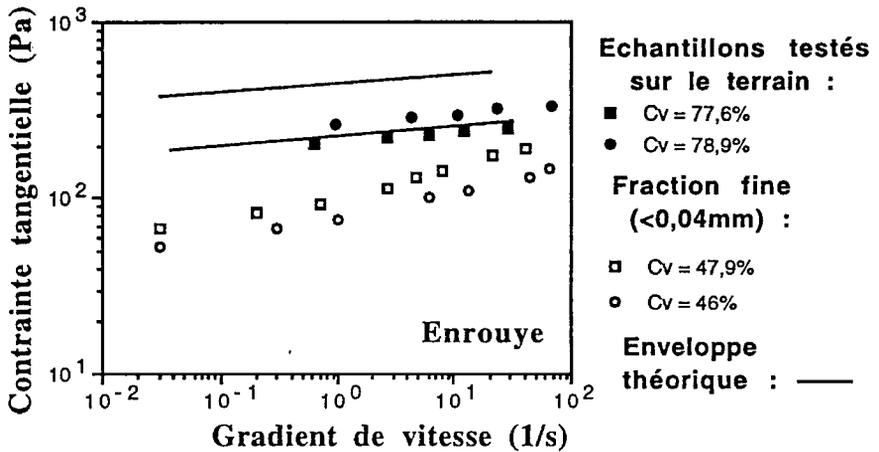


Figure VII.14 : Mélange eau-Enrouye.

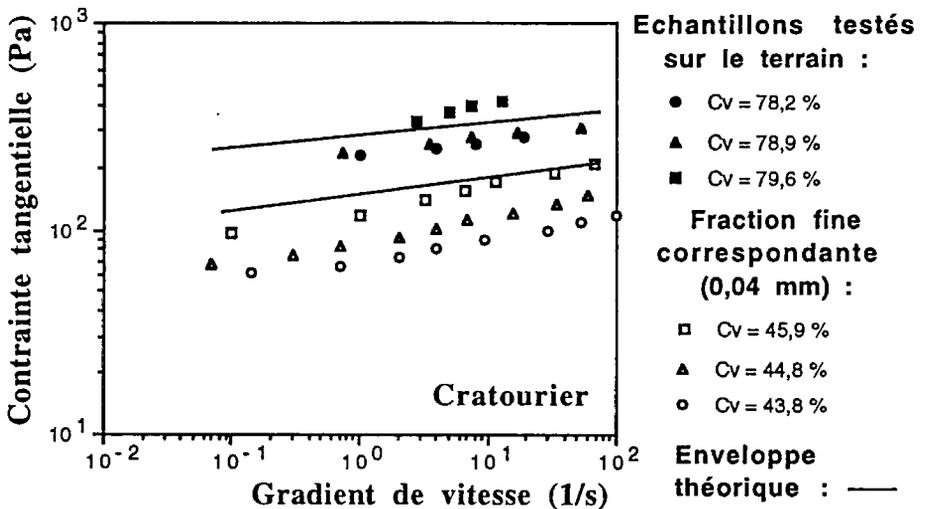
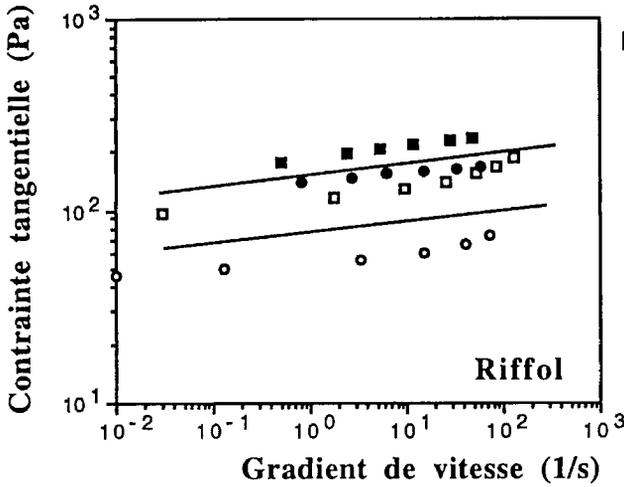


Figure VII.15 : Mélange eau-Cratourier.



Echantillons testé sur le terrain :

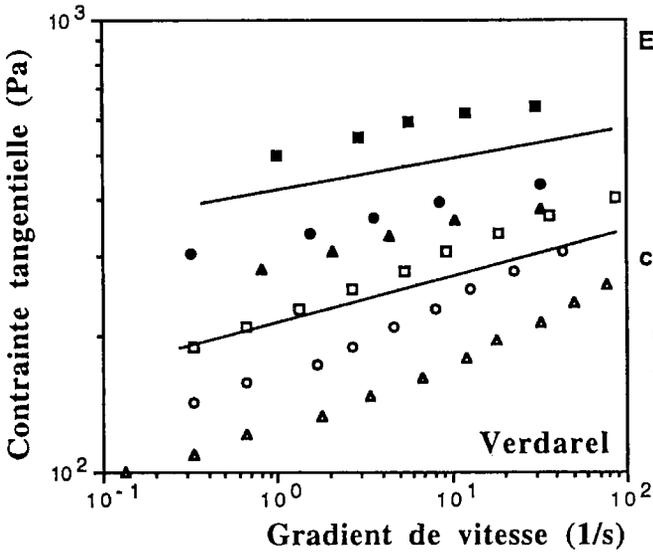
- Cv = 63%
- Cv = 61%

Fraction fine correspondante (0,04 mm) :

- Cv = 38%
- Cv = 36%

Enveloppe théorique : —

Figure VII.16 : Mélange eau-Riffol.



Echantillons testé sur le terrain :

- Cv = 68,4%
- Cv = 67,9%
- ▲ Cv = 67,4%

Fraction fine correspondante (0,04 mm) :

- Cv = 32,3%
- Cv = 31,8%
- ▲ Cv = 31,3%

Enveloppe théorique : —

Figure VII.17 : Mélange eau-Verdarel.

On peut ensuite comparer les résultats obtenus aux prédictions du modèle développé au paragraphe VII.3.2 Les mélanges de terrain (< 2 cm) sont alors considérés comme des fluides très fins (eau + particules $< 0,04$ mm) auxquels on aurait ajouté une certaine quantité de grains de diamètre compris entre $40 \mu\text{m}$ et 2 cm. En accord avec les résultats des expériences citées au paragraphe précédent pour les mélanges très fins de concentrations très proches de celles qui nous intéressent (cf Figures VII.5-10), les fluides interstitiels très fins obtenus sont toujours supposés être à l'extérieur de l'hyperplan limite. En outre la constante entrant dans le calcul du terme supplémentaire de contrainte dû aux frictions est supposée ne pas varier de manière sensible dans la plage de variation de concentrations considérées pour un matériau donné. Ainsi les constantes calculées au paragraphe précédent pour chaque matériau peuvent être utilisées pour les calculs concernant un ajout de particules plus grossières.

Une difficulté importante réside dans la détermination de la densité $n(R)$ pour un matériau donné: Certaines granulométries obtenues peuvent être approximées par une loi de puissance. Mais il subsiste une incertitude de la granulométrie locale par rapport à la granulométrie moyenne. Par ailleurs une erreur, même faible, commise sur la granulométrie, conduit à des erreurs souvent non négligeables sur le résultat final (calcul de la contrainte additionnelle). Si on fait le calcul de l'intégrale de la formule (21) par morceaux de granulométrie, on s'expose alors à des erreurs importantes. Etant donné cette sensibilité importante du calcul théorique vis-à-vis de la granulométrie, il nous est finalement apparu uniquement intéressant d'encadrer les granulométries par deux lois de puissance extrêmes (de coefficient m égal à $0,4$ et $0,67$) et de faire à chaque fois les calculs de supplément de contrainte théorique pour ces deux cas. De cette manière on obtient non pas simplement des courbes théoriques sur les Figures VII.14-17 mais un ensemble de courbes théoriques possibles dont l'enveloppe est schématisée par deux droites.

Sur les Figures VII.14-17, on constate que ces estimations faites uniquement à partir de la connaissance de la concentration et de la granulométrie du mélange final et de données sur les mélanges très fins initiaux, approchent assez bien le comportement réel des échantillons de terrain (en termes de niveaux généraux de contraintes uniquement). Apparemment, d'après ces résultats, ce modèle exprime qualitativement

assez bien la réalité, mais il n'est pas possible ici d'aller plus loin dans l'examen du modèle étant donné sa grande sensibilité à la granulométrie et la concentration, et les nombreuses incertitudes de mesures intervenant aux différentes étapes de ces calculs.

Un résultat intéressant apporté par ce modèle réside dans la constatation qu'un ajout d'une forte concentration de grains ne provoque pas une forte augmentation de la contrainte à condition que la granulométrie soit suffisamment étendue. Ainsi, contrairement à ce qu'on pouvait attendre en considérant la concentration de particules ajoutées aux mélanges très fins pour obtenir les échantillons de terrain, les niveaux généraux de contraintes n'augmentent pas nécessairement de manière très importante. On en conclut, en accord avec le modèle, qu'à concentration ajoutée égale, la contrainte supplémentaire est d'autant plus faible que la granulométrie est plus étendue. Ceci peut être mis en parallèle avec le résultat bien connu selon lequel la concentration maximale d'entassement d'une suspension est d'autant plus grande que la granulométrie est étendue (cf Ch IV). Le modèle théorique approximatif développé ci-dessus apparaît finalement très intéressant car il prédit quantitativement très bien l'ajout de particules en fonction de la concentration et assez bien en fonction de la granulométrie.

VII.3.5 Validité des hypothèses concernant les termes de contrainte dus à l'inertie des différents éléments de la suspension.

VII.3.5.1 Turbulence au sein du fluide interstitiel.

Compte-tenu des valeurs importantes des contraintes au sein du fluide interstitiel (de l'ordre de la centaine de Pascal) et du faible rayon des pores de fluide interstitiel entre les particules ajoutées, le critère (2) est aisément vérifié dans tous les cas traités précédemment.

VII.3.5.2 Fluctuations locales du mouvement des éléments de fluide.

Dans le cas d'une granulométrie en loi de puissance (cf (21)) le critère (3) devient :

$$\frac{m}{m+2} \rho C_{v0} \frac{R_0^{m+2} - r_0^{m+2}}{R_0^m - r_0^m} \frac{\dot{\gamma}^2}{\tau(\dot{\gamma})} \ll 1 \quad (25)$$

Dans le cas des expériences réalisées en laboratoire sur des échantillons très fins ce critère est largement respecté car les particules sont petites.

Pour ce qui concerne les expériences réalisées avec le rhéomètre de terrain, mis à part quelques points de mesure correspondant aux plus fortes valeurs du gradient de vitesse, ce critère est respecté. Dans le cas où des particules encore plus grossières sont présentes dans la lave, le domaine de gradient de vitesse, dans lequel l'hypothèse que les termes de contrainte dus aux fluctuations des mouvements locaux sont négligeables, et donc pour lequel le modèle est applicable est d'autant plus restreint.

En pratique, de manière générale, pour ce qui concerne les écoulements naturels, il semble qu'on reste assez proche du domaine de validité de ce modèle. En effet, plus le diamètre des particules transportées est grand, plus les contraintes, développées au sein de la suspension et nécessaires à la mise en mouvement des particules grossières, doivent être grandes. En outre plus les particules transportées sont grossières plus l'écoulement est lent. Par ailleurs plus le diamètre d'une particule est grand plus son centre est éloigné en moyenne de la zone des cisaillements rapides, i.e. du fond. Enfin la proportion de gros blocs au sein du corps de la lave reste assez faible par une auto-régulation de la lave (cf Ch VIII), les gros blocs présents au sein du corps de la lave ont tendance à venir vers le front de la lave ou à se déposer sur les bords du lit du torrent. Tous ces phénomènes contribuent au total à ce que le nombre adimensionnel de l'expression (26), calculé pour l'ensemble du volume du corps de la lave, reste assez faible même lorsque certaines particules transportées sont grossières. Cependant on peut facilement montrer que, en appliquant le critère (3), localement la présence occasionnelle d'un gros bloc ou d'une grande concentration de particules grossières au sein du corps de la lave, peut donner lieu à une contrainte additionnelle due aux fluctuations locales non négligeable. Ainsi considérons par exemple un bloc de 50 cm de diamètre transporté près du fond et situé dans une zone de cisaillement moyen égal à 6 s^{-1} (on peut prévoir alors une vitesse moyenne de la lave de l'ordre de 3 m/s), on suppose en outre que les contraintes totales au sein de la suspension sont de l'ordre de 500 Pa. Alors, dans ce cas, le nombre adimensionnel de (3), calculé dans un volume de l'ordre de celui du bloc, vaut approximativement 2. Ceci signifie que localement les termes de contraintes dus aux fluctuations locales du mouvement ne sont plus négligeables a priori. Mais comme on l'a dit plus haut, la proportion de tels gros blocs n'est pas trop importante, ou alors ralentit l'écoulement

et augmente considérablement les valeurs des contraintes, et finalement en moyenne les termes de contraintes dus aux fluctuations sont négligeables.

On peut se demander si, dans certaines conditions, l'augmentation locale du tenseur des contraintes à cause de la présence de gros blocs ne peut pas produire, sur un écoulement canalisé, une perturbation non négligeable. Ceci revient à poser la question de savoir si on doit réellement tenir compte dans les calculs précédents du volume total du corps de la lave ou si on doit prendre en compte par exemple seulement un volume correspondant à la section mouillée multipliée par une longueur de l'ordre du rayon hydraulique. Ce problème rentre dans le cadre plus général du problème que posent, pour une prévision des écoulements, les différentes perturbations de l'écoulement naturel canalisé à cause des multiples fluctuations des paramètres de l'écoulement autour de leurs valeur moyenne. On pense ici à la non-uniformité du canal, aux variations de la concentration et de la granulométrie, aux évolutions de la rugosité du canal, aux fluctuations de la quantité totale de matériau s'écoulant. Il est nécessaire dans un premier de faire abstraction de tous ces problèmes.

VII.3.5.3 Les chocs

Les résultats obtenus aux paragraphes précédents confirment les hypothèses faites concernant l'importance des chocs. Ceux-ci apparaissent négligeables lors de toutes les expériences réalisées, non seulement parce qu'on n'est loin d'avoir obtenu une dépendance de la contrainte tangentielle vis-à-vis du carré du gradient de vitesse dans les résultats du Ch VI, mais aussi parce que les contraintes observées sont suffisamment élevées pour montrer qu'un éventuel terme de contrainte dû aux chocs est négligeable pour les fluides testés dans une gamme de gradient de vitesse assez large. Cependant on notera, comme au cours du paragraphe précédent, que localement des dissipations d'énergie importantes par chocs de gros blocs contre le fond peuvent survenir. Les conséquences de ces dissipations locales sur l'ensemble d'un écoulement canalisé restent à déterminer.

VII.3.6 Conclusion

On est maintenant en mesure d'estimer la contrainte additionnelle due à un ajout de particules dans un mélange boueux. On ne s'est pas intéressé

d'un point de vue théorique à la forme prise par la loi de comportement après cet ajout de particules parce que cela fait appel à des considérations théoriques mal maîtrisées concernant l'évolution de la configuration. Cependant on sait que dans certaines conditions (Ch IV) - viscosité du fluide interstitiel faible, granulométrie resserrée, concentration solide grande - on peut obtenir un mélange final au comportement instable. Pour mieux cerner le problème des lois de comportement des laves torrentielles il nous faut maintenant établir une classification des écoulements boueux à partir des connaissances acquises lors des mesures de rhéométrie sur divers échantillons boueux.

VII.4 Classification des écoulements de matériaux naturels saturés sur forte pente.

VII.4.1 Réflexions qualitatives.

On considère des mélanges constitués d'eau, d'un matériau très fin ($< 40 \mu\text{m}$) et d'un matériau granulaire ($> 40 \mu\text{m}$). En supposant dans un premier temps le mélange eau-particules très fines donné, on peut calculer pour chacun de ces mélanges deux concentrations-limites en matériau granulaire définies par :

- $C_v \text{ inf}$: c'est la concentration solide totale limite de sédimentation immédiate. Lorsqu'on ajoute un peu d'eau à ce mélange, un mélange de densité plus faible que la densité moyenne suinte à la surface. Dans le cas d'un mélange global granulaire c'est presque de l'eau qui suinte. Dans le cas d'un mélange boueux les plus grosses particules tombent au fond.
- $C_v \text{ sup}$: c'est la concentration limite au dessus de laquelle, lorsqu'on plonge verticalement un croisillon dans le fluide et qu'on le tourne autour de son axe, on observe une fracturation du fluide à la surface. Cette fracturation à la surface ne reflète pas forcément ce qui se passe à l'intérieur, mais si, à ce stade, après avoir augmenté encore très légèrement la concentration solide, on réalise la même expérience, un sillon assez profond se creuse dans le mélange. Une fracturation nette à la surface horizontale reflète donc une *certaine* incapacité du fluide à se déformer continûment.

Ces deux concentrations limites sont en partie empiriques mais elles permettent d'encadrer approximativement le domaine de concentrations

qui peuvent donner des laves. En effet à une concentration située en dessous de la C_v inf, une lave a peu de chances de couler en régime permanent avec cette concentration et le même rapport entre particules très fines et grains, puisque la tendance des grains les plus gros sera à tomber très rapidement au fond. Evidemment dans certains cas, avec par exemple suffisamment d'énergie initiale ou de turbulence, il est possible que les plus gros grains se maintiennent dans l'écoulement pendant un temps non négligeable vis-à-vis de la durée de l'écoulement. Mais à une concentration encore un peu plus faible il n'y a plus de doute quant à l'impossibilité pour une telle lave de s'écouler en régime permanent. La limite proposée, qui se réfère uniquement à la concentration solide et à la granulométrie, n'est donc pas absolument nette mais dépend aussi d'un certain nombre d'autres phénomènes d'une façon que nous supposons assez faible. Ainsi nous n'en tiendrons donc pas compte par la suite.

A une concentration supérieure à C_v sup il est peu vraisemblable qu'une lave existe puisqu'elle ne peut presque pas se déformer continûment. Comme ci-dessus, cette limite n'est pas très précise car un certain cisaillement continu peut apparaître lorsque l'épaisseur de la lave étant grande, la pression est suffisante pour qu'une rupture n'ait pas lieu. On ne tiendra pas non plus compte de ces phénomènes.

VII.4.2 Résultats expérimentaux.

Des expériences, ayant pour but de déterminer dans un cas particulier les concentrations limites décrites plus haut, ont été réalisées avec un fluide interstitiel constitué d'eau et d'argile d'Eybens et des grains du Bourgeat (cf granulométrie Figure VII.13). Pour les expériences on n'a conservé de ce dernier matériau que les particules solides de diamètre compris entre 100 μm et 10 mm. Les expériences ont été réalisées dans un container cylindrique d'environ 8 cm de diamètre et 10 cm de profondeur. Le croisillon avait des palettes de 4 cm de largeur et 6 cm environ de longueur. La vitesse de rotation du croisillon dans le mélange était d'environ 20 tours/mn.

La procédure était la suivante : ayant mélangé l'argile et les grains secs en proportion voulue, on ajoute ensuite progressivement une quantité d'eau croissante; à chaque nouvelle concentration solide ainsi obtenue on mélange soigneusement l'ensemble à la main pendant environ 5 mn, puis

on examine si un cisaillement correct se produit immédiatement à la surface ; tant qu'il n'y a pas sédimentation immédiate on continue à ajouter de l'eau; on détermine ainsi successivement les deux limites C_v sup et C_v inf.

Les courbes expérimentales de C_v inf et C_v sup sont données Figure VII.18 en fonction de la proportion des particules fines par rapport à l'ensemble des particules solides. Les deux courbes ont une forme analogue, avec des valeurs égales et croissantes de C_v inf et C_v sup pour des valeurs faibles de la fraction de particules très fines puis un maximum et une descente douce lorsque cette fraction augmente.

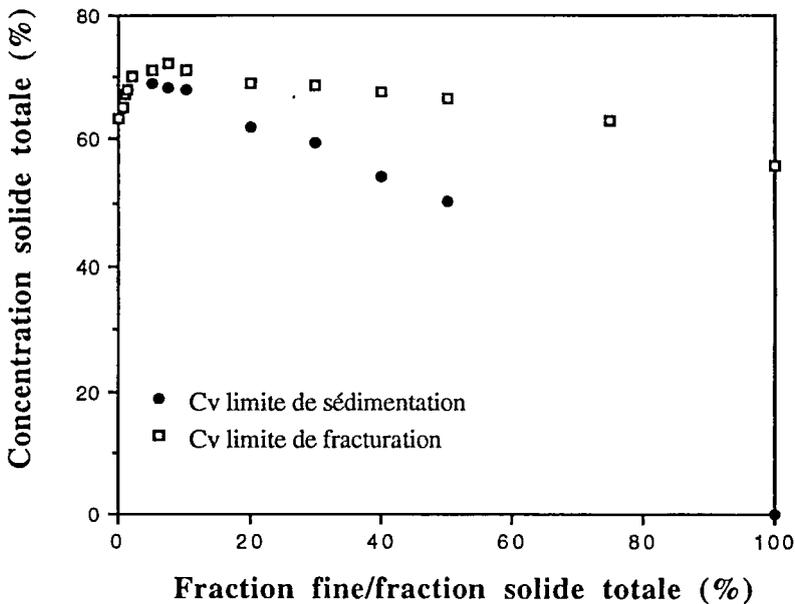


Figure VII.18 : Mélange eau-argile d'Eybens-Bourgeat à différentes concentrations solides et argileuses : courbes des concentrations limites de sédimentation et de fracturation.

Ces courbes s'expliquent qualitativement très bien :

- L'égalité des valeurs de C_v inf et C_v sup pour de très faibles fractions de très fines s'expliquent par le fait que le fluide interstitiel, ne contenant

pas une assez grande proportion de particules très fines, ne possède pas un seuil suffisant pour supporter les grains. La limite de sédimentation est alors simplement donnée par la quantité d'eau permettant de saturer le mélange. Le comportement de tels mélanges est sans aucun doute du type instable décrit aux Ch III, IV, et VI. A une concentration solide plus élevée il n'y a plus de mouvement possible, toutes les particules sont coincées.

- La croissance de la courbe commune ($C_v \text{ inf} - C_v \text{ sup}$) aux faibles fractions de particules fines s'explique par le fait que le mélange eau-grains contient des pores dans lesquels des particules d'argiles peuvent remplacer des molécules d'eau.

- Autour du maximum des courbes, la densité du mélange est plus grande, le réseau formé par l'ensemble des particules solides (argiles et grains) est plus serré, les contraintes nécessaires au cisaillement ou à la fracturation du mélange sont plus élevées que partout ailleurs. Au niveau de ce maximum commun de $C_v \text{ inf}$ et $C_v \text{ sup}$, il n'est plus possible d'obtenir de cette façon un cisaillement correct au sein du mélange.

- Lorsque la concentration de particules très fines augmente encore après ce maximum, on constate une divergence et une décroissance régulière des deux courbes. Dans cette zone le fluide interstitiel peut non seulement soutenir des particules grâce à son seuil de contrainte mais aussi former avec les grains un fluide susceptible de se déformer continûment et ayant un comportement stable.

Ces constatations sont qualitativement en accord avec le résultat obtenu au Ch VI lors d'expériences de rhéométrie sur des échantillons assez grossiers (diamètre des particules $< 2 \text{ cm}$). On a distingué alors deux types de comportement, stable ou instable suivant que la proportion de particules très fines ($< 40 \mu\text{m}$) par rapport à l'ensemble du solide est supérieure à 20 % ou inférieure à 2 %. Lorsque cette fraction est comprise entre ces deux limites, le réseau des particules est serré et le fluide interstitiel formé par l'eau et les particules très fines a une viscosité assez importante. De ce fait les contraintes nécessaires à une déformation quelconque du mélange sont trop grandes et un écoulement naturel mettant en jeu un tel matériau ne peut pas se produire sauf si une rupture (fracturation) apparaît au sein du matériau.

VII.4.3 Classification.

Les courbes expérimentales s'expliquant très bien qualitativement, les résultats obtenus et confirmés par les résultats des Ch IV et VI, peuvent être extrapolés à tous les mélanges contenant de l'eau et des matériaux solides naturels. On est alors en mesure de proposer une classification des écoulements de matériaux solides naturels saturés en eau, fondée sur le comportement général de ces écoulements. Il s'agit (cf Figure VII.19) d'une classification de principe dans le sens où les courbes limites entre types d'écoulement ont une position exacte qui dépend de la granulométrie des matériaux solides, du type des argiles (et aussi des conditions de l'écoulement (vitesse, hauteur de la coulée,...) dont il a été fait abstraction par hypothèse dès le départ).

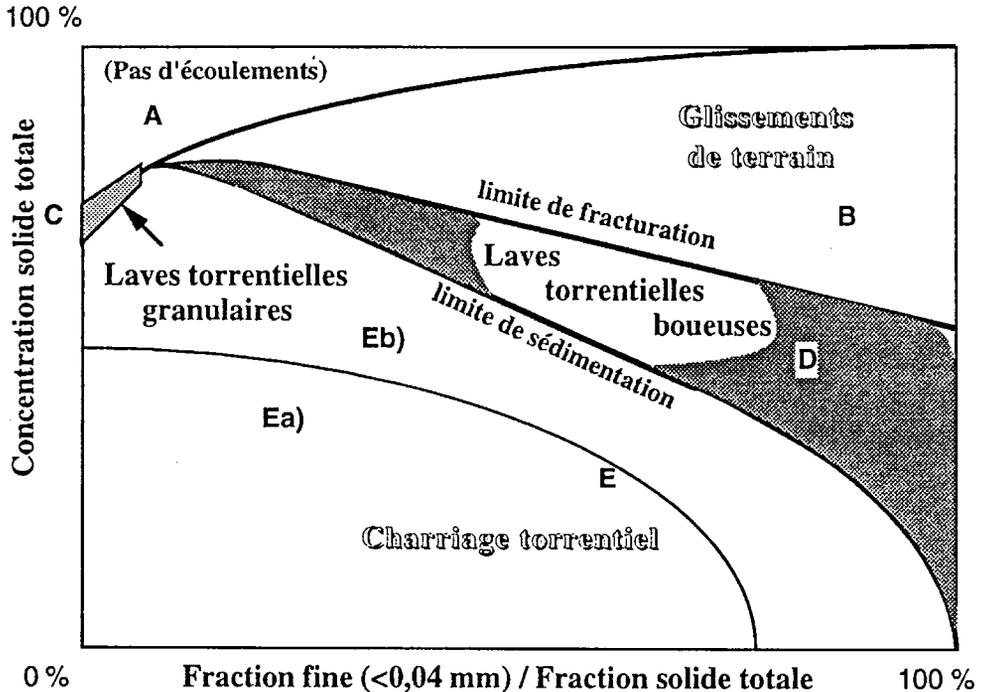


Figure VII.19 : Classification des écoulements naturels saturés sur forte pente.

Plusieurs zones peuvent être distinguées :

Zone A : Faible fraction de particules très fines et forte concentration solide totale. La concentration en grains est trop importante pour qu'un mouvement quelconque soit permis sans rupture d'une partie des grains. On est donc ici dans la zone des agglomérats solides, aucun écoulement à l'échelle de temps qui nous intéresse n'est envisageable.

Zone B : Grande fraction de particules très fines et forte concentration solide. La concentration solide est trop importante pour qu'un écoulement fluide rapide puisse exister mais la concentration en grains est assez faible pour que des déformations lentes se produisent grâce à la matrice argileuse. Schématiquement, dans cette zone, les écoulements correspondent à des glissements de terrains lents, s'ils se déforment continûment, et rapides, s'il y a fracturation du milieu.

Zone C : Fraction de particules très fines très faible et saturation en eau; Cette zone très restreinte est celle des laves essentiellement granulaires. La concentration solide a une valeur presque unique pour un matériau donné. Les fluides de ce type ont un comportement instable.

Zone D : Fraction de particules très fines moyenne et concentration solide importante. Cette zone est celle des laves essentiellement boueuses, qui peuvent être assez grossières si la concentration solide est élevée, ou fines sinon. Les fluides de ce type ont un comportement stable.

Zone E : Fraction de particules très fines moyenne ou faible et concentration solide faible. Dans cette zone il n'y a pas d'écoulement permanent monophasique possible avec ces caractéristiques car les particules ont tendance à sédimenter très rapidement. On peut séparer cette zone en deux parties :

Zone E a) : dans cette zone la concentration est trop faible pour qu'une évolution vers une zone de lave soit possible. En fait le mélange conserve ses caractéristiques ou dégénère en charriage hyperconcentré (MEUNIER (1991)).

Zone E b) : dans cette zone les écoulements sont suffisamment concentrés pour qu'on ait une évolution probable de la coulée vers une lave granulaire ou boueuse, s'il y a un apport d'énergie suffisant.

VII.5 Estimation de la loi de comportement d'une lave naturelle.

VII.5.1 Rhéologie du corps des laves torrentielles.

Il est naturel de penser que le modèle développé au paragraphe VII.2 peut être utilisé pour calculer le supplément de contrainte à ajouter pour passer du comportement mesuré des échantillons fins au comportement des laves complètes. Or la réalité n'est pas aussi simple car on ne peut pas considérer possible d'ajouter des particules grossières en concentration quelconque sans craindre de modifier le type de la loi de comportement dans son ensemble. De plus le modèle n'est pas auto-limitatif, il peut fournir un résultat quelle que soit la quantité de particules ajoutées. Or, en considérant la classification établie au paragraphe précédent, on peut notamment prévoir qu'à force d'ajouter des particules dans un mélange très fin, on va finir par obtenir dans certains cas un fluide instable.

On s'intéresse pour l'instant uniquement au comportement du corps des laves. Celui-ci a une granulométrie étendue en général (cf Figures VII.1 et 13). Il paraît clair que partant du mélange interstitiel constitué d'eau et des particules de diamètre inférieur à 2 cm, et ajoutant des particules grossières pour obtenir la lave complète, on ne change pas le type de comportement. En effet, si en ajoutant des particules pour obtenir la lave complète on passe d'un comportement stable à un comportement instable cela signifie : que les particules non interactives forment une structure aux faibles vitesses ; que cette structure se détruit partiellement aux plus grandes vitesses ; et que les contraintes nécessaires à l'écoulement aux faibles vitesses sont plus grandes que celles nécessaires à l'écoulement aux grandes vitesses. Or le fluide interstitiel est constitué d'une proportion assez importante de particules très fines puisque le comportement du mélange eau-particules de diamètre inférieur à 2 cm était stable; donc ce fluide interstitiel a une loi de comportement située dans une zone de niveaux de contrainte assez élevés. La suspension constituée de ce fluide interstitiel et de nouvelles particules non interactives qui vont former une structure avec celles déjà présentes dans le fluide interstitiel, a une loi de comportement aux grands gradients de vitesse située à des niveaux de contrainte encore plus élevés. Si le niveau du seuil de cette suspension est situé au-dessus de ces niveaux il est probable qu'aucun écoulement ne peut se déclencher dans la nature avec un tel matériau. Ce raisonnement est en

fait analogue à celui tenu à propos des mélanges boueux fins et très fins dans les paragraphes précédents. Notre objectif était de démontrer que le comportement stable de la fraction fine de la lave impliquait nécessairement un comportement stable de l'ensemble de la lave. Mais au passage on a retrouvé le même résultat qualitatif selon lequel il existe, pour un matériau granulaire de granulométrie donnée, une gamme de concentration en particules très fines à l'intérieur de laquelle il n'est pas possible d'observer un écoulement naturel du type lave torrentielle.

Une lave de granulométrie étendue, dont la fraction inférieure à 2 cm représente plus de 40 % (limite approximative) et a un comportement stable, aura donc un comportement stable. Par ailleurs, par analogie avec les mélanges boueux moins grossiers (Ch V et Ch VI), le comportement en cisaillement simple d'une lave stable complète est du type Herschel-Bulkley. Le supplément de contrainte pour passer du mélange interstitiel de la lave à la lave complète peut être estimé dans ce cas par le modèle décrit au paragraphe 2. Si en revanche le fluide interstitiel constitué par la fraction inférieure à 2 cm a un comportement instable, la lave complète a naturellement elle aussi un comportement instable.

VII.5.2 Méthode pratique d'estimation de la loi de comportement d'une lave torrentielle complète (type et niveau de contrainte).

La méthode générale de détermination de la loi de comportement d'une lave torrentielle est la suivante. On suppose qu'on connaît la granulométrie complète et la concentration solide de la lave le jour où elle a coulé. On commence par faire une expérience de rhéométrie du type de celles décrites au Ch VI, avec un rhéomètre de grande taille, sur le fluide interstitiel (< 2 cm) de la lave. Si le comportement obtenu est instable, il n'est pas nécessaire d'aller plus loin. Il est possible que le modèle de calcul de la contrainte supplémentaire s'applique dans ce cas mais cela reste à démontrer. Si le comportement obtenu est stable, on peut faire des expériences de rhéométrie sur le mélange d'eau et la fraction très fine ($< 40 \mu\text{m}$) et calculer le coefficient constant du modèle du paragraphe VII.3.2 à l'aide d'expériences en ajoutant des particules. On dispose alors de deux prévisions théoriques de la loi de comportement de la lave : le calcul est possible à la fois à partir du fluide très fin et à partir du mélange interstitiel (< 2 cm). Selon le degré de précision des mesures et la bonne adéquation des résultats obtenus par ces deux calculs, on

obtient une plage de contraintes plus ou moins grande dans laquelle peut se trouver la loi de comportement de la lave complète. Si la lave n'est pas récente on ne connaît pas en général la concentration solide du jour où s'est produite la coulée. On pourrait envisager d'estimer cette concentration par comparaison du résultat du calcul du seuil de contrainte de laves arrêtées sur des pentes naturelles (JOHNSON (1970)) et les résultats de l'utilisation du modèle à partir d'expériences de rhéométrie comme décrit ci-dessus. Mais ce type de mesures sur le terrain, qui consiste à supposer que la hauteur d'arrêt correspond à la hauteur critique d'écoulement associée à la pente locale, est très incertain dans le cas général car en réalité la hauteur du dépôt dépend beaucoup des conditions locales d'arrêt. Celles-ci peuvent varier de manière importante (obstacle, énergie initiale importante, rupture de pente, etc...) et leur influence n'est certainement pas négligeable. Ainsi, sur une même lave arrêtée dans le lit d'un torrent (Cratourier), on a obtenu par ce type de mesures des valeurs de seuil variant entre 300 Pa et 3000 Pa.

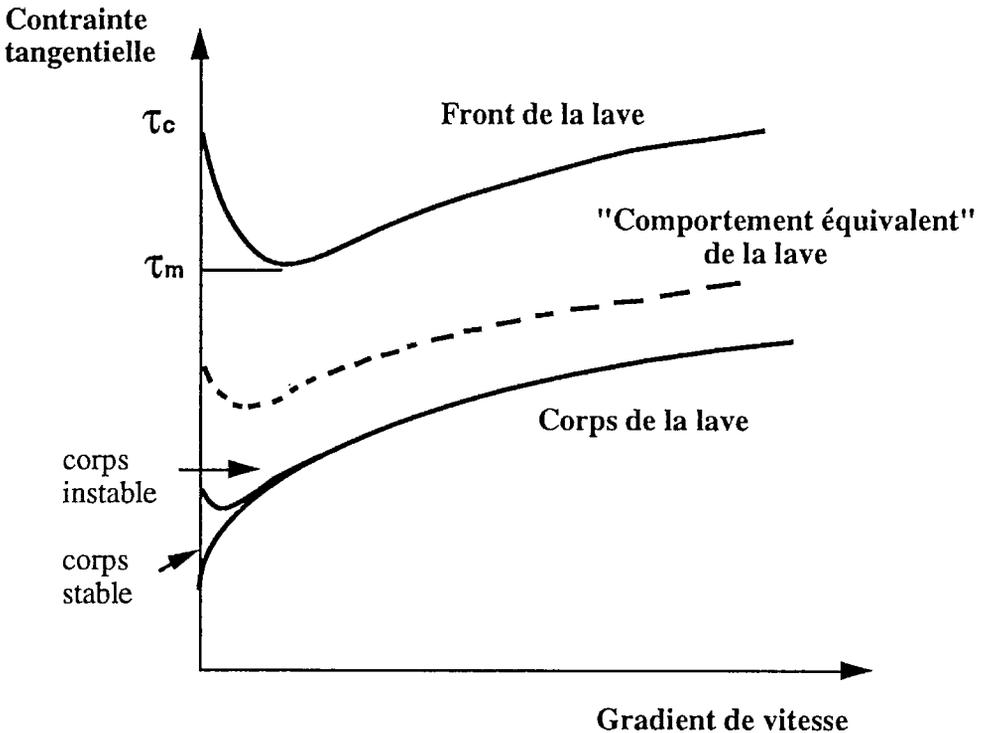


Figure VII.20 : Rhéologie des laves torrentielles : schéma conceptuel des courbes des régimes permanents en cisaillement simple.

En résumé on retiendra surtout les deux idées principales suivantes. L'ajout de particules au mélange interstitiel pour obtenir la lave complète ne change pas le type du comportement de l'ensemble. Alors :

- on peut estimer le niveau de contrainte seuil d'une lave quelconque à partir des calculs du modèle précédent;
- on peut avoir une bonne idée du comportement du corps de la lave en considérant le comportement du fluide interstitiel (< 2 cm) correspondant.

On a distingué ainsi deux types de corps de laves en fonction du type de la loi de comportement : les laves à corps stables et les laves à corps instables (cf Figure VII.20). A partir des granulométries mesurées sur le terrain (cf Figure VII.13) on peut estimer que les laves dont le corps est instable ont une fraction fine (< 40 mm) inférieure à 1 % de la masse solide totale. De même on estime que les laves dont le corps est stable et a un comportement du type Herschel-Bulkley ont une fraction fine supérieure à 10 %.

VII.5.3 Rhéologie du front des laves torrentielles.

Il n'existe pas de données granulométriques précises relatives à cette partie des laves. Ceci est évidemment lié à la difficulté de manipuler des échantillons comprenant des blocs de diamètre de l'ordre du mètre. On sait juste que le front contient essentiellement des blocs de 10 cm à plusieurs mètres environ et une matrice fine en proportion très faible. Cette matrice sert éventuellement de lubrifiant pour les mouvements relatifs des particules grossières. Schématiquement, les blocs transportés à l'avant de la lave sont d'autant plus grands que la lave est importante. Les raisonnements du paragraphe précédent ne s'appliquent certainement pas directement à ce type de mélange.

Cependant, on peut observer que :

- le mélange a une concentration solide élevée et la proportion de fines est très faible et sûrement inférieure à 1 %;
- la répartition granulométrique est très décalée vers les grands diamètres et est presque unimodale;
- les interactions entre blocs sont importantes car ceux-ci sont trop lourds pour être soutenus par un éventuel seuil de contrainte de la matrice fine.

Le front des laves est donc une suspension concentrée comme celles étudiées typiquement au Ch IV. Compte-tenu des résultats du Ch IV sur ce type de fluide, des résultats du Ch VI sur les mélanges boueux granulaires, et des observations précédentes, il ne fait guère de doute que ce type de fluide a la plupart du temps un comportement instable, i.e possédant une courbe des régimes permanents en cisaillement simple présentant un minimum. Ce comportement s'explique par le fait que les particules grossières passent d'une configuration avec essentiellement des frottements secs aux faibles gradients de vitesse à une configuration avec surtout des frottements lubrifiés aux plus grands gradients de vitesse (cf Ch IV).

Compte-tenu des connaissances actuelles il n'est pas possible de déterminer le comportement exact d'un front de lave. Cependant à partir d'estimations grossières du seuil de contrainte de fronts, faites sur le terrain, et des résultats concernant le comportement des mélanges essentiellement granulaires fins (< 2 cm)(cf Ch VI), on peut proposer un encadrement de la loi de comportement du front. Le seuil de contrainte du front des laves est probablement compris entre 500 Pa et 4000 Pa (selon les dimensions de la lave). Les valeurs des contraintes correspondant au minimum doivent être de 2 à 4 fois plus faibles que le seuil ci-dessus. L'ordre de grandeur du gradient de vitesse correspondant au minimum est estimé à 1 s^{-1} . Comme dans cette partie de courbe des régimes permanents la pente $d\tau/d\dot{\gamma}$ est faible, il semble probable que la valeur de la contrainte correspondant au minimum soit une bonne approximation de la valeur de la contrainte à la paroi du front de la lave en écoulement. Un schéma de principe du comportement du front est proposé Figure VII.20.

VII.6 "Comportement équivalent" de l'ensemble des laves torrentielles.

On vient de voir que le front (s'il existe) et le corps d'une lave n'ont pas le même comportement en général. Il n'est donc pas envisageable de chercher le comportement de l'ensemble. Cependant on se propose ici de donner une idée du comportement d'un fluide qui s'écoulerait de la même

façon qu'une lave donnée, dans un cas particulier d'écoulement dans un canal. Ce comportement, d'aspect identique pour les deux types de corps de laves (essentiellement granulaire ou essentiellement boueux), est montré Figure VII.20. Dans les deux cas, la présence d'un front instable à l'avant de la coulée produit un effet global comparable à celui qu'aurait une lave homogène au comportement instable. L'effet est d'autant plus important lorsque le corps de la lave est aussi instable. Bien que ce type de schéma donne une idée du comportement d'une lave il semble préférable lors de toute étude hydraulique de prendre en compte les deux parties de la lave au comportement différent. Ceci permettra d'éviter toute erreur d'appréciation et d'expliquer mieux les caractéristiques d'une lave.

CONCLUSION.

On a développé un modèle simplifié qui permet de rendre compte qualitativement très bien des effets d'un ajout de particules solides dans un mélange boueux ou caillouteux. Par ce modèle on a l'explication et la démonstration du fait que malgré une concentration solide très élevée un mélange peut avoir un seuil de contrainte pas trop grand si sa granulométrie est étendue. L'utilisation de ce modèle et des résultats des autres chapitres concernant les suspensions concentrées et le fluide interstitiel des laves a permis de procéder à une classification des écoulements de matériaux saturés sur des fortes pentes. Notamment deux types de lave ont pu être distingués : les laves essentiellement granulaires au comportement instable, et les laves essentiellement boueuses au comportement stable. Le front des laves a quant à lui un comportement instable très prononcé.

Non seulement le modèle théorique proposé pour calculer les lois de comportement des laves torrentielles complètes est une simplification de la réalité, mais des incertitudes existent fatalement sur les expériences de rhéométrie en laboratoire ou sur le terrain, et sur les mesures de concentration et de granulométrie. De ce fait la méthode proposée pour évaluer le comportement des laves torrentielles est en soi assez imprécise. En outre on a considéré systématiquement la lave comme un fluide donné, mais dans la réalité les caractéristiques de ce fluide (concentration solide, granulométrie, volume total) fluctuent. Pour une utilisation pratique (ingénierie) de ces résultats il faudra donc toujours éviter de considérer qu'une lave a un comportement précis, déterminé par des expériences de rhéométrie et par l'utilisation du modèle. On cherchera plutôt à encadrer la loi de comportement en cisaillement simple entre deux lois de comportement possibles. Pour ce qui est du type du comportement on pourra en revanche se référer à la classification proposée.

Ainsi, compte-tenu de la complexité de la réalité et de la sensibilité du comportement à certaines caractéristiques telles que la concentration ou la granulométrie, il nous semble difficile de progresser dans les méthodes de détermination de la loi de comportement particulière d'une lave donnée. En revanche il paraît plus intéressant de chercher à progresser dans les connaissances fondamentales de la rhéologie des matériaux boueux et des

écoulements à surface libre de matériaux connus. Ce cumul de connaissances doit permettre de mieux évaluer la complexité du milieu naturel et de discerner les phénomènes physiques importants.

Bibliographie.

BATCHELOR, G.K., (1970), "The stress system in a suspension of force free particles", *Journal of Fluid Mechanics*, 41, pp.545-570.

BROSCOE, A.J., and THOMSON, S., (1969), "Observations on an Alpine mudflow, Steele Creek", *Canadian journal of Earth Science*, 6, pp.219-229.

DAVIES, T.R.H., (1986), "Large Debris Flows : A Macro-Viscous Phenomenon", *Acta Mechanica*, 63, pp161-178.

EINSTEIN, A., (1956), in *Investigation of the brownian movement*, Dover, New-York, p.49, [Traduction anglaise de *Ann. Physik*, 19, p.286 (1906), et 34, p.591, (1911)].

GODDARD, J.D., (1977), "An elastohydrodynamic theory for the rheology of concentrated suspensions of deformable particles", *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 2, pp.169-189.

JOHNSON, A.M., (1970), *Physical processes in Geology*, Freeman Cooper and Co, 577p.

JOHNSON, A.M., and RODINE, J.R., (1984), "Debris flow", *in* : *Slope Instability*, (Editors David Brunsten and D.B. Prior), Chapter 8, John Wiley and Sons, New-York.

KAMAL, M.R., and MUTEL, A., (1985), "Rheological properties of suspensions in newtonian and non-newtonian fluids", *Journal of Polymer Engineering*, 5, N°4, pp.293-382.

MAJOR, J.J., and PIERSON, T.C., (1992), "Debris flow rheology : Experimental analysis of fine-grained slurries", *Water Resources Research*, 28, N°3, pp.841-857.

M.S.C.O (Matsumoto Sabo Construction Office), (1981), *Debris flow Research Memorandum I-VI* (1975-1981), Ministry of Construction and Bosaikenkyusho, Kyoto University. (en japonais)

MEUNIER, M., (1991), *Eléments d'hydraulique torrentielle*, CEMAGREF, Note d'information technique, 274p.

NAIK, B., (1983), "Mechanics of mudflow treated as the flow of a Bingham fluid", *Philosophical Dissertation*, Washington State University, USA.

PIERSON, T.C., (1980), "Erosion and deposition by debris flows at Mt. Thomas, North Canterbury, New Zealand", *Earth Surface Proc.*, 5, pp227-247.

PIERSON, T.C., (1985), "Initiation and flow behavior of the 1980 Pine Creek and Muddy River lahars, Mount St. Helens, Washington", *Geological Society of America Bulletin*, 96, pp1056-1069.

PIERSON, T.C., and COSTA, J.E., (1987), "A rheologic classification of subaerial sediment-water flows", *Geological Society of America, Reviews in Engineering Geology*, VII.

SHEKO, A.I., (1988), "Mudflows", Chapter 3 in *Landslides and mudflows*, UNESCO, UNEP, Moscow, USSR.

SHEN SHOUCHANG, (1991), "The review and prospect about study of debris flow velocity", Proceedings of the international Symposium on debris flow and flood disaster protection, October 14-18, Emeishan, Sichuan, China, pp.122-127.

UTRACKI, L.A., (1988), "The rheology of two-phase flows", in *Rheometrical Measurement*, Edited by A.A. Collyer and D.W. Clegg, Elsevier Applied Science, Chapter 15, pp.479-594.

Van den BRULE, B.H.A.A., and **JONGSCHAAP, R.J.J.**, (1991), "Modeling of concentrated suspensions", *Journal of Statistical Physics*, 62, N°5-6, pp.1225-1237.

Annexe VII.1 Calcul de la granulométrie complète d'un dépôt de lave.

La granulométrie de la fraction des dépôts inférieure à 2 cm est calculée par la méthode du tamisage humide. Quand il y a des gros cailloux de plusieurs dizaines de centimètres dans la masse, la méthode des tamis est impossible sur la totalité du dépôt. On a donc procédé à une granulométrie approximative : un échantillon de 100 litres est prélevé, au milieu d'éventuels très gros blocs (de plus de 32 cm de diamètre). On passe l'ensemble au tamis de 4 cm, puis on mesure les cailloux restant et on compte leur nombre dans chaque classe : (4 ; 8 cm), (8 ; 16 cm), (16 ; 32 cm).

Ayant au préalable calculé le poids moyen d'un caillou compris entre 2 et 4 cm par pesée totale d'un grand nombre de cailloux, et en supposant que la distribution des formes des petits est identique à la distribution des formes des grands, on peut multiplier ce poids moyen par 8 pour obtenir le poids moyen d'un caillou de 4 à 8 cm, puis par 64 pour obtenir le poids moyen d'un caillou de 8 à 16 cm, etc... Ainsi, ayant calculé le nombre de cailloux par classes, on en déduit le poids de chaque classe, et la granulométrie jusqu'à 32 cm. On évalue ensuite à l'oeil la proportion de blocs encore plus gros (32 ; 64 cm). A moins d'être sur le front d'une coulée, la proportion des blocs d'un diamètre supérieur à 64 cm est faible. On les négligera donc. Les résultats de deux granulométries complètes réalisées par cette méthode à deux endroits différents d'un dépôt sont montrés sur la Figure A.VII.1. On constate que la dispersion des résultats est assez faible. Une granulométrie obtenue par cette technique doit être assez bien représentative de la granulométrie réelle, et évite l'emploi de moyens lourds qui de toute façon ne peuvent pas tenir compte des variations locales de la granulométrie au sein d'un dépôt.

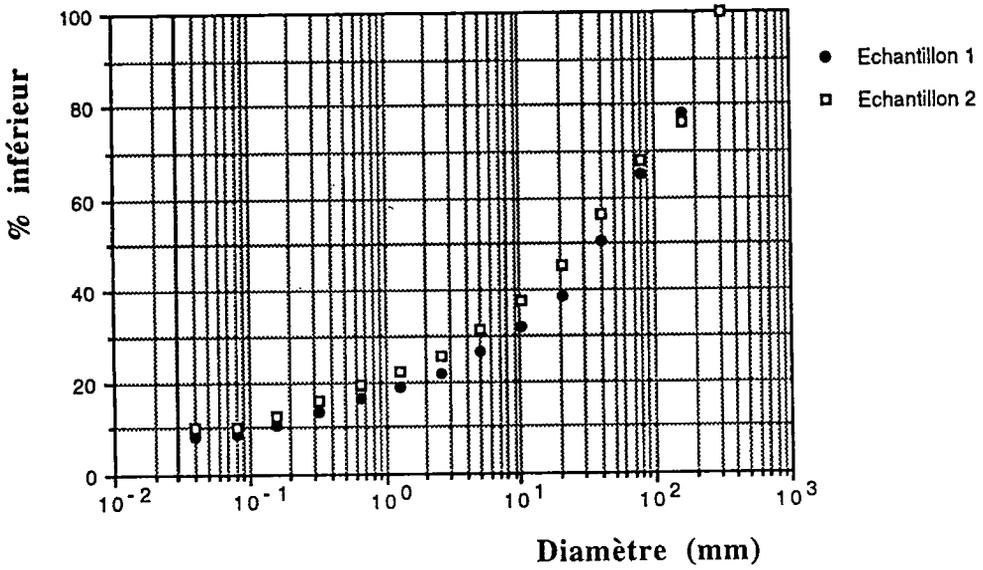


Figure A.VII.1 : Granulométries de deux échantillons à deux endroits différents du dépôt.

Principales notations :

$2/\langle \varepsilon_j \rangle$ = rapport moyen entre la distance entre les particules et leur diamètre

$A(R)$ = surface de la particule de rayon R

A_0 = sphère unité

A_i = surface d'une particule solide (i)

C_V = concentration volumique de grains solides de diamètre inférieur à ρ

C_{V0} = concentration totale des particules

Δ_0, δ_0 = diamètres maximum et minimum des grains

d = rayon des pores de fluide interstitiel dans la masse

dx^2 = petit angle solide autour de x

$\phi(R)$ = densité de probabilité des particules dans la suspension (en proportion volumique)

f_j = force ponctuelle équivalente due à un contact direct entre deux particules

G_i = centre d'inertie de la particule i

$\dot{\gamma}$ = gradient de vitesse

m = normale extérieure à la surface au point considéré

μ = viscosité du fluide interstitiel

$N(R)$ = nombre total de particules en contact avec la sphère théorique de rayon R

$n(R)$ = densité de probabilité des particules (en nombre de particules)

$p(\mathbf{f}, \mathbf{x})$ = densité de probabilité des forces dues contact direct

R = rayon d'une particule

R_0, r_0 = rayons théoriques maximum et minimum des particules

ρ = diamètre mesuré par passage au tamis,

ρ_0 = masse volumique du fluide interstitiel

ρ_s = masse volumique des particules

Σ = tenseur des contraintes moyen dans la suspension

Σ^*_f = tenseur des contraintes local au sein du fluide interstitiel

Σ^*_p = tenseur des contraintes local au sein des particules

\mathcal{C}^* = tenseur des contraintes local

ΣV_p = volume total occupé par les particules

τ = contrainte tangentielle au sein de la suspension

$\tau(\dot{\gamma})$ = contrainte tangentielle totale correspondant à un gradient de vitesse $\dot{\gamma}$ au sein de la suspension

$\tau_f(\dot{\gamma})$ = loi de comportement du fluide interstitiel en cisaillement simple.

U, V = vitesses tangentielle et normale relative des éléments de surface des particules en contact direct

V = volume de contrôle

x = vecteur position du point de la surface A_i considérée

CHAPITRE VIII

**EXPLICATIONS DES CARACTERISTIQUES
PARTICULIERES DES LAVES TORRENTIELLES**



Dégats causés par une lave torrentielle

Torrent de Saint-Pantaléon (Savoie)

INTRODUCTION.

Les laves torrentielles, coulées boueuses et rocailleuses qui se produisent dans le lit des torrents, sont capables de transporter des blocs énormes et ont tendance à s'écouler par bouffées avec un front de gros blocs à l'avant. Un certain nombre d'explications de ces phénomènes ont déjà été proposées par différents auteurs. Cependant ces explications sont trop divergentes pour qu'il soit dès à présent possible de tirer des conclusions définitives à partir de ces travaux. Une meilleure connaissance de la rhéologie de ce type de mélange peut permettre de confirmer certaines explications de ces caractéristiques ou d'en trouver de nouvelles. Nous nous proposons ici d'examiner à nouveau ces particularités à la lumière des connaissances récemment acquises concernant les lois de comportement des boues et laves torrentielles (cf Ch VII).

Après avoir passé rapidement en revue ces connaissances, on examine leurs conséquences sur le profil de vitesses de l'écoulement dans un canal. On étudie ensuite successivement les causes possibles du transport des blocs à la surface ou dans le corps de la lave, de la formation du front à l'avant des coulées, de l'écoulement par bouffées. Si certains phénomènes semblent pouvoir être clairement expliqués par la rhéologie des boues et laves torrentielles (formation du front, bouffées), d'autres ont vraisemblablement des causes plus complexes et éventuellement multiples (transport des blocs).

VIII.1 Ecoulement d'une lave torrentielle dans un canal de pente positive.

VIII.1.1 Rhéologie des boues et laves torrentielles.

En faisant abstraction d'un certain nombre de problèmes liés au fait que les phénomènes étudiés sont naturels, et comportent par conséquent une large part d'incertitudes et de fluctuations des paramètres (cf Ch VII) deux types de corps de laves torrentielles ont été distingués en fonction de leur loi de comportement au Ch VII (cf Figure VIII.1). Les laves du premier type ont un comportement stable, et un modèle du type Herschel-Bulkley rhéofluidifiant décrit bien leur comportement en cisaillement simple, il s'agit de laves essentiellement boueuses (fraction solide fine ($< 40 \mu\text{m}$) supérieure à 10 %).

Les corps des laves du second type ont un comportement instable, leur loi de comportement en cisaillement simple possède un minimum. Il s'agit de laves essentiellement granulaires (fraction solide fine inférieur à 1 %). Le front des laves a quant à lui en général un comportement instable, avec une loi de comportement possédant un minimum (cf Figure 1).

VIII.1.2 Régime d'écoulement.

Au Ch VII dans l'étude du comportement des laves, on a considéré que les termes de contrainte dus aux fluctuations des mouvements locaux autour du mouvement moyen, à la turbulence du fluide interstitiel constitué du mélange eau-fraction très fine ($< 40 \mu\text{m}$), et aux chocs entre particules sont négligeables dans la plupart des écoulements de laves naturelles. On a vu au Ch IV que la zone d'apparition de ces trois phénomènes étaient à peu près la même. Cette zone commune, qui caractérise l'apparition de phénomènes liés à l'inertie au sein du tenseur des contraintes quels qu'ils soient, est analogue à la zone d'apparition de la turbulence dans un fluide quelconque. Les critères proposés au Ch IV définissent des zones dans lesquelles on est sûr que ces phénomènes sont négligeables mais on a raisonné en ordre de grandeur sans tenir compte des fluctuations réelles des variables. Un critère empirique précis permettant de distinguer les régimes "turbulents", i.e. pour lesquels ces phénomènes liés à l'inertie sont prédominants, des autres, restent à établir.

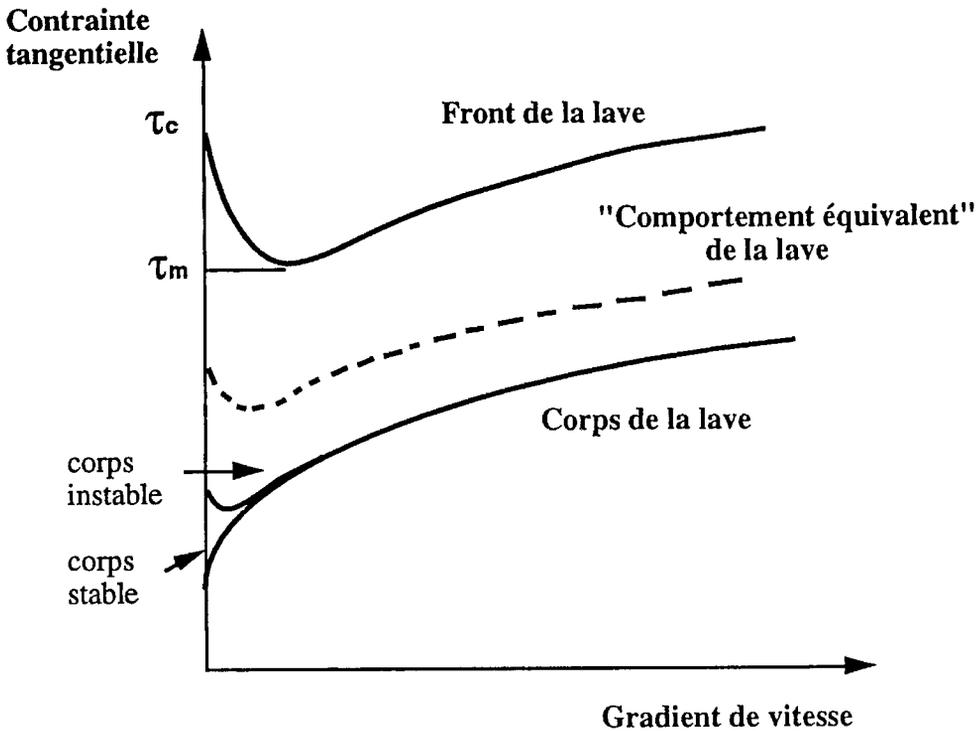


Figure VIII.1 : Lois de comportement en cisaillement simple des différents types de laves torrentielles : laves stables, laves instables, "comportement équivalent" de l'ensemble d'une lave en tenant compte du front à l'avant, qui a un comportement instable.

VIII.1.3 Écoulement d'une lave dans un canal.

Les laves du premier type sont des fluides à seuil au comportement relativement classique. Considérons une telle lave coulant dans le lit d'un torrent de forme évasée (largeur au miroir croissante avec la hauteur par rapport au fond) et convexe. La contrainte tangentielle au sein du fluide, qui est d'autant plus grande que le poids de fluide situé au dessus est grand, décroît du lit (où elle prend sa valeur maximum) jusqu'au centre

de la coulée (où elle prend sa valeur minimum). De ce fait, le profil des vitesses au sein du mélange, dans un plan quelconque perpendiculaire à la surface libre, a une forme du type de celle de la Figure VIII.2, avec une vitesse nulle près de la paroi du canal et une vitesse maximale à la surface libre. En outre puisqu'il s'agit de fluides à seuil, il existe dans le cas général une zone où la contrainte est inférieure au seuil. Dans cette zone le mélange n'est pas cisailé.

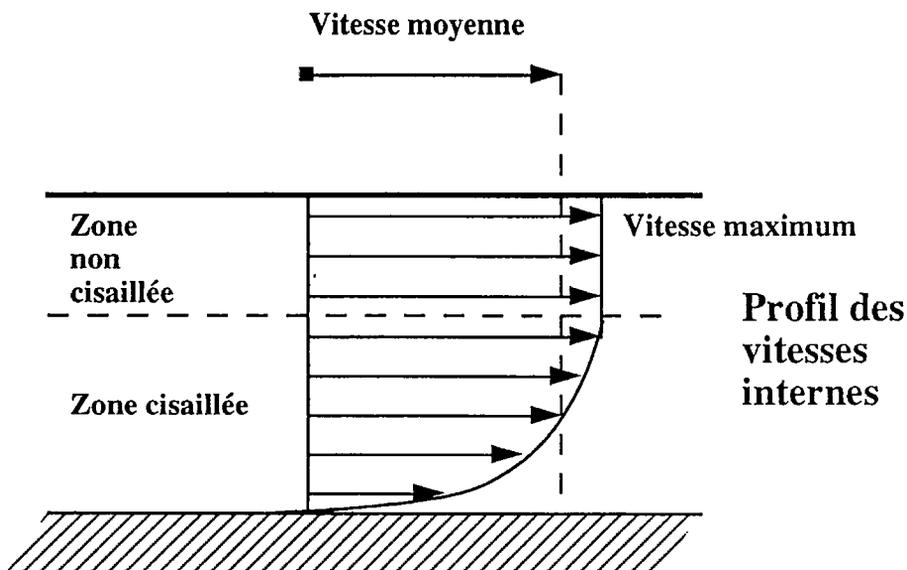


Figure VIII.2 : Profil des vitesses au sein du corps d'une lave stable dans un plan parallèle à l'axe du canal. Comparaison entre la vitesse moyenne et la vitesse maximale de ce profil.

Dans le cas d'une lave du second type (au comportement instable), comme précédemment, dans un plan perpendiculaire à la surface libre, la contrainte décroît du fond jusqu'à la surface libre. Le profil des vitesses a donc une forme globale du même type que celui de la Figure VIII.2 avec une augmentation de la vitesse absolue à partir du fond jusqu'à la surface, et une zone non cisailée vers le centre de la coulée, puisque la lave possède aussi un seuil de contrainte. Mais dans certains cas, il est possible qu'un profil des vitesses discontinu apparaisse (Figure VIII.3). En effet,

dans certaines zones de l'écoulement, la contrainte est inférieure à la contrainte seuil mais supérieure à la contrainte correspondant au minimum. Dans ces zones, le matériau peut être cisailé ou rigide.

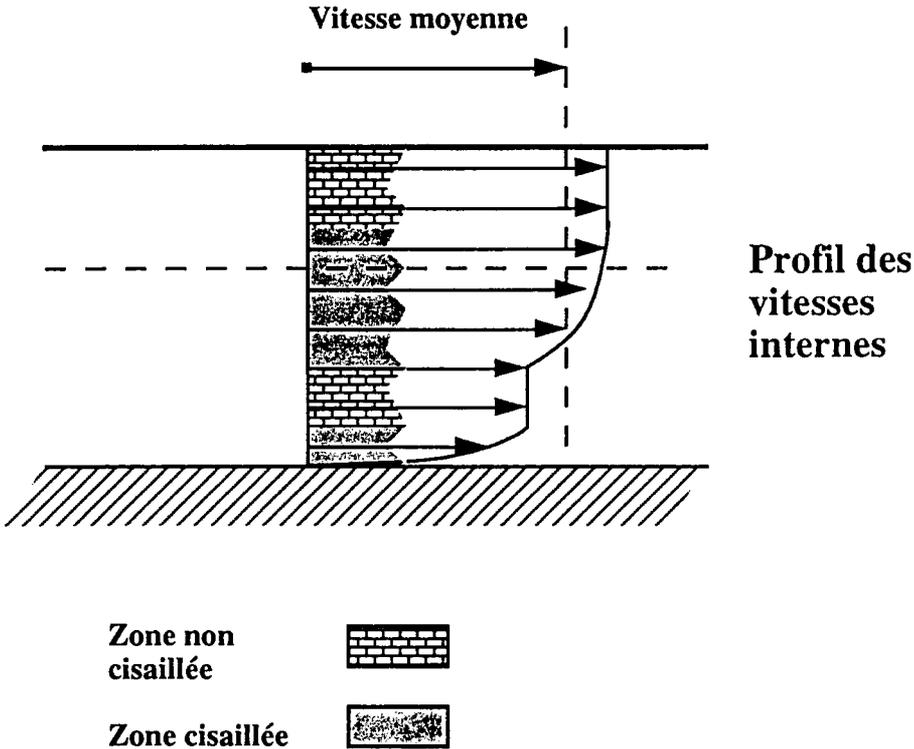


Figure VIII.3 : Profil des vitesses au sein du corps d'une lave instable dans un plan parallèle à l'axe du canal.

VIII.2 Transport des blocs à la surface ou dans le corps de la lave.

VIII.2.1 Approche générale du problème.

Les observations directes de laves en écoulement montrent très souvent que des blocs de grand diamètre ($> 0,1$ m) peuvent être transportés à la surface des laves torrentielles (JOHNSON (1970, 1984), TAKAHASHI (1981), LI JAN et al (1983), PIERSON (1986),

Films de **COSTA & WILLIAMS (1984)** et **VALLA et al (1981)**). Pendant des durées de l'ordre d'une dizaine de secondes (ce qui exclut la simple apparition du bloc à la surface à cause d'un choc sur le fond) on peut voir avancer, à la même vitesse que l'ensemble de la coulée, des blocs émergeant partiellement de la masse. Il nous semble qu'en général les blocs d'un diamètre trop grand ne sont pas figés dans la masse en mouvement mais plutôt roulés et poussés. D'après des observations diverses le diamètre limite, en-dessous duquel les blocs peuvent être supportés dans la lave et non roulés et poussés, paraît d'autant plus grand que la lave est visqueuse. Il est certain en revanche que les blocs ne sont pas spécifiquement transportés ou visibles à la surface. Lorsqu'on inspecte des dépôts en profondeur, on trouve finalement sur toute l'épaisseur du dépôt (**PIERSON & SCOTT (1985)**, **DAVIES (1986)**) des blocs de toutes tailles grossièrement répartis de manière aléatoire dans la masse.

DAVIES (1986) a passé en revue les phénomènes proposés dans la littérature pour expliquer la capacité des laves à transporter des blocs : seuil de contrainte (**JOHNSON (1970)**), pression interstitielle en excès (**HAMPTON (1979)**, **PIERSON (1981)**), contrainte normale (**TAKAHASHI (1981)**). **DAVIES (1986)** a conclu qu'aucun de ces phénomènes ne peut être l'explication recherchée. Citons aussi l'explication de **RODINE & JOHNSON (1976)** selon laquelle c'est le seuil de contrainte et la faible différence de densité entre les blocs et le reste de la masse qui permet de supporter les blocs. Face à tous les phénomènes proposés quelques remarques supplémentaires s'imposent de façon à écarter d'emblée certaines explications.

On peut imaginer deux cas extrêmes :

1er cas : La lave contient des blocs de tailles pratiquement identiques et la concentration de ces blocs est telle qu'ils sont tous en contact. Alors ils reposent les uns sur les autres, il n'y a pas d'autres raisons à chercher pour expliquer leur transport dans la coulée.

2ème cas : La lave contient des gros blocs "isolés" : tous les grains directement en contact avec un gros bloc ont un diamètre très inférieur à celui du bloc ; les blocs sont en concentration suffisamment faible pour que leurs interactions soient un phénomène négligeable. Chaque bloc baigne donc dans un matériau qui peut être vu comme un fluide

homogène à l'échelle du bloc. Alors le transport de blocs dans ces conditions est entièrement lié au comportement du fluide interstitiel dans lequel ceux-ci baignent. Dans de telles conditions le phénomène de la pression interstitielle en excès ou celui des chocs des petites particules sur un bloc sont des phénomènes microstructurels lorsqu'on les examine à l'échelle d'un bloc. S'ils existent ils n'ont pas de rôle propre. Leurs conséquences doivent se faire sentir sur la loi de comportement du fluide interstitiel, par exemple sous forme d'un seuil de contrainte ou de contraintes normales importantes. Dans ce cas particulier, on peut donc conclure que l'explication du transport des blocs ne doit pas être cherchée dans un phénomène local (par exemple excès de la pression interstitielle), même si de tels phénomènes existent, mais dans le comportement global du milieu continu qui entoure chaque bloc.

En fait dans la réalité la plupart des laves ont une granulométrie intermédiaire (cf Ch VII) entre celle du premier cas et celle du second cas. Cette granulométrie est étendue, la concentration en particules est importante, les contacts entre particules sont très nombreux. L'explication du transport des blocs dans un tel cas pourrait être du type de celle adaptée au second cas développé ci-dessus, ou bien être d'un type tout à fait différent. Dans un premier temps on va examiner la possibilité de transport d'un bloc dans le cas d'une lave correspondant au second cas. Ceci revient à rechercher l'explication du transport d'un bloc dans la loi de comportement du fluide qui entoure ce bloc. On reviendra ensuite au cas général, c'est-à-dire à la réalité plus complexe.

VIII.2.2 Transport d'un bloc dans une coulée de lave torrentielle : tentative d'explication par la loi de comportement du fluide environnant.

On considèrera que le mélange environnant le bloc est un fluide à seuil homogène à l'échelle du bloc. La loi de comportement de ce fluide est supposée inconnue mais du type fluide à seuil :

En régime permanent :

- lorsque \mathbb{D} est nul, \mathbb{T} n'est pas forcément nul, mais $f(\mathbb{T}) < \text{Seuil}$;
- lorsque \mathbb{D} n'est pas nul : $\Sigma = -p\mathbb{I} + \mathbb{T}$ (2)

où \mathbb{D} est le tenseur des vitesses de déformation, Σ est le tenseur des contraintes, p la pression, \mathbb{I} le tenseur identité, \mathbb{T} le tenseur déviateur des contraintes, et f une fonction de \mathbb{T} .

VIII.2.2.1 Support des blocs au repos.

Considérons un bloc qui peut se trouver à un endroit quelconque de la masse du mélange, mais qui n'est pas en contact avec la paroi du fond. Ce bloc est soumis d'une part à son poids et d'autre part aux forces de surface qui s'appliquent autour du bloc et qui se calculent à partir du tenseur des contraintes. Pour qu'un équilibre se réalise entre ces deux efforts et donc pour que le bloc soit immobile au sein du mélange, il suffit que les contraintes exercées par le fluide soient suffisamment importantes pour compenser le poids du bloc. Evidemment si la densité du bloc est égale à celle du mélange, aucun problème ne se pose. Dans le cas contraire il suffit que le seuil du mélange soit suffisamment grand.

Une formule approchée a été proposée par **JOHNSON (1970)** pour calculer le seuil du mélange à partir de la hauteur immergée d'un bloc dans un dépôt naturel de lave torrentielle. Sans remettre en doute le calcul, il semble très incertain de réaliser des estimations du seuil de contrainte d'un dépôt naturel de cette façon. En effet la position finale du bloc telle qu'elle est observée sur le terrain dépend complètement de l'histoire de son mouvement dans le mélange : arrachement, dépôt sur les côtés, reprise, mouvements descendants ou ascendants dans la masse, arrêt brutal de la coulée, etc... Ainsi il est tout à fait possible de trouver dans un dépôt de lave des blocs de la même taille, certains près de la paroi du fond et d'autres à la surface.

VIII.2.2.2 Transport d'un bloc dans le fluide en écoulement.

L'évaluation du tenseur des contraintes le long de la surface d'un solide en mouvement avec un fluide est difficile. Les contraintes dépendent bien sûr du comportement du fluide mais aussi de la forme du solide. On s'intéressera pour simplifier à une sphère en mouvement pris dans la masse d'un fluide. On suppose pour l'instant que le tenseur des vitesses de déformation est homogène dans tout le fluide et on admet que la présence

du bloc dans le fluide a un effet négligeable sur les déformations du fluide loin du bloc.

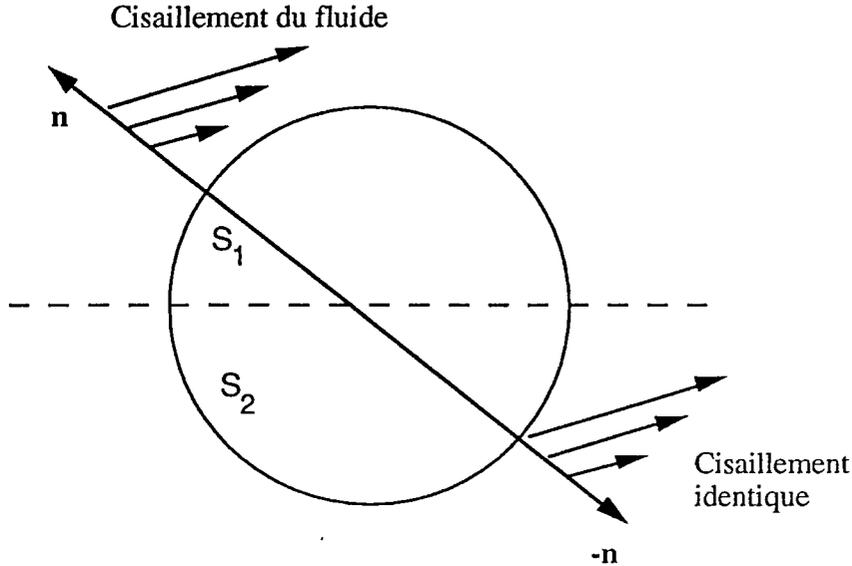


Figure VIII.4 : Egalité par symétrie du tenseur des déformations aux environs d'une particule solide sphérique placée dans un fluide au sein duquel le tenseur des déformations est homogène loin de la particule.

Dans ce cas il y a égalité du tenseur des déformations par symétrie par rapport au centre de la sphère (cf Figure VIII.4). Par conséquent le tenseur des contraintes, qui est supposé ne dépendre que du tenseur des déformations, est aussi égal par symétrie par rapport au centre de la sphère. On peut calculer la somme des forces de surface qui s'exercent sur la sphère :

$$\int_S \Sigma \cdot n \, ds = \int_S -p n \, ds + \int_S T \cdot n \, ds \quad (3)$$

Le premier terme du membre de droite est le terme dû à la pression du fluide. En supposant une répartition hydrostatique des pressions ce terme est en général égal au poids du volume de mélange déplacé. Quant au second terme du membre de droite on peut l'écrire en séparant la sphère

en deux demi-sphères S_1 et S_2 , puis en regroupant deux à deux, les termes sous le signe somme, symétriques par rapport au centre de la sphère :

$$\int_S \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} ds = \int_{S_1} \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} ds + \int_{S_2} \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} ds = \int_{S_1} (\mathbf{T} \cdot \mathbf{n} + \mathbf{T} \cdot -\mathbf{n}) ds \quad (4)$$

ce qui donne :

$$\int_S \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} ds = 0 \quad (5)$$

Ainsi donc dans ce cas particulier d'un cisaillement homogène non nul du mélange la seule force de surface s'exerçant sur le bloc est la force de pression équivalente au poids du volume de fluide déplacé. Dans le cas d'un bloc de densité supérieure au mélange (comme c'est le cas pour les laves torrentielles), cette force est évidemment inférieure au poids du bloc et ne suffit pas à le maintenir dans sa position verticale.

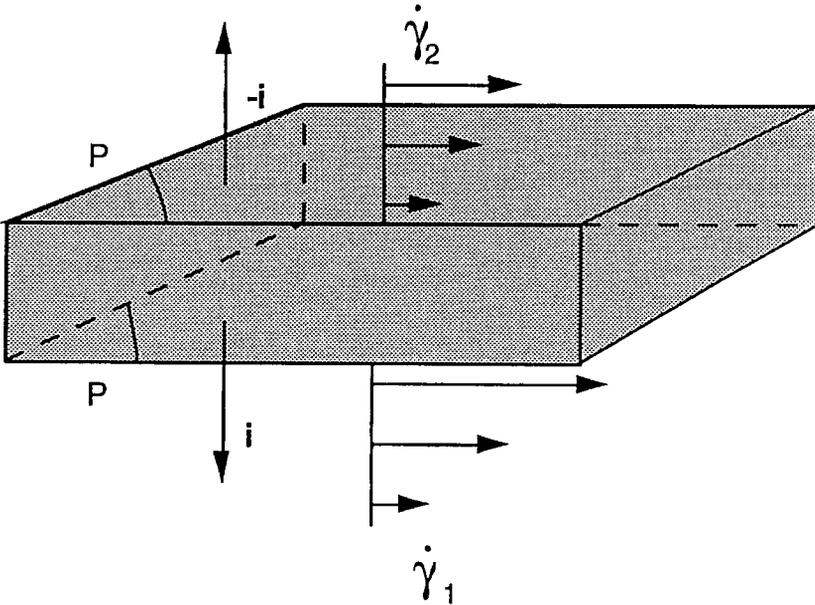


Figure VIII.5 : Déformations aux environs d'un bloc solide parallélépipède rectangle pris dans un fluide en cisaillement simple.

Cette analyse est naturellement une simplification de la réalité. Il est nécessaire de revoir en détail les différentes hypothèses. La forme du bloc importe peu car dans la plupart des cas on peut trouver des symétries particulières qui auraient permis d'aboutir au même résultat. De même l'hypothèse de symétrie du tenseur des déformations n'est pas non plus à revoir. Ces deux hypothèses sont des approximations qu'on juge assez proches de la réalité. Enfin un écoulement naturel dans un canal à surface libre est approximativement un cisaillement simple mais n'est pas du tout homogène. Les zones situées près de la paroi sont rapidement cisailées alors que les zones près du centre de la coulée sont lentement cisailées ou rigides. Il est intéressant d'examiner les conséquences d'une telle inhomogénéité du gradient de vitesse dans la masse, sur les efforts appliqués à un bloc.

Considérons pour simplifier un bloc épais en forme de parallélépipède rectangle, en mouvement avec un fluide en cisaillement simple globalement non homogène, mais uniforme dans les plans parallèles à (P) la base du prisme (cf Figure VIII.5). Alors on peut, comme précédemment, montrer que sur les faces latérales les forces de surface totales se réduisent à l'action de la pression. En revanche le gradient de vitesse est $\dot{\gamma}_2$ à la surface supérieure et $\dot{\gamma}_1$ à la surface inférieure. Donc la composante verticale de la force de surface qui s'applique au bloc en plus de la pression est :

$$i.(T(\dot{\gamma}_2)-T(\dot{\gamma}_1)).i S \quad (6)$$

Cette composante est en générale non nulle, notamment dans le cas d'un bloc pris en partie dans la zone cisailée et dans la zone rigide. Elle est égale à la différence des contraintes normales supérieure et inférieure. Mis à part dans le cas des laves torrentielles granulaires (TAKAHASHI (1980)), il n'existe pas à notre connaissance de travaux concernant les contraintes normales développées au sein des laves torrentielles. Mais les chocs ne sont pas en général un phénomène prédominant dans la masse de la lave en écoulement (cf Ch VII). Les contraintes normales qui apparaissent lors du cisaillement simple de mélanges boueux fins semblent faibles et peu variables avec le gradient de vitesse (cf Ch V) mais des données précises manquent encore à ce sujet. Il n'est pas certain dans le

cas des laves essentiellement boueuses que les contraintes normales soient suffisantes pour être le phénomène prédominant permettant le transport des blocs. Il paraît utile d'envisager d'autres phénomènes.

VIII.2.2.3 Explication du transport des blocs dans les laves.

Envisageons d'abord le cas d'un bloc pris dans la zone rigide due au seuil de contrainte du fluide. Au sein de cette masse rigide, comme dans le cas où l'ensemble du fluide est au repos il suffit que le seuil de contrainte du fluide soit suffisamment important pour que le bloc soit soutenu. Mais comme le fait remarquer **DAVIES (1986)**, la zone rigide est alors équivalente elle-même à un bloc fictif plus dense que le reste du mélange, et le fluide en mouvement doit supporter ce bloc fictif. Ce cas paraît donc au premier abord nous ramener à l'étude d'un bloc pris dans la zone cisailée et émergeant de la surface libre. En utilisant la loi de comportement on a montré au paragraphe précédent qu'un tel bloc ne peut être soutenu verticalement que si la densité du bloc est égale à la densité moyenne du fluide environnant ou si le cisaillement développe au sein du fluide des différences de contraintes normales non nulles. Aucune de ces deux solutions n'est à exclure puisque le bloc considéré ici est constitué d'un mélange boueux. Cependant, si la granulométrie est homogène, la densité de la lave a tendance à décroître vers le fond du lit puisque les gros blocs sont plus rares à l'approche de cette surface imperméable. Ceci va a priori à l'encontre de la première des deux solutions proposées. Mais il est possible aussi que la densité de la partie cisailée soit très proche de celle de la partie rigide tout simplement parce que la zone cisailée contient une proportion un peu plus importante de gros blocs. La chute de la partie rigide vers le fond à cause de son poids peut être alors beaucoup plus lente que le mouvement général de l'ensemble. Etant donné la densité élevée du mélange boueux en général, il suffit d'une légère supériorité du nombre des blocs pris dans la zone cisailée par rapport au nombre de ceux pris dans la zone rigide pour que les densités des deux parties s'égalisent. Il est imaginable que pendant une courte durée de formation de la lave, une partie des blocs chutent vers le fond. La densité devient légèrement plus forte vers le fond du canal et permet aux autres blocs de se maintenir vers la surface libre.

Pour expliquer le transport de blocs dans la zone cisailée, on peut envisager un autre phénomène. La concentration en grains de toutes tailles est si grande que les contacts sont nombreux entre sable, cailloux et blocs. Un bloc peut être soutenu au moins pendant un temps assez court par le fait qu'il repose sur

une ligne ininterrompue de grains jusqu'au fond. Ce phénomène de percolation est une caractéristique des suspensions granulaires concentrées (cf Ch IV). Cependant en pratique il est difficile de déduire de la loi de comportement des informations concernant le mouvement particulier de chute ou de support d'un bloc dans la masse. Il existe malgré tout une approche théorique et expérimentale qui peut tout à fait être replacée dans ce cadre pour expliquer (cf SAVAGE (1989)) de manière différente, la tendance des gros blocs à remonter vers la surface lorsqu'on cisaille l'ensemble. Il s'agit d'une analogie avec ce qui se passe pour les poudres : lorsqu'on agite un mélange de grains avec une distribution granulométrique bimodale les gros grains remontent vers la surface. Dans le cas de l'écoulement d'un ensemble de particules solides sur un plan incliné, SAVAGE (1988) a proposé l'explication suivante à ce phénomène : au travers des couches (de particules) en glissement relatif du fait du cisaillement il y a de nombreux transferts de particules à cause d'une part de la gravité et d'autre part d'expulsions de particules coincées entre plusieurs particules ; parce que les vides permettant de recevoir des petites particules sont plus nombreux, il est possible de montrer que leur mouvement vertical est plus rapide que celui des grosses particules.

Il nous semble finalement raisonnable d'expliquer cette capacité de transport des blocs par différents phénomènes dont aucun n'est vraiment prédominant :

- différence de densité entre la zone rigide et la zone cisailée ;
- différences de contraintes normales ;
- percolation et support instantané ;
- ségrégation des plus gros grains lors d'un cisaillement en présence du champ de gravité.

VIII.3 Formation du front.

Le profil des vitesses au sein de la lave dans un plan parallèle à l'axe du canal a une forme du type montrée sur la Figure VIII.2 (lave stable), ou sur la Figure VIII.3 (lave instable). Ces deux profils ont des caractéristiques communes : la vitesse est croissante de la paroi à la surface libre, elle est maximale au niveau de la surface libre et nulle à la

paroi. On raisonnera dans la suite sur un profil des vitesses d'une lave stable, sachant que des raisonnements analogues et avec des conséquences qualitatives identiques peuvent être faits sur un profil des vitesses d'une lave instable.

Avec un profil des vitesses de ce type (Figure VIII.2 ou VIII.3), il est immédiat que la vitesse moyenne de la lave est inférieure à la vitesse de la partie rigide (qui est la vitesse maximale) (cf Figure VIII.2). Cette dernière correspond aussi en général à la vitesse de la partie centrale la surface libre, à laquelle on a facilement accès lors d'observations sur le terrain. Au niveau du front on doit retrouver à peu près un mécanisme général identique à celui qui vient d'être développé. La vitesse d'avancée du front, qui est égale à la vitesse moyenne de la lave, est donc inférieure à la vitesse de la surface libre supérieure de la lave. Ceci est en accord avec les observations de **PIERSON (1986)** (Figure VIII.6) sur des laves naturelles.

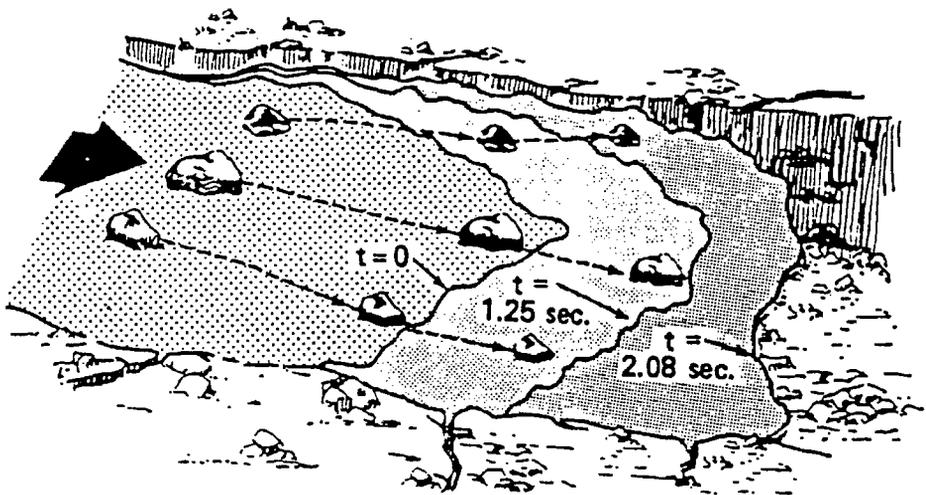


Figure VIII.6 : Images successives des mouvements de blocs visibles à la surface d'une lave torrentielle, d'après un film tourné sur le terrain. (PIERSON (1986), Figure 13.7, p.280)

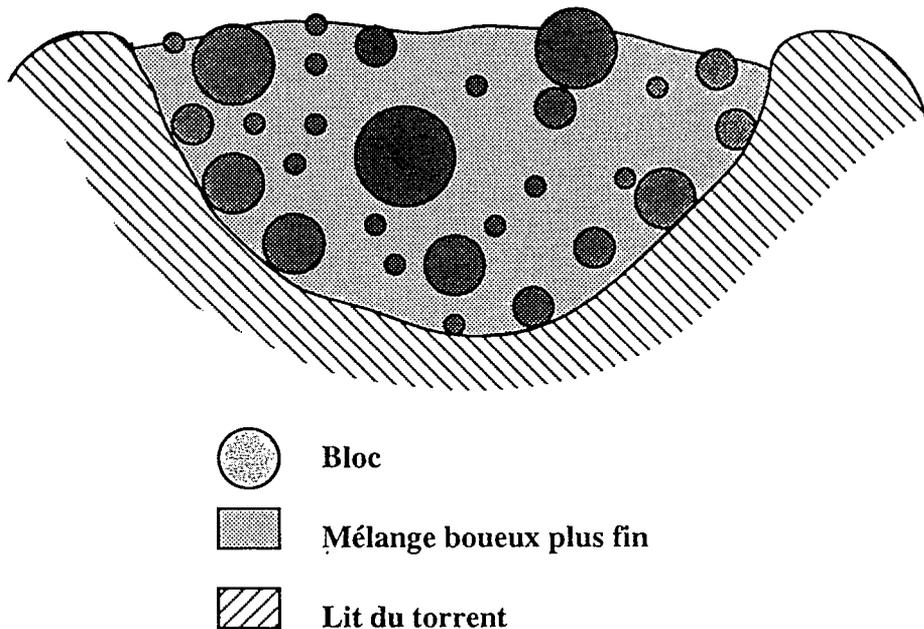


Figure VIII.7 : Schéma idéalisé d'une coupe selon un plan perpendiculaire à l'axe d'une lave torrentielle. Les blocs de plus petite taille que les blocs représentés sur cette figure sont inclus dans la partie nommée "Mélange boueux plus fin".

Une coupe de la masse de la lave selon un plan perpendiculaire à la surface libre de l'écoulement donne le résultat idéalisé sur le schéma de la Figure VIII.7. Plaçons nous dans le repère mobile à la vitesse du front (vitesse moyenne). Dans ce repère un observateur verrait arriver de l'amont le matériau de la partie rigide à une certaine vitesse non nulle et verrait près de la paroi le matériau de la partie cisailée repartir assez rapidement vers l'amont. Pour que la masse se conserve dans un volume W fixe dans le repère mobile (délimité par les surfaces a, b, c, et d sur la Figure VIII.8) à coté de l'observateur, la quantité de matériau entrant par l'amont est la même que celle qui s'en va le long de la paroi. Ce phénomène est tout à fait clair dans l'expérience de **DAVIES (1990)** : dans une coulée de grains et d'eau s'écoulant sur un fond mobile, les

grains qui arrivent à l'avant de la coulée tombent au fond puis repartent vers l'amont de la coulée.

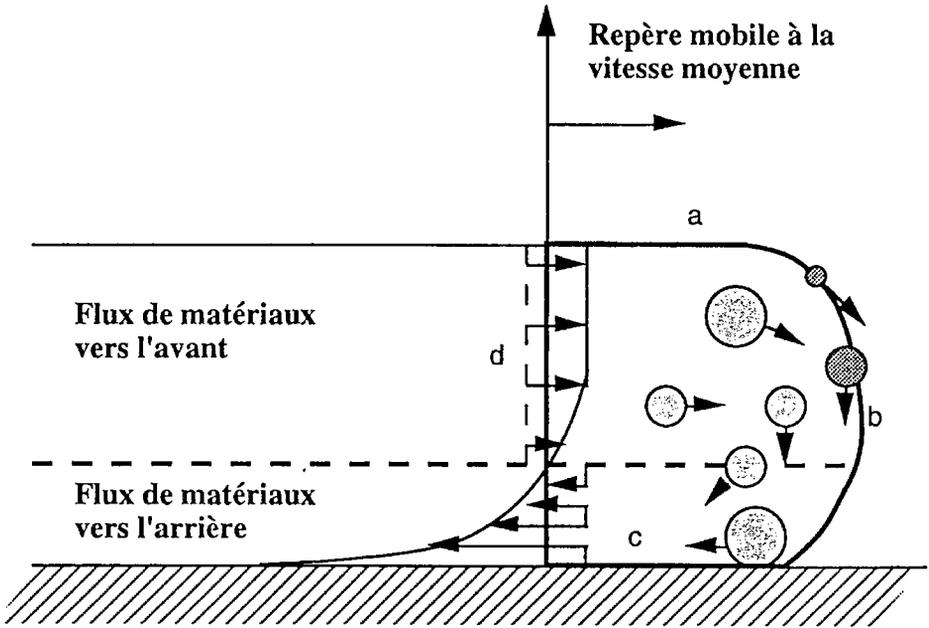


Figure VIII.8 : Schéma en coupe longitudinale du front d'une lave torrentielle. Les plus gros blocs sont représentés par des sphères foncées.

Un bloc qui tombe vers le fond à l'avant de la coulée passe brutalement d'une zone très peu cisailée à une zone rapidement cisailée. Considérons un bloc isolé dans le mélange, il est d'une part en contact avec le fond qui a une grande vitesse dirigée vers l'amont et d'autre part en contact au niveau de sa partie supérieure avec une zone du mélange plus lentement cisailée. On ne rentrera pas dans une tentative de calcul du tenseur des déformations autour de ce bloc. On remarquera simplement que la vitesse moyenne instantanée du bloc doit être très approximativement égale à la moyenne des deux vitesses extrêmes correspondant aux zones de mélanges avec lesquelles il est en contact. Ainsi plus un bloc est gros plus sa vitesse

moyenne de remontée vers l'amont est faible. Les gros blocs arrivent donc normalement au front mais en repartent difficilement. Ceci explique la tendance à la formation d'un front de blocs à l'avant des coulées. Si on pousse ce raisonnement à l'extrême on aboutit à la conclusion que les blocs doivent finir par dépasser la lave. Ceci n'est pas vrai tout simplement parce que les hypothèses du raisonnement développé précédemment ne sont plus valables lorsque le bloc est parvenu tout à l'avant au milieu d'autres blocs.

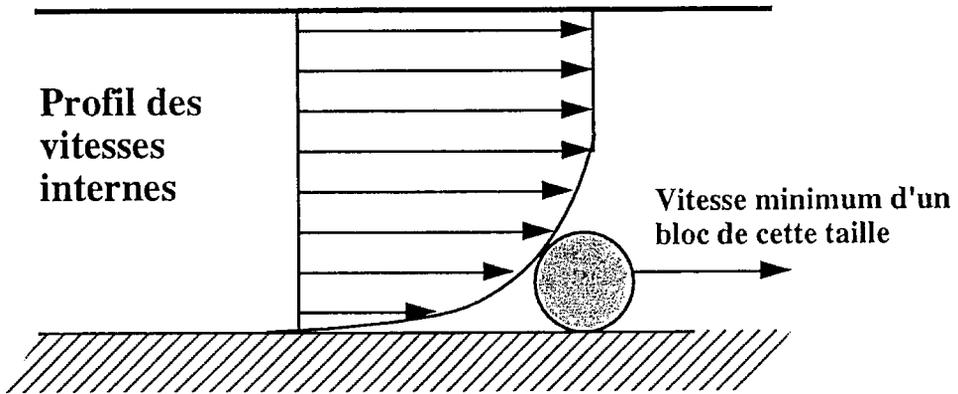


Figure VIII.9 : Profil des vitesses dans un plan de coupe longitudinal et vitesse minimum d'un gros bloc.

Globalement, en revenant au référentiel fixe de la montagne, la vitesse minimale d'un bloc pris dans la masse de matériau n'est pas égale à la vitesse nulle. Plus son diamètre est grand plus sa vitesse minimale est proche de la vitesse maximale d'un élément quelconque de la masse de la lave (cf Figure VIII.9). Ceci peut se résumer par la proposition suivante : "La vitesse moyenne des gros blocs dans la masse de la lave est plus grande que la vitesse moyenne des petites particules". Ceci est simplement dû au fait que la concentration solide diminue à l'approche de la paroi du canal. En effet, les plus grosses particules, qui ne peuvent avoir leur centre au niveau de cette paroi, apportent une contribution à la

concentration solide près de la paroi plus faible qu'au milieu du corps de la lave par exemple.

Le phénomène résultant finalement est comparable à un auto-assèchement de la coulée, puisqu'elle a tendance à laisser la partie du fluide la moins dense (donc la plus humide) derrière elle et à ramener puis maintenir à l'avant les matériaux les plus grossiers. Mais il faut noter que, parallèlement au phénomène décrit précédemment, la lave dépose des matériaux sur les cotés lorsqu'elle arrive sous forme d'une bouffée. Une grande partie des gros blocs est ainsi déposée tout au long de l'écoulement. L'ensemble de ces phénomènes avait été remarquablement bien observé et expliqué qualitativement (sans faire appel à des considérations rhéologiques) par **PIERSON (1986)**.

VIII.4 L'écoulement des laves par bouffées.

On a vu au paragraphe précédent qu'un front formé des plus gros blocs a tendance à se former à l'avant de la coulée. Une première hypothèse formulée pour expliquer l'écoulement par bouffées des fluides hyperconcentrés du Fleuve Jaune a été proposée par **WAN ZHAOHUI (1984)**. Celui-ci a constaté qu'il existait un minimum dans la courbe des régimes permanents de mélanges eau-bentonite et a pu prouver que l'écoulement de ce matériau dans un canal expérimental était instable. Ce résultat a été confirmé par les expériences réalisées et le modèle développé au Ch III. **DAVIES (1986)** a proposé d'expliquer le phénomène des bouffées par un mécanisme analogue à celui des rouleaux qui se produisent dans certains écoulements sur des fortes pentes ("roll waves").

Dans le front d'une lave, supposé continu à l'échelle de l'observateur, la concentration en blocs est très importante et les contacts entre ces blocs sont nombreux. Ils sont placés dans un fluide interstitiel plus fin et ont la possibilité de se trouver soit dans une configuration où les contacts directs sont nombreux soit dans une configuration où ces contacts sont lubrifiés (cf Ch IV). Pour des faibles mouvements ce sont les dissipations d'énergie par frictions qui vont prédominer et pour des mouvements rapides ce sont

les dissipations visqueuses qui vont prendre le dessus (Ch VII). Dans certains cas, en fonction de la granulométrie et du comportement du fluide interstitiel, on peut obtenir alors une loi de comportement en cisaillement simple qui possède un minimum (cf Figure VIII.1). Il est vraisemblable que dans le cas du front des laves ce minimum est très prononcé, i.e le seuil de contrainte est égal à plusieurs fois le niveau de contrainte correspondant au minimum.

Le corps de la lave quant à lui peut avoir un comportement stable ou instable suivant la distribution granulométrique et la concentration du mélange. On peut finalement suggérer (cf Ch VII) un "comportement équivalent" de l'ensemble de la lave qui représente le comportement d'un fluide s'écoulant de la même manière que l'ensemble de la lave dans une situation particulière (cf Figure VIII.1). Cette loi de comportement équivalente permet d'expliquer globalement le phénomène de formation de bouffées, du fait de l'instabilité intrinsèque de l'ensemble du fluide, mais il est très intéressant d'examiner un peu plus précisément les phénomènes qui se produisent en pratique.

Le niveau du seuil de contrainte du corps de la lave est en général bien plus faible que celui du front. Le front instable à l'avant de la coulée donne la capacité à celle-ci de s'arrêter brutalement si pour une raison quelconque elle perd un peu de son énergie : changement de pente progressif ou brusque, rencontre d'un obstacle, changement de géométrie du torrent, rugosité plus importante du lit, coincement des blocs au niveau du front (donc changement de comportement de ce front, augmentation du seuil de contrainte par exemple), etc... A cause du minimum dans la courbe des régimes permanents, il suffit d'une petite perte d'énergie pour stopper le front alors qu'il s'écoule plus ou moins rapidement. Ce résultat est complètement démontré pour les dispersions concentrées instables au Ch III ou pour les suspensions très concentrées instables au Ch IV. Lorsque le front s'arrête, le corps de la lave peut continuer à avancer mais il est en général bloqué ou très ralenti par la présence du front à l'avant. Les matériaux du corps ont alors tendance à se stocker à l'arrière du front et le niveau de la surface libre de la coulée monte. Si ce processus continue, la masse accumulée derrière le front devient suffisamment importante pour imprimer au front des contraintes

supérieures à son seuil de contrainte. Alors l'ensemble repart brutalement à une vitesse importante. Le niveau de la coulée est élevé à l'avant et plus faible à l'arrière. A l'avant de la coulée les matériaux ont une vitesse assez grande parce que la hauteur de la lave est grande et les contraintes de cisaillement au sein du front instable en écoulement ne sont pas beaucoup plus élevées que celles au sein de la masse boueuse à l'arrière du front.

Ce phénomène se produit sûrement à différentes échelles et peut donner naissance à un certain nombre de coulées sous forme de bouffées à différents endroits et moments dans le bassin versant. Certaines bouffées en rattrapent d'autres et deviennent plus puissantes, donc plus rapides, ou bien se bloquent brutalement derrière des coulées arrêtées. Finalement vers la partie basse du torrent on peut voir se succéder des grosses bouffées.

CONCLUSION.

Certaines caractéristiques des laves torrentielles (formation du front, écoulement par bouffées) peuvent être en partie expliquées par la loi de comportement des mélanges boueux et rocailleux constituant ces laves. Le transport des blocs dans la masse apparaît comme un phénomène plus difficile à expliquer essentiellement par la rhéologie des mélanges, et plutôt dû à un ensemble de phénomènes plus ou moins bien compris à l'heure actuelle contribuant à supporter ou faire remonter les blocs.

Au cours de cette étude, pour étudier l'importance ou les conséquences de phénomènes précis, il a été nécessaire de faire des hypothèses simplificatrices de la réalité (canal uniforme, écoulement permanent, bloc isolé, tenseur des déformations homogènes, etc...). Ce type de démarche est évidemment dangereux parce qu'on traite de phénomènes naturels par conséquent très complexes. Mais tenter d'isoler les problèmes est pourtant la seule possibilité qui nous soit offerte si l'on veut comprendre les phénomènes. Il est possible que les résultats fournis au cours de notre travail soient finalement assez loin de la réalité plus complexe mais on espère au moins qu'ils auront pu apporter des idées théoriques importantes pour une future compréhension plus globale.

Bibliographie.

BAGNOLD, R.A., (1954), "Experiments on a gravity free dispersion of large solid spheres in a newtonian fluid under shear", Proceeding of the Royal Society of London, A.225.

COSTA, J.E., and WILLIAMS, G.P., (1984), "Debris-flow dynamics", Film, Open File Report 84/606, U.S. Geological Survey, Water Resources Division, U.S.A.

DAVIES, T.R.H., (1986), "Large Debris Flows : A Macro-Viscous Phenomenon", Acta Mechanica, 63, pp161-178.

DAVIES, T.R.H., (1990), "Debris-flow surges - Experimental simulation", Journal of Hydrology (New Zealand), 29, N°1, pp18-46.

HAMPTON, M.A., (1979), "Buoyancy in debris flows", Journal of Sedimentary petrology, 49, N°3, pp753-758.

JOHNSON, A.M., (1970), *Physical processes in Geology*, Freeman Cooper and Co, 577p.

JOHNSON, A.M., and RODINE, J.R., (1984), "Debris flow", *in* : *Slope Instability*, (Editors David Brunsten and D.B. Prior), Chapter 8, John Wiley and Sons, New-York.

LI JAN, YUAN JIANMO, BI CHENG, LUO DEFU, (1983), "The main features of the mudflow in Jiang-Jia Ravine", Zeitschrift für Geomorphologic, 27, (3), pp325-341.

PIERSON, T.C., (1980), "Erosion and deposition by debris flows at Mt. Thomas, North Canterbury, New Zealand", Earth Surface Proc., 5, pp227-247.

PIERSON, T.C., (1981), "Dominant particle support mechanisms in debris flows at Mt Thomas, New Zealand, and implications for flow mobility", Sedimentology, 28, pp49-60.

PIERSON, T.C., (1984), "Effects of slurry composition on debris flow dynamics, Rudd Canyon, Utah", Proceedings of a specialty Conference on delineation of landslide, flash flood and debris flow hazards in Utah, held at Utah State University, Logan, Utah, U.S.A.

PIERSON, T.C., (1986), "Flow behavior of channelized debris flows, Mount St. Helens, Washington", in Abrahams, A. D., Editor, *Hillslope Processes* : Boston, Allen & Unwin, pp.269-296.

PIERSON, T.C., and SCOTT, K.M., (1985), "Downstream dilution of a lahar : transition from debris flow to hyperconcentrated streamflow", Water Resources Research, 21, N°10, pp1511-1524.

RODINE, J.D., and JOHNSON, A.M., (1976), "The ability of debris, heavily freighted with coarse clastic materials, to flow on gentle slopes", Sedimentology, 23, pp213-234.

SAVAGE, S.B., (1989), "Flow of granular materials", Theoretical and Applied Mechanics, IUTAM, P. Germain, M. Piau, and D. Caillerie (Editors), Elsevier Science Publishers B.V., North Holland.

SAVAGE, S.B., and LUN, C.K.K., (1988), "Particle segregation in inclined chute flow of dry cohesionless granular solids", Journal of Fluid Mechanics, 189, pp.311-335.

TAKAHASHI, T., (1980), Debris flow on prismatic open channel. Journal of the Hydraulics Division, 106 (HY3), pp381-396.

TAKAHASHI, T., (1981), "Debris flow", Annual Review of Fluid Mechanics, 13, pp57-77.

TAKAHASHI, T., (1991), *Debris flow*, International Association for Hydraulic Research, Monograph Series, A.A. Balkema, Rotterdam, Netherlands, 165p.

VALLA, F., PERINET, F., et VAN EFFENTERRE, C., (1981), "La Ravoire de Bourg-Saint-Maurice, crue d'Avril 1981", Film, C.E.M.A.G.R.E.F Grenoble, France.

WAN ZHAOHUI, (1984), "Instability of Hyperconcentrated flow", Journal of Hydraulic Engineering, 110, N°3, pp219-233.

CONCLUSION

Le sujet de ce travail était vaste, tant par la complexité du matériau étudié et l'impossibilité de le tester avec des rhéomètres de laboratoire, que par le peu de travaux faisant référence dans le domaine plus général de la rhéologie des suspensions ou dispersions concentrées. Pour qu'une réponse complète au problème posé, "la rhéologie des laves torrentielles", ait pu être apportée, il aurait fallu pouvoir à la fois réaliser des expériences de rhéométrie directement sur la lave naturelle, et s'appuyer sur une connaissance sûre de la rhéologie des fluides fins analogues. J'aurais alors été capable de proposer en outre des explications plus complètes du comportement à partir des interactions au niveau de la microstructure.

Ceci est loin d'avoir été réalisé dans le cadre de ce travail. Face à l'étendue du problème je n'ai finalement fourni que quelques idées, peut-être des lignes directrices, qui permettront de mieux structurer des recherches plus précises à venir dans un domaine si vaste. Par ailleurs, compte-tenu des barrières qui se présentaient d'emblée devant moi, j'ai dû faire un certain nombre de sacrifices permettant d'arriver plus vite à des résultats utiles et des conclusions cohérentes (malgré leur limitation). D'abord, après avoir acquis la certitude que les effets perturbateurs étaient maîtrisés et ne risquaient pas de conduire à des interprétations fausses concernant le comportement qualitatif observé, je n'ai pas systématiquement cherché à obtenir des résultats expérimentaux avec un grand degré de précision (rhéométrie des mélanges boueux grossiers). Ensuite pour démontrer certains résultats fondamentaux pour l'objectif fixé (rhéologie des laves torrentielles), il m'a fallu parfois me reposer sur des raisonnements, utilisant certes des preuves expérimentales, mais surtout fondés sur des analogies plutôt que sur des preuves directes.

J'ai dû d'abord tenter d'approfondir les connaissances dans le domaine de la rhéologie de deux types de matériaux modèles (suspensions et dispersions concentrées), très proches par certains aspects, de celui des laves torrentielles. Les résultats obtenus apportent surtout des idées nouvelles concernant les interactions au niveau de la microstructure lors du cisaillement d'un système concentré. Les modèles rhéologiques

proposés, complément indispensable aux expériences pour comprendre mieux les mécanismes particuliers observés en liaison avec la microstructure, méritent certainement des approfondissements.

Au cours de ce travail on a mis en évidence la possibilité, pour certains mélanges très concentrés en particules (avec une concentration telle que le seuil de percolation est dépassé) et dont le fluide interstitiel est peu visqueux, de présenter une instabilité en régime permanent. Il me semble possible de fournir une explication générale à ce phénomène. Il est d'abord toujours généré par une évolution possible de la structure des interactions au sein du mélange avec la vitesse de cisaillement. Aux faibles vitesses de cisaillement, la configuration des particules est telle que ce sont des interactions fortes entre particules qui prédominent (frictions, attraction électrostatique ou de Van der Waals, etc). Aux grandes vitesses de cisaillement la configuration des particules est telle que les interactions fortes ne sont plus le phénomène prédominant. Ce sont par exemple les dissipations au sein du fluide interstitiel qui prédominent. Dans certains cas, si la différence d'énergie dissipée pour les deux régimes est grande, on peut alors observer un minimum dans la loi de comportement du matériau en cisaillement simple. Ce minimum s'accompagne d'une instabilité éventuelle au démarrage lorsque la contrainte est imposée. Ce phénomène me semble mériter qu'on s'y intéresse. En effet de nombreux écoulements (naturels ou non) possèdent certainement ce caractère sans qu'on ait cherché jusqu'ici à l'intégrer dans une loi de comportement. Ce type de comportement pourrait prendre une pleine ampleur dans l'étude des fluides compressibles tels que les écoulements granulaires secs (poudres, éboulements,...). Quoi qu'il arrive, d'éventuels débats à propos d'un tel phénomène permettront de faire progresser les connaissances de l'évolution de la microstructure au cours des écoulements, éléments essentiels à une meilleure compréhension des lois de comportement.

Le champ d'investigation dans le domaine des systèmes concentrés est extrêmement vaste et peu défriché, probablement à cause des difficultés expérimentales que l'on rencontre avec ce type de fluide. Ce ne sont pas simplement quelques points qui me semblent pouvoir faire l'objet de recherches complémentaires mais des domaines entiers. Citons entre autres :

- l'étude des interactions entre particules d'argiles plongées dans l'eau, en fonction du pH, de la salinité, de la concentration solide. Une telle étude, qui pourrait mettre en oeuvre des techniques d'investigation telles que la microscopie électronique ou la diffraction des rayons X, pourrait, si elle est associée à celle de la rhéologie de ces mélanges, apporter une très bonne compréhension de phénomènes naturels.
- une meilleure compréhension de la rhéologie des fluides granulaires concentrés pourrait apporter beaucoup à la modélisation d'autres systèmes au sein desquels les interactions entre particules sont en général plus complexes (dispersions par exemple). Cette compréhension passe par une meilleure connaissance des évolutions de la microstructure au cours des déformations. Comme ces matériaux sont très proches de ce qu'on a l'habitude d'appeler des solides, il paraît vraisemblable qu'une compréhension du passage du domaine des fluides au domaine des solides pourrait être amorcée par cette étude, avec des retombées intéressantes sur les connaissances dans les deux domaines.

Par un raisonnement d'ensemble tenant compte des résultats d'expériences sur des matériaux fins, et des résultats d'expériences sur des matériaux plus grossiers à l'aide d'un rhéomètre de grande taille, on a pu fournir des idées qualitatives (classification en fonction du type de comportement) et quantitatives concernant la rhéologie des laves torrentielles. Cette démarche mérite d'être retenue pour elle-même car elle pourrait être utilisée pour d'autres types de fluides grossiers. Enfin il faut noter que les résultats obtenus sur les lois de comportement des laves torrentielles doivent être utilisés en pratique avec précaution, compte-tenu de la variabilité et de la complexité des phénomènes naturels. Cette question mérite d'être approfondie. Pour l'instant il paraît encore nécessaire de s'intéresser à des écoulements canalisés et maîtrisés de laves torrentielles. Mais il faudra plus tard chercher à intégrer la complexité de la réalité (conditions aux limites, conditions initiales, etc) pour décrire les phénomènes naturels à leur propre échelle, et notamment découvrir dans quelles conditions il est réellement envisageable de prédire un écoulement naturel.

Publications et/ou communications

** Rhéologie des laves torrentielles*

COUSSOT, P., MEUNIER, M., et PIAU, J.-M., (1990)

Rhéologie des matériaux du génie civil, 25ème Colloque du Groupe Français de Rhéologie, Grenoble, France.

** Rheology of concentrated dispersed systems in low molecular weight matrix*

COUSSOT, P., LEONOV, A.I., and PIAU, J.-M., (1991)

Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, to be printed.

** Rheometry of mudflows*

COUSSOT, P., PIAU, J.-M., and MEUNIER, M., (1991)

Proceedings of the International Symposium on debris flow and flood disaster protection, Emeishan, Sichuan, China, Volume A, Debris Flow, pp.80-85.

** Rheological modelling and peculiar properties of some debris flows*

COUSSOT, P., LEONOV, A.I., and PIAU, J.-M., (1992)

International Symposium on erosion, debris flow and environment in mountain regions, AIHS, Chengdu, China.

** First approach of debris flow rheology*

COUSSOT P., MEUNIER M, PIAU J.-M., (1992)

Dynamics and geomorphology of mountain rivers, Meeting and Workshop, Benediktbeuern, Germany.



"Etudes" du CEMAGREF, série Montagne n° 5, Rhéologie des boues et laves torrentielles. Etude de dispersions et suspensions concentrées - Philippe Coussot - 1993, 1^{re} édition, ISBN 2-85362-321-1, ISSN 1159-8476. Dépôt légal 1^{er} trimestre 1993 - Coordonnateur de la série : Philippe Huet, chef de département - Photo de couverture : CEMAGREF - Impression et façonnage : imprimerie Louis Jean, BP 87, 05003 Gap - Edition et diffusion : CEMAGREF-DICOVA, BP 22, 92162 Antony Cedex, tél. : (1) 40 96 61 32 et CEMAGREF Grenoble, BP 76, 38402 Saint-Martin-d'Hères, Tél. : 76 76 27 27 - Diffusion aux libraires : TEC et DOC, 14, rue de Provigny, 94236 Cachan Cedex, tél. : (1) 47 40 67 00 - **Prix : 400 F TTC**