



**HAL**  
open science

# Frottement saccadé dans les matériaux granulaire modèles

Minh Tam Hoang

► **To cite this version:**

Minh Tam Hoang. Frottement saccadé dans les matériaux granulaire modèles. Autre. INSA de Lyon, 2011. Français. NNT : 2011ISAL0062 . tel-00743550

**HAL Id: tel-00743550**

**<https://theses.hal.science/tel-00743550>**

Submitted on 19 Oct 2012

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

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

# THESE

## Frottement saccadé dans les matériaux granulaires modèles

Présentée devant

L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

Pour obtenir

**Le Grade de Docteur**

Formation doctorale: "Génie Civil: Sols, Matériaux, Structure, Physiques du Bâtiment"

Ecole doctorale: Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique (MEGA)

Par

**HOANG Minh Tam**

(Ingénieur Génie Civil de l'Ecole Nationale Supérieure de Génie Civil de Hanoi -  
Vietnam)

Soutenue le 08 juillet 2011 devant la Commission d'examen :

Mme Irini DJERAN-MAIGRE	INSA de Lyon	Présidente
M. Philippe DUBUJET	ENISE	Rapporteur
M. Jean-Christophe GEMINARD	ENS de Lyon	Rapporteur
M. Gioacchino VIGGIANI	UJF - Grenoble	Examinateur
M. Thiep DOANH	ENTPE	Directeur de thèse
M. Jean-Noël ROUX	Institut Navier	Directeur de thèse

Laboratoire **Géomatériaux (LGM)**

Département **Génie Civil et Bâtiment (DGCB - FRE 3237)**

**ECOLE NATIONALE DES TRAVAUX PUBLICS DE L'ETAT (ENTPE)**



# Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au sein du Laboratoire Géomatériaux du Département Génie Civil et Bâtiment de l'École Nationale des Travaux Publics de l'Etat dans la section géotechnique.

Je tiens à remercier en tout premier lieu M. Thiep DOANH qui a dirigé cette thèse dans la continuité de mon stage de D.E.A. Tout au long de ces trois années, il a su orienter mes recherches aux bons moments en me faisant découvrir la section géotechnique au travers de son regard de mécanicien des matériaux, tout en tirant parti de ma formation d'ingénieur. Je lui suis beaucoup reconnaissant pour avoir partagé avec moi ses grandes compétences scientifiques, pour m'avoir guidé pas à pas dans le domaine de la recherche, pour m'avoir appris à obtenir un esprit critique et rigoureux. Je tiens à lui exprimer toute ma profonde gratitude pour son soutien, ses conseils, sa disponibilité et son amitié.

Ce travail de thèse a aussi bénéficié des conseils éclairés de M. Jean-Noël ROUX dont la codirection a motivé un bon nombre de discussions passionnantes et fécondes. Grâce à son regard critique, il a toujours su relancer les discussions en cours en proposant de nouvelles pistes de recherches jusque-là insoupçonnées. Un grand merci, Jean-Noël, pour ce suivi agréable et enrichissant.

Je remercie chaleureusement M. Philippe DUBUJET, professeur à l'École Nationale d'Ingénieurs Saint-Etienne et M. Jean-Christophe GEMINARD, professeur de l'École Nationale Supérieure de Lyon qui m'ont fait honneur de rapporter cette thèse. Je tiens à remercier M. Gioacchino VIGGIANI, professeur à l'Université Joseph Fourier de Grenoble pour son examen attentif et pertinent de ce manuscrit de thèse et ainsi que Madame Irini DJERAN-MAIGRE, professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon pour avoir accepté de présider ce jury. Je leur suis très reconnaissant de s'être penchés sur ce travail avec autant d'entrain et de curiosité.

Je souhaite également remercier Joachim BLANC-GONNET et Vannoroat TAN pour leurs assistances techniques au cours de réalisation des essais.

Je suis très reconnaissant envers mes camarades du LGM pour leur gentillesse et leur soutien, spécialement à Hocine HAREB et Mathilde MORVAN.

J'exprime aussi mes remerciements à tous les membres du LGM qui ont contribué au maintien d'une bonne ambiance de travail par leur bonne humeur et leur sympathie.

En fin, je ne pourrais finir mes remerciements sans penser à ma famille dont le soutien

et l'encouragement constants ont fortement contribué à l'aboutissement de ce travail.  
Qu'ils trouvent ici ma profonde gratitude et ma reconnaissance!



**INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales - Quadriennal 2008-2011**

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON <a href="http://www.edchimie-lyon.fr">http://www.edchimie-lyon.fr</a>  Insa : R. GOURDON	M. Jean Marc LANCELIN Université de Lyon ũ Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 <a href="mailto:directeur@edchimie-lyon.fr">directeur@edchimie-lyon.fr</a>
E.E.A.	ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE <a href="http://edeea.ec-lyon.fr">http://edeea.ec-lyon.fr</a>  Secrétariat : M.C. HAVGOUDOUKIAN <a href="mailto:eea@ec-lyon.fr">eea@ec-lyon.fr</a>	M. Gérard SCORLETTI Ecole Centrale de Lyon Bâtiment H9 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél: 04 72 18 60 97 Fax: 04 78 43 37 17 <a href="mailto:Gerard.scorletti@ec-lyon.fr">Gerard.scorletti@ec-lyon.fr</a>
E2M2	EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION <a href="http://e2m2.universite-lyon.fr">http://e2m2.universite-lyon.fr</a>  Insa : H. CHARLES <a href="mailto:Hubert.charles@insa-lyon.fr">Hubert.charles@insa-lyon.fr</a>	Mme Gudrun BORNETTE CNRS UMR 5023 LEHNA Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Forel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43.12.94 <a href="mailto:e2m2@univ-lyon.fr">e2m2@univ-lyon.fr</a>
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES- SANTÉ <a href="http://ww2.ibcp.fr/ediss">http://ww2.ibcp.fr/ediss</a> Sec : Safia AIT CHALAL Insa : M. LAGARDE <a href="mailto:Michel.lagarde@insa-lyon.fr">Michel.lagarde@insa-lyon.fr</a>	M. Didier REVEL Hôpital Louis Pradel Bâtiment Central 28 Avenue Doyen Lépine 69677 BRON Tél : 04.72.68 49 09 Fax :04 72 35 49 16 <a href="mailto:Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr">Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr</a>
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES <a href="http://infomaths.univ-lyon1.fr">http://infomaths.univ-lyon1.fr</a>	M. Johannes KELLENDONK Université Claude Bernard Lyon 1 LIRIS - INFOMATHS Bâtiment Nautibus 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 43.19.05 Fax 04 72 43 13 10 <a href="mailto:infomaths@bat710.univ-lyon1.fr">infomaths@bat710.univ-lyon1.fr</a>
Matériaux	MATERIAUX DE LYON  Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 -Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry	M. Jean-Yves BUFFIERE INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43 83 18 Fax 04 72 43 85 28 <a href="mailto:Jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr">Jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr</a>
MEGA	MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE  Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 -Fax : 87.12	M. Philippe BOISSE INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél :04.72.43.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 <a href="mailto:Philippe.boisse@insa-lyon.fr">Philippe.boisse@insa-lyon.fr</a>
ScSo	ScSo * M. OBADIA Lionel Sec : Viviane POLSINELLI Insa : J.Y. TOUSSAINT	M. OBADIA Lionel Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.69.72.76 Fax : 04.37.28.04.48 <a href="mailto:Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr">Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr</a>

\* : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Contexte Scientifique</b>	<b>5</b>
1.1	Introduction . . . . .	5
1.2	Propriétés des milieux granulaires . . . . .	5
1.2.1	Généralités . . . . .	5
1.2.2	Frottement solide . . . . .	6
1.2.3	Modèle du glissement saccadé . . . . .	10
1.3	Stick-slip et milieux granulaires cisailés . . . . .	14
1.3.1	Instabilité de stick-slip . . . . .	14
1.3.2	Observation antérieure de stick-slip . . . . .	15
1.4	Rhéologie des matériaux . . . . .	22
1.4.1	Notions fondamentales . . . . .	22
1.4.2	Domaine quasi-élastique pour les milieux granulaires . . . . .	24
1.4.3	Plasticité parfaite . . . . .	27
1.4.4	Approche micromécanique . . . . .	29
1.5	Idées directrices . . . . .	31
1.5.1	Questions à poser . . . . .	32
1.5.2	Paramètres clés à étudier . . . . .	34
1.6	Conclusions . . . . .	34
<b>2</b>	<b>Dispositifs expérimentaux et procédure d'essai</b>	<b>37</b>
2.1	Introduction . . . . .	37
2.2	Dispositifs expérimentaux . . . . .	38
2.2.1	Appareil triaxial classique . . . . .	38
2.2.2	Appareil triaxial de précision . . . . .	41
2.2.3	Sollicitations cycliques en petites déformations . . . . .	51
2.2.4	Essais de propagation d'ondes . . . . .	52
2.3	Présentation du matériau . . . . .	61
2.4	Procédure d'essai . . . . .	64
2.4.1	Préparation d'un essai triaxial . . . . .	64
2.4.2	Préparation de l'échantillon . . . . .	65
2.4.3	Estimation de l'indice des vides . . . . .	67
2.5	Principe d'un essai . . . . .	70
2.5.1	Essai triaxial classique saturé . . . . .	70
2.5.2	Essai triaxial de précision sec . . . . .	70
2.6	Programme d'essais . . . . .	71
2.7	Résultats expérimentaux préliminaires sur les billes de verre . . . . .	74
2.7.1	Présentation des résultats préliminaires sur l'appareil triaxial classique . . . . .	74
2.7.2	Observations du comportement des billes de verre lâches saturées . . . . .	77



2.7.3	Exemples des résultats préliminaires sur l'appareil triaxial de précision	78
2.8	Conclusions	83
<b>3</b>	<b>Comportement des billes de verre saturées à l'appareil "triaxial classique"</b>	<b>85</b>
3.1	Introduction	85
3.2	Paramètres caractéristiques du stick-slip	86
3.3	Résultats des billes de verre lâches saturées en grandes déformations	87
3.3.1	Présentation des résultats des billes de verre lâches	87
3.3.2	Paramètres influençant le comportement global des billes de verre	114
3.3.3	Aspects quantitatifs particuliers	123
3.3.4	Cycle de décharge et de recharge	141
3.3.5	Conclusions	165
<b>4</b>	<b>Comportement des billes de verre saturées et usées</b>	<b>167</b>
4.1	Introduction	167
4.2	Série d'essais saturés en tenant compte du nombre d'utilisations	168
4.2.1	Paramètres influençant le comportement global des billes de verre lâches saturés	181
4.2.2	Analyses statistiques du stick-slip	185
4.2.3	Conclusions	192
4.3	Analyse granulométrique laser	194
4.3.1	Principe de fonctionnement	194
4.3.2	Schéma de constitution d'une granulométrie laser	195
4.3.3	Préparation de l'échantillon	195
4.3.4	La technique du Masterizer 2000	196
4.3.5	Analyse des résultats granulométriques laser	196
4.4	Analyse d'image	199
4.4.1	Indice de rondeur	200
4.4.2	Indice de forme	200
4.4.3	Indice d'abrasion	200
4.5	Protocole expérimental d'analyse d'image	200
4.6	Analyse et évaluation des résultats	202
4.6.1	Évaluation visuelle	202
4.6.2	Classement des formes observées	206
4.6.3	Analyse de forme	207
4.6.4	Analyse d'abrasion	213
4.6.5	Conclusions	215
<b>5</b>	<b>Comportement des billes de verre sèches à l'appareil "triaxial de précision"</b>	<b>217</b>
5.1	Introduction	217
5.2	Rappel des outils d'investigation en petites déformations	218
5.3	Comportement des billes de verre sèches en grandes déformations	219
5.3.1	Présentation des résultats expérimentaux des assemblages granulaires modèles secs	219
5.3.2	Effets des bords	226
5.3.3	Effet de l'usure	226

5.3.4	Apparition du premier stick-slip . . . . .	228
5.3.5	Comparaison avec le triaxial classique . . . . .	229
5.3.6	Analyses statistiques . . . . .	231
5.4	Comportement des billes de verre sèches en petites déformations . . . . .	232
5.4.1	Sollicitations quasi-statiques en petites déformations . . . . .	234
5.4.2	Sollicitations dynamiques . . . . .	240
5.4.3	Module sécant des stick-slips . . . . .	245
5.4.4	Conclusions . . . . .	250
<b>A</b>	<b>Calibration des capteurs</b>	<b>255</b>
<b>B</b>	<b>Acquisitions de données</b>	<b>259</b>
B.1	Mesures dynamiques . . . . .	260
B.2	Balayage fréquentiel pour les propagations d'ondes . . . . .	261
<b>C</b>	<b>Correction de région déformable de l'échantillon</b>	<b>263</b>
<b>D</b>	<b>Billes de verre pleines</b>	<b>267</b>
<b>E</b>	<b>Série d'essais en tenant compte du nombre d'utilisation <math>n^{\circ}4</math></b>	<b>269</b>
E.1	Courbes mécaniques des essais de la série $n^{\circ}4$ . . . . .	270
E.2	Corrélations entre des événements pour les essais de la série $n^{\circ}4$ . . . . .	275
E.3	Distribution du diamètre moyen de première à huitième utilisation de la série $n^{\circ}4'$ . . . . .	277
<b>F</b>	<b>Photos des billes de verre</b>	<b>281</b>
F.1	Photos des billes de verre neuves $N=0$ . . . . .	282
F.2	Photos des billes de verre de troisième utilisation $N=3$ . . . . .	285
F.3	Photos des billes de verre de cinquième utilisation $N=5$ . . . . .	286
F.4	Photos des billes de verre de septième utilisation $N=7$ . . . . .	287
F.5	Photos des billes de verre de huitième utilisation $N=8$ . . . . .	288
<b>G</b>	<b>Evolution du module sécant normalisée de la série <math>n^{\circ}5</math></b>	<b>291</b>
G.1	Détermination du module initial . . . . .	292
G.2	Evolution du module sécant normalisée par $E_{ss-max}$ . . . . .	293
<b>H</b>	<b>Cycles isotropes des essais de la série <math>n^{\circ}5</math></b>	<b>295</b>
H.1	Cycles isotropes de l'essai de la première utilisation $N=1$ . . . . .	296
H.2	Cycles isotropes de l'essai de la deuxième utilisation $N=2$ . . . . .	298
H.3	Cycles isotropes de l'essai de la troisième utilisation $N=3$ . . . . .	300
<b>I</b>	<b>Localisation de la déformation</b>	<b>301</b>



# Table des figures

1.1	Coefficient de friction dynamique $\mu_d$ en fonction logarithmique de la vitesse d'entraînement dans le régime de glissement statique pour la friction bristol-bristol. Extrait de [47]. . . . .	9
1.2	Pont capillaire entre billes de verre, Extrait de [20]. . . . .	10
1.3	Système simple permettant de mettre en évidence le glissement saccadé: un bloc solide tiré à vitesse constante par l'intermédiaire d'un ressort. Extrait de [93]. . . . .	10
1.4	La variation du mouvement de stick-slip avec $\mu_s, \mu_d$ fixés, au cours du temps de la tension du ressort normalisée par le poids du bloc. . . . .	12
1.5	Figure extraite de (Heslot et al [47]) montrant le passage du glissement saccadé au glissement continu en faisant varier la masse dans le régime de fluage. Ces courbes ont été obtenues avec un système de type bloc-ressort dans lequel les surfaces frottantes sont en bristol. Pour les différentes courbes la masse diminue en allant de bas en haut ( $m = 1,2; 0,745; 0,695; 0,670; 0,640$ et $0,620$ kg). . . . .	13
1.6	Figure extraite de (Heslot et al [47]) montrant des phases dans l'espace ( $k-V$ ) obtenu avec un système bloc-ressort dans lequel les surfaces frottantes sont en bristol. . . . .	14
1.7	Transformation de l'état statique à l'état dynamique. Extrait de [79]. . . . .	15
1.8	Effet d'inertie du bloc frottant lors de l'augmentation de la vitesse. (a) $V = 5,67 \mu m/s$ , (b) $V = 5,67 mm/s$ , (c) $V = 11,33 mm/s$ , $k = 1077 N/m$ et $M = 10,9 g$ . Extrait de [77]. . . . .	16
1.9	Flexion $d$ de la lame et altitude $h$ du patin en fonction du temps ( $k=189,5 N/m$ , $M=14,5 g$ , $V=28,17 \mu m/s$ ). Extrait de [41]. . . . .	17
1.10	Le comportement du stick-slip observé à très petite vitesse ( $k=189,5 N/m$ , $M=14,5 g$ , $V=0,11 \mu m/s$ ). Extrait de [41]. . . . .	17
1.11	Résultats expérimentaux du stick-slip. Extrait de [2]. . . . .	19
1.12	Effet induit par la taille de l'échantillon $d/D$ et l'élanement $H/D$ sur le stick-slip. Extrait de [2]. . . . .	20
1.13	Influence de la contrainte de confinement sur le stick-slip. Extrait de de [2]. . . . .	20
1.14	Schéma représentant le domaine d'apparition du stick-slip dans le cas $d/D < 0,02$ . Extrait de [2]. . . . .	21
1.15	Schéma principe du test de compression triaxiale et le cercle de Mohr-Coulomb . . . . .	23
1.16	Définition du module équivalent et du coefficient de dissipation d'après Tatsuoka et al. [98], et Hardin et al. [45]. . . . .	24

1.17	évolution des modules sécants normalisés en fonction du niveau de déformation et le coefficient de dissipation en fonction de la norme du tenseur des déformations. Duttine [35]. . . . .	25
1.18	Comparaison des modules d'Young E en très petites déformations obtenus à partir d'essais quasi-statique et dynamiques. Ezaoui [39]. . . . .	26
1.19	Loi de contact des efforts normaux, modèle de Kelvin Voigt. . . . .	29
1.20	Modèle à hystérésis de Walton et Braun. . . . .	30
1.21	Modèle de la force tangentielle incrémentale de Cundall et Strack. . . . .	31
1.22	La comparaison entre les résultats expérimentaux du module d'Young obtenus dans la compression triaxiale par des mesures de faibles déformations axiales au moyen d'une jauge à effet Hall et les résultats de simulations. Extrait de [36]. . . . .	32
1.23	Un exemple type de phénomène du stick-slip sur l'échantillon triaxial saturé en eau des assemblages de billes de verre sous chargement monotone. . . . .	33
2.1	Photographie et vue schématique de l'appareil triaxial classique . . . . .	38
2.2	Photo de la cellule triaxiale de précision. . . . .	42
2.3	Photographie d'un échantillon instrumenté (gauche) et vue schématique du système de mesures statiques locales (droite). . . . .	43
2.4	Installation des capteurs piézoélectriques et de la pierre poreuse dans une embase triaxiale. . . . .	45
2.5	Schéma de fonctionnement des capteurs piézoélectriques, d'après Enrico G.M [37](1996) . . . . .	46
2.6	Photo de la presse triaxiale de précision . . . . .	47
2.7	Calibration du AC servo moteur . . . . .	48
2.8	Signaux de sortie après filtrage et traitements des capteurs de déplacement, obtenus sur un échantillon test en inox. . . . .	48
2.9	Signaux de sortie après filtrage et traitement des capteurs de force sous forme de contrainte (kPa), obtenu lors de mesures sur un échantillon test en inox de $0,00385 m^2$ de surface. . . . .	49
2.10	Dispositif de propagation d'ondes . . . . .	50
2.11	Petits cycles axiaux quasi statiques de l'essai triaxial drainé sur billes de verre 0,7 mm. Extrait de l'essai D7N1P80v6Sc*. . . . .	51
2.12	Evolution des sollicitations dans le plan déviateur de contrainte - déformation axiale et déformation radiale- déformation axiale. Extrait de l'essai D7N1P80v6Sc*. . . . .	52
2.13	Relation entre le coefficient de Poisson et le rapport des vitesses de propagation . . . . .	54
2.14	Relation entre le temps de propagation d'ondes de cisaillement et la hauteur de l'échantillon. Extrait de [99]. . . . .	54
2.15	Signaux sortis pour les ondes de compression P sur les billes de verre d=0,7 mm à l'état isotrope, point 5, $\sigma_3=80kPa$ . Essai D7N1P80v6Sc*. . . . .	55
2.16	Mise en évidence de effet de champ proche. Extrait de [19]. . . . .	56
2.17	Influence du rapport $L/\lambda$ sur l'arrivée des ondes de cisaillement dans un milieu élastique. Extrait de [74]. . . . .	57
2.18	Signal d'arrivée de l'onde S sur les billes de verre d=0,7 mm pour 5 états de contraintes isotropes différents. Essai D7N1P80v6Sc*. . . . .	58
2.19	Calibration des piézo-électriques, d'après Enrico [37] (1996) . . . . .	59

2.20	Calibration des piézo-électriques . . . . .	59
2.21	Vue des particules de billes de verre $d=0,7$ mm à gauche et du sable d'Hostun RF à droite par microscope binoculaire. Figure à droite extraite de [12]. . . . .	61
2.22	Courbes de granulométrie laser des billes de verre. . . . .	62
2.23	Observation des billes de diamètre $0,7$ mm au Microscope électronique à Balayage à l'état initial. . . . .	62
2.24	Comparaison des indices des vides estimés par calcul et par pesée. . . . .	69
2.25	Chemin de contrainte suivi pour l'essai dans le plan (q-p) . . . . .	71
2.26	Relations globales de contraintes - déformations des essais préliminaires $D7P100v200Sc^p$ et $D7P100vvaSa^p$ sur l'appareil triaxial classique. Billes de verre, $d=0,7$ mm, contrainte de confinement, $\sigma_{3c}=100$ kPa. . . . .	75
2.27	Relations globales de contraintes - déformations des essais préliminaires $D15P100vvaSc^p$ et $D15P100v40Sa^p$ sur l'appareil triaxial classique. Billes de verre, $d=1500 \mu m$ , contrainte de confinement, $\sigma_{3c}=100$ kPa. . . . .	76
2.28	Comportement mécanique du sable d'Hostun et des billes de verre sous le chargement monotone triaxial classique en compression. Le sable d'Hostun classique présente de très faibles fluctuations, figure à gauche. Les billes de verre donnent le stick-slip, figure à droite. . . . .	78
2.29	Comparaison des évolutions de la déformation axiale issue des deux paires de capteurs sans contact situés sur la partie gauche (CA1 et CA2) et droite (CA3 et CA4) de l'échantillon et de la déformation radiale (CR5, CR6, et CR7) issue des capteurs sans contact situés à l'angle de $120^\circ$ l'un par rapport à l'autre au cours de l'essai triaxial de cisaillement. Essai $D7N2P80v6Sc^*$ . . . . .	79
2.30	Courbe globale déviateur de contrainte - déformation au cours de cisaillement triaxial pour trois essais identiques, essai a $D7N1P80v6Sc^*$ , essai b $D7N1P80v6Sc^*$ , et essai c $D7N1P80v6Sc^*$ . . . . .	80
2.31	Evolution du déviateur q et de la déformation radiale $\varepsilon_r$ sous sollicitations cycliques, essai $D7N2P80v6Sc^*$ au point d'investigation 3 ( $\sigma_3=40$ kPa) . . . . .	81
2.32	Enregistrement des signaux d'ondes de compression à gauche et de cisaillement à droite au cours des étapes 1, 3 et 5 de la consolidation isotrope. Le temps d'arrivée des ondes est déterminé à partir de signaux à 15, 20, 25, 30 kHz pour les ondes de cisaillement et 20, 25, 30 kHz pour les deux ondes de compression. Essai $N1D7P80v6Sc^*$ . . . . .	82
3.1	Un exemple de l'agrandissement de la courbe mécanique: déviateur de contrainte - déformation. Extrait de l'essai $D7P100v200Sa$ . . . . .	86
3.2	Courbes globales de l'essai $D7P50v200Sa$ sur l'appareil triaxial classique, billes de verre $d=700 \mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 50$ kPa. . . . .	90
3.3	Courbes globales de l'essai $D7P100v200Sa$ sur l'appareil triaxial classique, billes de verre $d=700 \mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 100$ kPa. . . . .	93
3.4	Courbes globales de l'essai $D7P200v200Sa$ sur l'appareil triaxial classique, billes de verre $d=700 \mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 200$ kPa. . . . .	94
3.5	Courbes globales de l'essai $D7P400v200Sa$ sur l'appareil triaxial classique, billes de verre $d=700 \mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 400$ kPa. . . . .	96
3.6	L'ensemble des résultats expérimentaux sur les billes de $700 \mu m$ à vitesse fixe de $0,2$ mm/min dans le plan q/p. . . . .	97

3.7	Evolution du rapport des contraintes q/p de l'ensemble des essais à vitesse constante. . . . .	98
3.8	Courbes globales de l'essai D7P50vvaSa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre $d=700\mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 50$ kPa. .	102
3.9	Courbes globales de l'essai D7P100vvaSa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre $d=700\mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 100$ kPa.	103
3.10	Courbes globales de l'essai D7P200vvaSa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre $d=700\mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 200$ kPa.	105
3.11	Courbes globales de l'essai D7P400vvaSa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre $d=700\mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 400$ kPa.	106
3.12	L'ensemble des résultats expérimentaux sur les billes de $700 \mu m$ à vitesse variable dans le plan q/p. . . . .	107
3.13	Courbes globales de l'essai D3P50vvaSa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre $d=300\mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 50$ kPa. .	110
3.14	Courbes globales de l'essai D5P50vvaSa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre $d=500\mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 50$ kPa. .	111
3.15	Pseudo angle de frottement pour les billes de verre 300 et 500 $\mu m$ . . . . .	112
3.16	Courbes globales dans les plans contrainte de déviateur -déformations au cours d'essais triaxiaux drainés en conditions saturés d'eau sur billes de verre 700 $\mu m$ avec la vitesse constante $v=0,2$ mm/min. . . . .	114
3.17	Effet de contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c}$ sur le comportement de stick-slip pour les billes de verre 700 $\mu m$ , à vitesse constante $v=0,2$ mm/min.	115
3.18	Effet de contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c}$ sur le comportement de stick-slip pour les billes de verre 700 $\mu m$ , à vitesse variable. . . . .	116
3.19	Courbes globales dans les plans contrainte de déviateur - déformations de deux essais typiques: Essai D7P50vvaSa et Essai D7P400vvaSa de la série avec changement de la vitesse. . . . .	117
3.20	Effet de la vitesse sur le comportement de stick-slip. . . . .	119
3.21	Effet de la taille des grains sur le comportement de stick-slip. . . . .	121
3.22	Courbe mécanique déviateur de contrainte - déformation axiale d'un essai des billes de verre obtenues après un grand nombre d'essais. Extrait d'Adjémian [2]. . . . .	122
3.23	Effet de l'usure obtenu sur des billes de verre usées $d=700 \mu m$ . . . . .	122
3.24	Représentation détaillée de la réponse de l'essai D7P100v200Sa en grande déformation, billes de verre $d=700 \mu m$ , contrainte de confinement latéral $\sigma'_{3c} = 100kPa$ . . . . .	123
3.25	Courbes de relation entre déplacement axial - temps, déviateur - temps et déviateur -déformation volumique de l'essai D7P400v200Sa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre $d=700\mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 400kPa$ . . . . .	125
3.26	La relation entre le temps de connexion et le temps caractéristique. . . . .	126
3.27	évolution du rapport de la vitesse des chutes par rapport à la vitesse d'écrasement imposée de la série d'essais à vitesse d'écrasement constante 0,2 mm/min et à contrainte de confinement latérale variant de 50 à 400 kPa. .	126
3.28	évolution du temps de connexion des stick-slips de la série d'essais à vitesse constante et à pression de confinement variant de 50 à 400 kPa. . . . .	127

3.29	Observation microscopique électronique à balayage du sable d'Hostun RF très lâche fabriqué par damage humide: (a) agrégats et macropores; (b) agrégats et macropores (agrandissement). Extrait de Benahmed [12]. . . . .	127
3.30	Modèle physique simple illustre l'apparition chutes brusques au sein des assemblages billes de verre sous chargement monotone. Extrait de Benahmed [12]. . . . .	128
3.31	Schéma d'explication au moment de l'apparition des chutes. . . . .	129
3.32	Apparition de surpression interstitielle dans l'assemblage des billes de verre sous l'action de cisaillement. Essai D7P100v200Sa, billes de verre $d = 700 \mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_3 = 100 \text{ kPa}$ . . . . .	130
3.33	Apparition de la dilatance. Extrait de l'essai D7P200v200Sa, billes de verre $d = 700 \mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_3 = 200 \text{ kPa}$ . . . . .	131
3.34	Relation contrainte - dilatance du dixième stick-slip de l'essai D7P200v200Sa, billes de verre $d = 700 \mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 200 \text{ kPa}$ . . . . .	133
3.35	Relation contrainte - dilatance de la série d'essais des billes de verre $d = 700 \mu m$ , à vitesse d'écrasement constante $v = 0,2 \text{ mm/min}$ , et à contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c}$ variée de 50 à 400 kPa. . . . .	134
3.36	Relation contrainte - dilatance de l'essai D7P400vvaSa pour cinq gamme de la vitesse d'écrasement, billes de verre $d = 700 \mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 400 \text{ kPa}$ . . . . .	136
3.37	Observation des boucles d'hystérésis en grandes déformations pour les huit essais saturés à vitesse d'écrasement constante et variable. . . . .	139
3.38	L'indépendance de la contrainte de confinement à l'état caractéristique des stick-slips. . . . .	140
3.39	Apparition du premier stick-slip pour deux séries d'essais des billes $700 \mu m$ et deux essais des billes 500 et $300 \mu m$ à vitesse constante et variable. . . . .	141
3.40	Comportement global des billes de verre 700, 500, $300 \mu m$ à l'appareil triaxial classique. . . . .	142
3.41	Cycles drainés de l'essai préliminaire $D15P100v200Sa^p$ sur l'appareil triaxial classique. . . . .	143
3.42	Evolution du rapport de module d'Young des stick-slips à $10^{-4} \text{ m/m}$ de deux essais types à 100 et 200 kPa de la série à vitesse d'écrasement constant. . . . .	145
3.43	Evolution du module d'Young à $10^{-4} \text{ m/m}$ de déformation axiale et du coefficient de Poisson des stick-slips de la série à vitesse d'écrasement constant. . . . .	146
3.44	Evolution du module d'Young à $10^{-4} \text{ m/m}$ de déformation axiale et du coefficient de Poisson en fonction de la contrainte de confinement. . . . .	146
3.45	Analyse de la périodicité du stick-slip en utilisant la transformation de Fourier de la série d'essais des billes de verre $d = 700 \mu m$ avec changement de la contrainte de confinement. . . . .	147
3.46	Analyse de la périodicité du stick-slip en utilisant la transformation de Fourier de la série d'essais avec prise en compte de la taille des grains à pression de confinement de 50 kPa. . . . .	148
3.47	Analyse de la périodicité du stick-slip en utilisant la transformation de Fourier de la série des billes de verre $d = 700 \mu m$ avec changement de la vitesse. . . . .	150



3.48	Evolution de forme de distribution de probabilité de l'amplitude de déviateur, de l'intermittence de déformation axiale et de l'amplitude de déformation volumique du stick-slip pour la série d'essais des billes de verre 700 $\mu m$ à vitesse d'écrasement constante $v= 0,2$ mm/min. . . . .	152
3.49	Evolution de forme de distribution de probabilité de l'amplitude de déviateur du stick-slip pour les trois tailles des grains $d= 300, 500$ et $700 \mu m$ à pression de confinement $\sigma'_{3c} = 50kPa$ . . . . .	154
3.50	Evolution de forme de distribution de probabilité de l'amplitude de déformation axiale du stick-slip pour les trois tailles des grains $d= 300, 500$ et $700 \mu m$ à pression de confinement $\sigma'_{3c} = 50kPa$ . . . . .	155
3.51	Evolution de la forme de distribution de probabilité de l'amplitude de déformation volumique du stick-slip pour les trois tailles des grains $d= 300, 500$ et $700\mu m$ à pression de confinement $\sigma'_{3c} = 50$ kPa. . . . .	156
3.52	Corrélations croisées entre $\Delta q$ et $\Delta t$ pour la série d'essais $n^\circ 1$ des billes de verre $d=700 \mu m$ , à vitesse d'écrasement constante $v= 0,2$ mm/min. . . . .	157
3.53	Corrélations croisées entre $\Delta \varepsilon_v$ et $\Delta t$ pour la série d'essais $n^\circ 1$ des billes de verre $d = 700\mu m$ , à vitesse d'écrasement constante $v=0,2$ mm/min. . . . .	158
3.54	Corrélations croisées entre $\Delta q$ et $\Delta t$ de la série des essais $n^\circ 3$ pour les vitesses $v= 0,1$ et $0,2$ mm/min. . . . .	160
3.55	Corrélations croisées entre $\Delta q$ et $\Delta t$ de la série des essais $n^\circ 3$ pour les vitesses $v= 0,5$ et $2$ mm/min. . . . .	161
3.56	Corrélations croisées entre $\Delta \varepsilon_v$ et $\Delta t$ de la série des essais $n^\circ 3$ pour les vitesses $v=0,1$ et $0,2$ mm/min. . . . .	162
3.57	Corrélations croisées entre $\Delta \varepsilon_v$ et $\Delta t$ de la série des essais $n^\circ 3$ pour les vitesses $v=0,5$ et $2$ mm/min. . . . .	163
4.1	Evolution des indices des vides $e_o$ et $e_c$ en fonction du nombre d'utilisations. . . . .	169
4.2	Courbes globales de l'essai D7N1P100v200Sa' pour une première utilisation N=1 sur l'appareil triaxial classique. . . . .	170
4.3	Courbes globales de l'essai D7N2P100v200Sa' pour une première utilisation N=2 sur l'appareil triaxial classique. . . . .	171
4.4	Courbes globales de l'essai D7N3P100v200Sa' pour une troisième utilisation N=3 sur l'appareil triaxial classique. . . . .	172
4.5	Courbes globales de l'essai D7N4P100v200Sa' pour une troisième utilisation N=4 sur l'appareil triaxial classique. . . . .	173
4.6	Courbes globales de l'essai D7N5P100v200Sa' pour une cinquième utilisation N=5 sur l'appareil triaxial classique. . . . .	174
4.7	Courbes globales de l'essai D7N6P100v200Sa' pour une cinquième utilisation N=6 sur l'appareil triaxial classique. . . . .	175
4.8	Courbes globales de l'essai D7N7P100v200Sa' pour une septième utilisation sur l'appareil triaxial classique. . . . .	176
4.9	Courbes globales de l'essai D7N8P100v200Sa' en tenant compte du nombre d'utilisations sur l'appareil triaxial classique. . . . .	177
4.10	Evolution de l'angle de frottement de deux séries d'essais en tenant compte du nombre d'utilisations. . . . .	180
4.11	Courbes globales dans les plans contrainte de déviateur - déformations de deux essais à la première utilisation et à la huitième utilisation dans la série $n^\circ 4$ et $n^\circ 4'$ de changement du nombre d'utilisations. . . . .	182

4.12	Effet de l'usure sur le comportement du stick-slip pour les deux séries d'essais en tenant compte du nombre d'utilisations. . . . .	183
4.13	Apparition du premier stick-slip pour deux séries d'essais $n^{\circ}4$ et $n^{\circ}4'$ en tenant compte du nombre d'utilisations. . . . .	184
4.14	Evolution du module sécant des sticks-slips aux faibles déformations de l'ordre de $10^{-4}$ de deux séries $n^{\circ}4$ et $n^{\circ}4'$ en tenant compte du nombre d'utilisations. . . . .	185
4.15	Modules moyens des sticks-slips obtenus dans l'expérience de compression triaxiale par des mesures de faibles déformations à $10^{-4}$ . Les essais répétés sur le même échantillon à une contrainte de confinement 100 kPa et à une vitesse 0,2 mm/min jusqu'à l'absence de stick-slip. . . . .	186
4.16	Distribution des éléments de la série d'essais $n^{\circ}4'$ en tenant compte du nombre d'utilisations. . . . .	187
4.17	Corrélation croisée entre $\Delta q$ et $\Delta t$ pour la série d'essais $n^{\circ}4'$ en tenant compte du nombre d'utilisations. . . . .	189
4.18	Corrélation croisée entre $\Delta \varepsilon_v$ et $\Delta t$ pour la série d'essais $n^{\circ}4'$ en tenant compte du nombre d'utilisations. . . . .	190
4.19	Analyse de la périodicité du stick-slip en utilisant la transformation de Fourier de la série des essais en tenant compte d'utilisation. . . . .	192
4.20	Analyse de la périodicité du stick-slip en utilisant la transformation de Fourier de la série des essais en tenant compte d'utilisation. . . . .	193
4.21	Photo de la machine de granulométrie laser "Mastersizer 2000" . . . . .	194
4.22	Principe de fonctionnement de la machine granulométrie laser . . . . .	195
4.23	Schéma de constitution de la granulométrie laser "Mastersizer 2000" . . . . .	195
4.24	Préparateur d'échantillon Hydro G . . . . .	196
4.25	Courbes granulométriques de la série d'essais répétitifs. Série d'essais $n^{\circ}4'$ . . . . .	197
4.26	Evolution des principaux diamètres ( $D_{10}$ à $D_{90}$ ) en fonction de l'écrasement répété. . . . .	198
4.27	Tableaux de quantification de la forme des grains par comparaison visuelle avec les grains à analyser. Extrait de Rittenhouse et Krumbein, cité dans les travaux de Al-Rousan et al., [6]. . . . .	199
4.28	Protocole expérimental d'obtention des photos des billes de verre. . . . .	201
4.29	Comparaison visuelle entre billes neuves et billes usées . . . . .	202
4.30	Quelques images des billes de verre 700 $\mu m$ au MEB à l'état initial et à l'état usée N=8. . . . .	203
4.31	Analyse des spectres des billes de verre. . . . .	204
4.32	Changement de forme des grains et sa réponse mécanique en fonction du nombre d'utilisations. . . . .	205
4.33	Changement de forme des grains et sa réponse mécanique en fonction du nombre d'utilisations . . . . .	206
4.34	Evaluation des billes de verre en fonction de l'indice de rondeur, $I_R$ . . . . .	207
4.35	Analyse de contour des billes de verre, $I_{Fr}$ . . . . .	208
4.36	Classification des billes en fonction de $I_R$ . . . . .	211
4.37	Evolution de forme des grains . . . . .	212
4.38	Evolution de forme des grains . . . . .	212
4.39	Evolution de l'indice de rondeur des "billes de verre" en fonction du nombre d'utilisations . . . . .	213

4.40	Evolution de l'indice d'abrasion des "billes de verre" en fonction du nombre d'utilisations . . . . .	215
5.1	Evolution des indices des vides $e_o$ et $e_c$ en fonction du nombre d'utilisation.	220
5.2	Courbes globales de l'essai N1D7P80v6Sc* à l'appareil triaxial de précision, billes de verre $d=700 \mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 80$ kPa.	221
5.3	Courbes globales de l'essai N2D7P80v6Sc* à l'appareil triaxial de précision, billes de verre $d=700 \mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 80$ kPa.	222
5.4	Courbes globales de l'essai N3D7P80v6Sc* à l'appareil triaxial de précision, billes de verre $d=700 \mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 80$ kPa.	223
5.5	Courbes globales de l'essai N4D7P80v6Sc* à l'appareil triaxial de précision, billes de verre $d=700 \mu m$ , contrainte de confinement latérale $\sigma'_{3c} = 80$ kPa.	224
5.6	Comparaison de la courbe déviateur de contrainte - déformation axiale mesurée par capteurs externes et locaux. Essais D7N1P80v6Ss* et D7N2P80v6Ss*.	226
5.7	Courbes globales de deux essais: D7N1P80v6Sc* et D7N4P80v6Sc* de la série n°5. . . . .	227
5.8	Effet de l'usure sur le comportement du stick-slip pour les billes de verre $700 \mu m$ , à vitesse constante $v=6 \mu m/min$ . . . . .	228
5.9	Apparition du premier stick-slip pour la série à l'état sec n°5 en tenant compte du nombre d'utilisations. . . . .	229
5.10	Distribution des événements de la série n°5. . . . .	232
5.11	Corrélation des événements $\Delta q$ du stick-slip des essais N=1 et 3 de la série à l'état sec. . . . .	233
5.12	Courbe globale q-temps de l'essai isotrope D7N1P80v6Sc* . . . . .	235
5.13	Petits cycles de chargement quasi-statiques appliqués aux points d'investigation 1, 3 et 5 dans les plans déviateur - déformation axiale et déformation radiale -déformation axiale. Essai N1D7P80v6Sc*. . . . .	236
5.14	Evolution des cycles séparés (cycles 0, 1 et 2) au point 5. Essai N1D7P80v6Sc*.	237
5.15	Evolution des cycles séparés (cycles 3, 4 et 5) au point 5. Essai N1D7P80v6Sc*.	238
5.16	Evolution du module d'Young quasi-statique et du coefficient de Poisson de la série n°5. . . . .	240
5.17	Enregistrement des ondes de compression P et de cisaillement S au cours de la consolidation isotrope de l'essai D7N2P80v6Sc* sur les billes de verre $700 \mu m$ de diamètre. . . . .	241
5.18	Evolution de la vitesse des ondes de compression et de cisaillement en fonction de la pression de confinement au cours de la consolidation isotrope.	242
5.19	Evolution de la vitesse des ondes de compression et de cisaillement en fonction du nombre d'utilisations au cours de la consolidation isotrope. . .	242
5.20	Comparaison de nos résultats expérimentaux avec les autres résultats expérimentaux et les simulations. . . . .	244
5.21	Comparaison entre les paramètres dynamiques et quasi-statiques pour la série d'essais selon le nombre d'utilisations. . . . .	245
5.22	Un exemple type de l'agrandissement à $10^{-5}$ de la courbe contrainte de déviateur q - déformation axiale $\varepsilon_1$ au moment où se produit le stick-slip et évolution du module sécant après la chute de déviateur. Essai D7N1P80v6Sc* - 5ème stick-slip. . . . .	246
5.23	Un exemple type de la comparaison de l'évolution du rapport $E/E_{ss-max}$ . Essai D7N1P80v6Sc*. . . . .	247

5.24	L'évolution du module d'Young et du coefficient de Poisson des stick-slips par les capteurs externes et locales. Essais D7N1P80v6Sc*, D7N2P80v6Sc*, D7N3P80v6Sc* . . . . .	248
5.25	L'évolution du module d'Young des stick-slips avec le nombre d'utilisation. . . . .	249
A.1	Comparaison des mesures obtenues par l'indicateur de capteur standard précalibré MTS et l'indicateur de capteur de force . . . . .	255
A.2	Calibration des capteurs axiaux sans contact . . . . .	256
A.3	Calibration des capteurs radiaux sans contact . . . . .	257
A.4	Calibration de capteur axial externe sans contact . . . . .	257
C.1	Calcul des déformations axiaux et radiales à partir des déplacements mesurés par les 8 capteurs sans contact. . . . .	263
C.2	Schéma de calcul de la région déformable de l'échantillon . . . . .	264
E.1	Courbes globales de l'essai D7N1P100v200Sa pour une première utilisation N=1 sur l'appareil triaxial classique. . . . .	270
E.2	Courbes globales de l'essai D7N3P100v200Sa pour une troisième utilisation N=3 sur l'appareil triaxial classique. . . . .	271
E.3	Courbes globales de l'essai D7N5P100v200Sa pour une cinquième utilisation N=5 sur l'appareil triaxial classique. . . . .	272
E.4	Courbes globales de l'essai D7N7P100v200Sa pour une septième utilisation sur l'appareil triaxial classique. . . . .	273
E.5	Courbes globales de l'essai D7N8P100v200Sa en tenant en compte du nombre d'utilisation sur l'appareil triaxial classique. . . . .	274
E.6	Corrélation croisée entre $\Delta q$ et $\Delta t$ pour N=1 et 3. Série n°4. . . . .	275
E.7	Corrélation croisée entre $\Delta \varepsilon_V$ et $\Delta t$ pour N=1 et 3. Série n°4. . . . .	276
E.8	Distribution du diamètre moyen des grains. Série d'essais n°4'. . . . .	277
E.9	Distribution du diamètre moyen des grains. Série d'essais n°4'. . . . .	278
E.10	Distribution du diamètre moyen des grains. Série d'essais n°4'. . . . .	279
F.1	Photos des billes de verre neuves. 1/3. . . . .	282
F.2	Photos des billes de verre neuves. 2/3. . . . .	283
F.3	Photos des billes de verre neuves. 3/3. . . . .	284
F.4	Photos des billes de verre de troisième utilisation. . . . .	285
F.5	Photos des billes de verre de cinquième utilisation. . . . .	286
F.6	Photos des billes de verre de septième utilisation. . . . .	287
F.7	Photos des billes de verre de huitième utilisation. 1/3. . . . .	288
F.8	Photos des billes de verre de huitième utilisation. 2/3. . . . .	289
F.9	Photos des billes de verre de huitième utilisation. 3/3. . . . .	290
G.1	Module initial de trois premiers essais de chargement monotone de la série n°5. . . . .	292
G.2	Evolution du module d'Young normalisé par $E_{ss-max}$ des stick-slips de trois premiers essais de la série n°5. . . . .	293
H.1	Cycles isotropes de l'essai de la première utilisation. . . . .	296
H.2	Cycles isotropes de l'essai de la première utilisation. . . . .	297
H.3	Cycles isotropes de l'essai de la deuxième utilisation. . . . .	298
H.4	Cycles isotropes de l'essai de la deuxième utilisation. . . . .	299

---

H.5	Cycles isotropes de l'essai de la troisième utilisation. . . . .	300
I.1	Photographie d'un échantillon à l'appareil triaxial classique en haut, à l'appareil triaxial de précision en bas, avant compression à gauche puis en fin d'essai à droite. . . . .	301

# Résumé

Les objectifs de cette étude concernent la caractérisation expérimentale des frottements saccadés (stick-slip) dans les matériaux granulaires modèles constitués des billes de verre monodisperses en compression triaxiale drainé et l'identification les paramètres de contrôles. Un groupe de cinq paramètres macroscopiques caractérise ces frottements saccadés : la chute de déviateur et la contraction volumique pendant la phase de glissement (slip), l'intermittence de déformation axiale, le module d'Young et le coefficient de Poisson au départ de la phase de blocage (stick).

Deux outils complémentaires de la mécanique des sols ont été sélectionnés pour mener à bien cette étude expérimentale : l'appareil triaxial classique sur les billes saturées avec mesure globale des déformations volumiques pour l'étude des trois premiers paramètres de caractérisation, et l'appareil triaxial de précision sur les billes sèches pour les deux derniers paramètres en mettant l'accent sur les mesures précises et multiples du module d'Young élastique en très faibles déformations.

Les frottements saccadés existent simultanément en déviateur et en déformations volumiques. Ils montrent un comportement macroscopique globalement contractant et approchant un état limite critique en grandes déformations semblables à celui des sables très lâches, et un comportement mésoscopique localement dilatant et amollissant des sables denses en petites et moyennes déformations avec une loi unique de dilatance linéaire. La phase dynamique de glissement est caractérisée par une grande vitesse de déformation axiale, une chute brusque de déviateur et une contraction volumique instantanée ; et la phase quasi-statique de blocage pilotée avec une vitesse de déformation axiale constante par une dilatation volumique continue sans atteindre l'état critique après une petite contraction volumique au début de la phase, révélant un état caractéristique unique. Les frottements saccadés disparaissent au-delà d'une vitesse critique d'écrasement axial, fonction de la contrainte de confinement et de la taille des grains.

Le module d'Young dynamique par propagation d'ondes dépend de la contrainte de confinement selon une loi de puissance. Le module d'Young quasi-élastique au départ de la phase de blocage pour chacun des frottements saccadés est constant à l'intérieur du domaine élastique ; de même que le coefficient de Poisson.

Le suivi par l'analyse granulométrique par laser des matériaux immédiatement après l'écrasement, combiné avec l'analyse d'image en fonction de trois indices de rondeur, de forme et d'abrasion montrent que la disparition des frottements saccadés est probablement liée à l'apparition des billes plus petites, polydisperses et également à l'apparition de quatre nouvelles formes non-rondes de billes. Ces indices permettent de suivre l'évolution

de la forme des billes au fur et à mesure de la répétition de l'écrasement.

MOTS-CLES : Stick-slip, billes de verre, lâche, drainé, instabilité, dilatance, grandes déformations, petites déformations, cycles quasi-statiques, ondes, dynamique, mesures locales

# Introduction Générale

Nous abordons ici le comportement mécanique des matériaux granulaires, que l'on rencontre dans le génie civil et l'environnement, tels que les poudres, les sables, ou les granulats. Ils sont constitués d'un grand nombre de grains macroscopiques qui exercent une action réciproque par frottement, élasticité, forces interfaciales et collision.

Nous nous concentrons sur l'étude du problème de frottement très connu que Leonard de Vinci a noté au quinzième siècle. Le frottement caractérise le phénomène de résistance de surface glissante de l'une sur l'autre. Cette résistance vient des propriétés chimiques et des forces mécaniques, telles que la cohésion et l'imbrication des surfaces. Le déplacement relatif au point de contact, en général, se compose du glissement et de la rotation. Nous distinguons deux modes de glissement : le glissement stable à vitesse constante et l'instabilité de glissement appelé "frottements saccadés" ou "stick-slips" dans laquelle les surfaces sont fixées à long terme, puis tombées rapidement. Il est possible que le mouvement instable dans les failles de la terre soit la cause de tremblement de terre. Puisque le glissement stable peut contrôler les propriétés mécaniques des zones de faille, autant que les mécanismes de la propagation de tremblement de terre, il est important de comprendre la déformation dans les couches de matériaux granulaires.

Actuellement, nous ne disposons pas encore de lois constitutives pertinentes au niveau macroscopique pour décrire le comportement rhéologique du matériau et ses conditions aux interfaces. Donc, nous recherchons sans cesse à améliorer les lois rhéologiques, en se fondant sur leurs origines physiques à l'échelle des grains et leurs interactions, en utilisant les matériaux modèles tel que les grains sphériques dans le but de simplifier leurs interactions.

Dans le cadre de cette thèse, on réalise une étude approfondie sur la stabilité de glissement du matériau granulaire idéalisé, et son comportement durant les différentes phases de l'instabilité de glissement "stick-slip". Malgré l'instabilité, le "stick-slip" a été étudié théoriquement et expérimentalement dans le contexte de blocs élastiques de 2D tel que l'écoulement du matériau granulaire ou bien de 3D tel que la compression en trois dimensions. Il s'agit d'une étude essentiellement expérimentale sur des échantillons cylindriques, composés de billes de verre. Les expériences mécaniques décrites dans cette thèse s'apparentent aux essais triaxiaux de la mécanique des sols.

L'objectif de cette étude concerne la caractérisation des frottements saccadés des matériaux granulaires idéalisés en compression triaxiale, avec une attention particulière sur les mesures des déformations volumiques. Un groupe de 5 paramètres macroscopiques caractérise ces frottements saccadés : la chute de déviateur  $\Delta q$ , la contraction volumique



pendant la phase de glissement (slip), l'intermittence de déformation axiale, le module d'Young et le coefficient de Poisson au départ de la phase de blocage (stick).

Deux outils complémentaires utilisés en mécanique des sols ont été sélectionnés pour mener à bien cette étude expérimentale : l'appareil triaxial classique avec mesure globale des déformations volumiques pour l'étude des trois premiers paramètres de caractérisation, et l'appareil triaxial de précision pour les deux derniers paramètres en mettant l'accent sur les mesures précises et multiples du module d'Young élastique en très faibles déformations. Une campagne de 5 séries d'essais totalisant 24 essais, dont 4 à l'appareil de précision, a été réalisée pour cette caractérisation.

Cette thèse est organisée en cinq chapitres :

Nous abordons, dans le premier chapitre, les notions élémentaires concernant les différents domaines scientifiques auxquels nous avons fait appel dans cette étude. Afin d'introduire les termes, les concepts qui sont utilisés dans cette thèse, nous présentons d'abord l'interaction entre grains. De nombreux résultats expérimentaux sur le phénomène du stick-slip et un modèle de glissement saccadé sont présentés. Nous présentons ensuite les formulations rhéologiques sur lesquelles repose notre étude en grandes et petites déformations. Enfin, les idées directrices permettant l'orientation de ce travail sont présentées. Partant des résultats présentés dans la littérature sur le comportement du stick-slip, nous retraçons les points majeurs à identifier et la procédure envisagée. Le travail qui suit s'articule sur ces idées en apportant une étude détaillée sur chaque point.

Le second chapitre présente les dispositifs expérimentaux, la procédure d'essai et les différents types de matériaux étudiés. Nous présentons l'appareil triaxial classique et l'appareil triaxial de précision utilisés pour réaliser les campagnes d'essais et les divers capteurs associés au dispositif expérimental. Les caractéristiques spécifiques de l'appareil triaxial de précision qui en font un prototype original et innovant sont rappelées : mesures locales de grande précision, capteur de force interne, et les embases intégrant un dispositif piézoélectrique permettant de générer des ondes de compression et de cisaillement. Les différents systèmes de sollicitations statiques et dynamiques sont détaillés en précisant les améliorations apportées au dispositif lors de ce travail. Les caractéristiques du matériau modèle testé, les billes de verre, sont également données. Les essais peuvent se classer en cinq séries. Les quatre premières séries sont réalisées sur les billes de verre saturées en eau en utilisant l'appareil triaxial classique alors que la dernière série considère les billes sèches en utilisant l'appareil triaxial de précision.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude du comportement des assemblages granulaires modèles lâches sur l'appareil triaxial classique. Nous chercherons les variables et les paramètres expérimentaux qui contrôlent le phénomène stick-slip. Les caractérisations de synchronisation, l'apparition de la première chute, les boucles d'hystérésis, la relation contrainte-dilatance sont quantifiées et commentées. Ensuite, les analyses statistiques mettront en évidence un changement de comportement du stick-slip en passant d'une distribution exponentielle vers une distribution gaussienne en fonction de la contrainte de confinement, de la vitesse de d'écrasement et de la taille des grains.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons une étude de paramètre du nombre

d'utilisation et d'images. Les essais des billes de verre saturées sont répétés sur un même échantillon des billes jusqu'à l'absence du stick-slip. Le changement de forme des grains de la présence à l'absence du stick-slip est détecté automatiquement sur les images prises au microscope binoculaire grâce à trois indicateurs : indice de rondeur  $I_R$ , indice de forme  $I_F$  et indice d'abrasion  $I_A$ .

Le cinquième chapitre présente une série complémentaire d'essais de compression répétée sur un même échantillon moyennement dense. Le module d'Young initial de chacun des stick-slips en très faibles déformations est comparé avec le module dynamique et le module quasi-élastique.

La conclusion générale dresse un bilan des résultats obtenus et les possibles extensions de ces travaux.



---

# Chapitre 1

## Contexte Scientifique

### 1.1 Introduction

L'objet de ce chapitre est d'apporter des connaissances scientifiques nécessaires à la compréhension des phénomènes d'instabilité des matériaux granulaires. Dans le but de donner les bases de notre travail, les études antérieures de la littérature sur ce sujet sont aussi présentées. Nous débutons ce chapitre par une introduction aux propriétés des milieux granulaires qui nous permettent de rendre compte de ce phénomène d'instabilité. L'importance du frottement entre la surface des matériaux est soulignée. Puis, nous décrivons quelques courants d'étude de la rhéologie, ainsi que les bases théoriques de la simulation numérique pour les matériaux granulaires. Dans la dernière partie, nous exposons les principaux axes sur lesquels s'appuie ce travail de recherche.

### 1.2 Propriétés des milieux granulaires

#### 1.2.1 Généralités

La difficulté de l'étude des milieux granulaires tient d'abord au fait que ces systèmes sont généralement désordonnés et ceci souvent à plusieurs échelles. Nous détaillons ci-après plusieurs types de désordres des matériaux granulaires :

1. Désordre de position des éléments constitutifs, désordre dû en majeure partie à la forme plus ou moins irrégulière des grains et à leurs distributions de taille.
2. Désordre de composition: souvent les éléments constitutifs du matériau n'ont pas tous les mêmes propriétés.
3. Désordre de contact : l'analyse des propriétés des matériaux granulaires est rendue encore plus difficile par le fait qu'un certain nombre de ces propriétés (mécaniques, physiques, chimiques, etc) sont très dépendantes des caractéristiques des interfaces, c'est-à-dire des contacts entre les grains ou les phases.

Les différentes sources d'hétérogénéités vont jouer un rôle majeur dans les propriétés de ces milieux. Il importe donc de définir les corrélations entre la structure et ces propriétés pour toutes les échelles dont elles dépendent: microscopique et macroscopique.

1. échelle microscopique : c'est l'échelle des éléments consécutifs du milieu, c'est-à-dire généralement des grains eux-mêmes.

2. échelle macroscopique : très grande devant la taille des plus grandes hétérogénéités auxquelles est sensible une propriété particulière. Elle permet de définir une notion "VER" (Volume Élémentaire Représentatif) au-delà duquel le milieu peut être considéré comme milieu homogène.

La question du passage du microscopique au macroscopique nécessite la définition de la notion de "VER", échelle à partir de laquelle le milieu apparaît statistiquement homogène. Cette approche nous permet d'utiliser les théories des milieux continus qui dominent largement en physique grâce à leur relative simplicité.

Dans cette étude sur le comportement des matériaux sollicités par cisaillement, l'échelle microscopique sera définie par le contact des grains. C'est par ces contacts que se transmettent les forces et c'est en même point que se produit la dissipation d'énergie par frottement. Nous étudierons les lois de contact et les frottements des matériaux qui se produisent à ce niveau. L'échelle macroscopique, quant à elle, est donnée par la taille du matériau lui-même, en tenant compte de son environnement.

## 1.2.2 Frottement solide

### 1.2.2.1 Notion de frottement solide

La notion de frottement solide est une notion qui a été fondée par Léonard de Vinci selon Persson [79]. Elle a évolué grâce aux études d'Euler, Coulomb [26], et puis plus récemment de Bowden [18], Rabinowicz [82]. Ces expériences de frottement solide ont toutes été effectuées suivant le même principe : une force normale  $N$  est imposée entre deux corps solides qui sont mis en mouvement relatif.

La force maximale  $F_{max}$  qu'on doit imposer pour qu'un solide initialement au repos se mette à glisser permet de définir un coefficient de frottement statique  $\mu_s = F_{max}/N$ . La force  $F$  qu'il faut exercer sur le solide pour le maintenir en mouvement permet de définir un coefficient de frottement dynamique  $\mu_d = F/N$ . S'il n'y a pas de problème théorique à emmener un solide en glissement à vitesse constante en imposant la force souhaitée, qui compense la force de frottement dynamique, cette force est imposée expérimentalement par l'intermédiaire d'un dispositif de raideur finie, et le couplage entre le système étudié et le dispositif expérimental peut conduire à l'instabilité du glissement : c'est le mouvement de frottement de glissement saccadé (stick-slip), mouvement par à-coup qui est étudié tout au long de cette thèse. Ce phénomène peut constituer l'une des explications des tremblements de terre : le mouvement relatif des plaques tectoniques est, en effet, un mouvement de glissement saccadé. En pratique, le cisaillement entre plaques tectoniques s'effectue par l'intermédiaire de la gouge, composée des produits d'abrasion de ces plaques. Ceci motive des études en laboratoire sur le frottement en milieu granulaire.

### 1.2.2.2 Frottement des surfaces solides

En effet, la surface des grains est rugueuse, il n'y a donc plus un seul contact continu pour une faible charge mais plusieurs petits contacts séparés.

Greenwood et Williamson [43], [42] ont considéré le contact entre des surfaces rugueuses ayant une distribution de hauteur de sommets gaussienne d'écart-type  $\sigma$ . Ils ont

fait l'hypothèse que chaque aspérité possède une courbure  $k$ , et que deux aspérités en contact forment un contact de Hertz. Lorsqu'on effectue un incrément de force, l'enfoncement de Hertz des aspérités en contact augmente, les surfaces se rapprochent, et de nouveaux contacts entre aspérités se créent. On trouve finalement que l'aire de contact réelle  $A_{réelle}$  entre deux surfaces rugueuses est proportionnelle à la charge normale de contact  $N$  :

$$A_{réelle} = \pi^{1/2}(\sigma k)^{-1/2} \left( \frac{N}{E^*} \right) \quad (1.1)$$

Où  $E^*$  est le module d'Young réduit. Il est défini par :

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \quad (1.2)$$

Avec  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  sont les modules d'Young et coefficients de Poisson des deux matériaux en contact.

Pour aboutir à ce résultat, le caractère statistique de la surface est essentiel avec deux surfaces sinusoïdales en contact, on obtiendrait  $A_{réelle}$  proportionnelle à  $N^{2/3}$ . Ici, chaque contact a une aire proportionnelle à  $N^{2/3}$ , mais de nouveaux contacts apparaissent en plus quand on augmente la force, ce qui accroît l'aire totale de contact.

S'il y a peu de contacts, ceux-ci vont subir une pression importante et se plastifier: c'est l'interprétation de Bowden et Tabor [18] de la loi  $A_{réelle}$  proportionnelle à  $N$ . Ainsi, en incrémentant progressivement la force normale entre deux espaces en contact, des aspérités se touchent, forment un contact de Hertz, puis atteignent le seuil plastique. Les aspérités s'écrasent alors, les surfaces se rapprochent et forment de nouveaux contacts, et ainsi de suite. Dans ce cas, la proportionnalité entre aire réelle de contact et force normale découle du fait que la plupart des aspérités en contact sont plastifiées avec une pression de contact égale à la dureté  $H$  [58] [82]. L'aire réelle de contact peut s'écrire :

$$A_{réelle} = \frac{N}{H} \quad (1.3)$$

Si on suppose qu'il y ait un glissement entre deux solides lorsque le cisaillement  $\tau$  aux contacts atteint le seuil de rupture  $\tau_o$  constant, alors la force de frottement solide pour la mise en mouvement est :

$$F = \tau_o A = \left( \frac{\tau_o}{H} \right) N \quad (1.4)$$

Pour la friction entre deux solides,  $\mu = \tau_o/H$  est une constante qui ne dépend que des propriétés mécaniques des matériaux. Ici, il faut distinguer deux notions  $\mu_s$  et  $\mu_d$ .  $\mu_s$  est le coefficient de frottement statique entre deux surfaces en contact, caractéristique de l'interface des matériaux, indépendant de la charge et de la surface apparente de contact [18]. Lorsque l'on maintient deux interfaces en glissement l'une par rapport à l'autre, elles opposent une force de friction qui est toujours proportionnelle à la charge normale :  $F = \mu_d N$  où  $\mu_d$  est appelé le coefficient de friction dynamique.

Pour tout matériaux à basse vitesse,  $\mu_d$  est inférieur à  $\mu_s$ . Il faut fournir une force plus importante pour mettre un objet en mouvement que pour le maintenir en mouvement. Suite à des études expérimentales sur la friction de métal et de roche, Rabinowicz

[82] a montré que le seuil de frottement statique augmente lentement en fonction du logarithmique du temps de contact, sous la forme suivante :

$$\mu_s(t) = a_s + b_s \ln(t) \quad (1.5)$$

Dieterich [32] a observé les contacts entre deux surfaces de plastique acrylique et entre deux surfaces de verre. La lumière transmise à travers les échantillons est réfractée à l'interface entre les surfaces, sauf aux contacts. Il a ainsi montré que l'aire de contact augmente au cours du temps et également que de nouveaux contacts se forment. L'augmentation relative de l'aire de contact est quantitativement identique à l'augmentation relative de la friction statique.

L'existence de ces deux coefficients a des conséquences très importantes. Elle implique la possibilité des processus intermittents "stick-slip" que l'on aborde dans la partie des idées directrices et que l'on détaille au paragraphe suivant. Ces processus intermittents ont souvent des conséquences indésirables plus ou moins graves. Citons par exemple les mouvements saccadés à faible vitesse dans des articulations mécaniques qui entraînent une usure accrue. De manière catastrophique, ce glissement saccadé intervient également dans l'activité sismique le long d'une faille [93]. Nous décrivons les processus de stick-slip au paragraphe suivant.

### 1.2.2.3 Propriétés dynamiques de contact

Heslot et al. [47] et Baumberger [11] ont constaté qu'après une certaine distance de glissement qui dépend du matériau, le frottement atteint une valeur stationnaire qui permet de définir un coefficient de frottement dynamique  $\mu_d$ , qui dépend de la vitesse considérée. Leur analyse a mené à distinguer deux régimes :

1. A basse vitesse, c'est le régime de glissement par fluage des micro-contacts (Cr). Dans la plupart du temps de ce régime, on constate que le coefficient de frottement dynamique diminue logarithmiquement avec la vitesse  $V$ , exprimée par l'équation :

$$\mu_d = a_v - b_v \ln\left(\frac{V}{V_0}\right) \quad (1.6)$$

Pour les plus basses vitesses,  $\mu_d$  croît lorsque la vitesse décroît pour tendre vers  $\mu_{d0}$  à vitesse nulle.

2. A grande vitesse, on définit le régime d'inertie (In) quand le temps de contact est très petit. Dans ce régime, on observe généralement une augmentation linéaire de  $\mu_d$  avec la vitesse, et la stabilité de glissement devient discontinue. On obtient un frottement analogue à un frottement visqueux.

### 1.2.2.4 Effet du pont capillaire dans le cas de billes de verre humides

Dans notre travail, nous étudions dans un deuxième temps le comportement des billes de verre humides à l'état lâche, l'effet du pont capillaire doit donc être pris en compte à cause de la présence de l'eau. Il est utile d'introduire les ordres de grandeur associés aux ponts capillaires afin que cette explication éclaire le rôle de l'humidité sur le

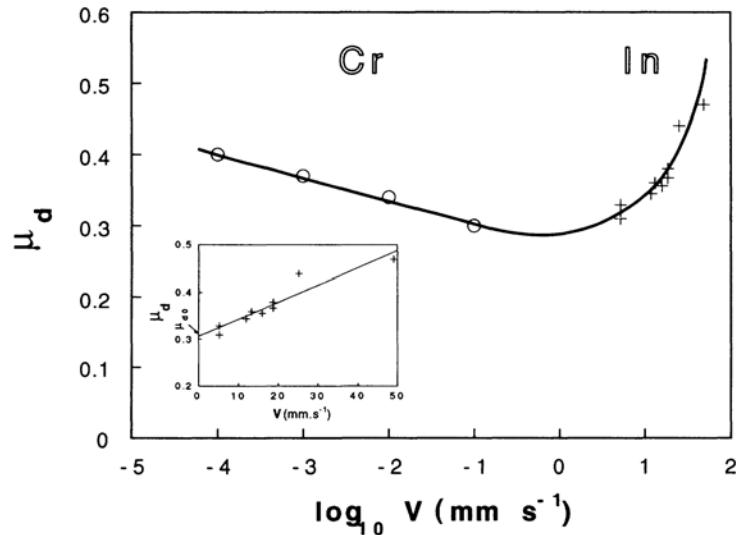


FIG. 1.1 – Coefficient de friction dynamique  $\mu_d$  en fonction logarithmique de la vitesse d'entraînement dans le régime de glissement statique pour la friction bristol-bristol. Extrait de [47].

frottement statique.

En effet, la cohésion capillaire est créée par l'ajout de quelques gouttes de liquide dans l'échantillon de matériaux granulaires. La force d'adhésion entre deux sphères lisses au niveau de contact est donnée par  $F_A = 2\pi\gamma R$ ,  $\gamma$  étant la tension superficielle du liquide interstitiel. Suivant les résultats de Brunet [20], pour un échantillon de billes de verre de 0,35mm en ajoutant 5% de l'eau avec la tension de surface  $\gamma_{eau} = 70mN.m^{-1}$ , on peut calculer l'ordre de grandeur de la valeur maximale de la force d'adhésion :  $F_A = 0,7.10^{-4}$  N que l'on peut comparer au poids d'une billes  $P = 4/3\pi R^3\rho = 0,058.10^{-4}$  N. Dans ce cas, une bille de verre devrait supporter le poids de douze autres billes par la seule force d'adhésion. Il faut remarquer également que cette force est indépendante de l'humidité relative et de la qualité de liquide. Enfin, l'énergie de surface solide-air est plus élevée du fait d'adsorption de molécules d'eau, ce qui devrait conduire à une adhésion plus forte qu'en atmosphère sèche.

Il faut en réalité faire intervenir la rugosité des surfaces pour comprendre ce phénomène : seules les aspérités en contact, de l'ordre du nm, vont être mouillées et contribuer à l'adhésion entre les surfaces. L'augmentation de l'humidité relative conduit à l'augmentation du rayon de Kelvin (le rayon du ménisque du pont capillaire pour que les équilibres chimique et mécanique soient réalisés entre la phase liquide et la phase vapeur) donc à l'accroissement de la distance minimale d'approche entre aspérités pour qu'il y ait mouillage. Il y a alors d'avantage d'aspérités en contact par ponts capillaires, donc une force d'adhésion plus importante.

Si l'on applique une force de contact  $F_0$ , le frottement est :

$$F = \mu(F_0 + F_A) = \mu_{eff}N \quad (1.7)$$

où  $\mu_{eff} = \mu(1 + F_A/F_0)$  sera le coefficient que l'on mesure réellement expérimentalement.



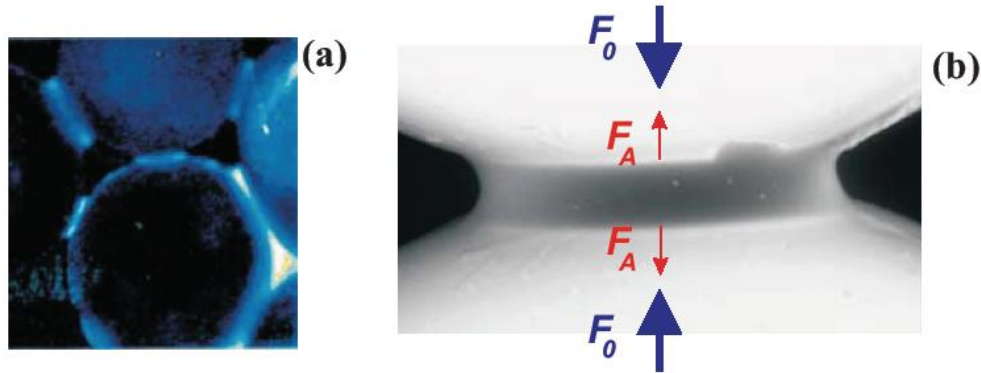


FIG. 1.2 – Pont capillaire entre billes de verre, Extrait de [20].

talement. Il est en fait indépendant de la charge normale  $F_0$ , puisque pour une interface multicontacts, la surface réelle de contact, donc la surface mouillée, est proportionnelle à  $F_0$ .

### 1.2.3 Modèle du glissement saccadé

#### 1.2.3.1 Modèle bloc-ressort du frottement glissant

Les variations du coefficient de frottement associées à une élasticité du système mécanique frottant peuvent donner un glissement saccadé, appelé stick-slip. L'élasticité peut être créée aussi bien par le matériau lui-même que par le dispositif d'entraînement s'il n'est pas suffisamment rigide. On modélise simplement ce type de mouvement en étudiant le déplacement d'un bloc indéformable posé sur un plan et tiré à vitesse constante  $V$  par l'intermédiaire d'un ressort de raideur  $k$ , figure 1.3.

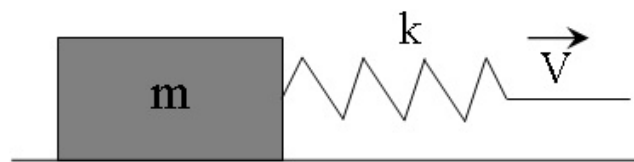


FIG. 1.3 – Système simple permettant de mettre en évidence le glissement saccadé: un bloc solide tiré à vitesse constante par l'intermédiaire d'un ressort. Extrait de [93].

Ce bloc applique une force normale sur la surface  $N$ ,  $m$  est la masse du bloc. Il reste en place jusqu'à ce que la force exercée par extension de ressort dépasse la force de frottement statique. On a :

$$kx_{sp} = \mu_s N \quad (1.8)$$

Où  $k$  est la raideur du ressort,  $\mu_s$  est le coefficient de frottement statique, et  $x_{sp}$  est la position de déplacement de ressort. Lorsque le bloc commence à bouger, la force de frottement diminue. La valeur de frottement dynamique,  $\mu_d$  baisse. Supposons que le

temps au début du mouvement est égal à zéro ( $t=0$ ) et la position du bloc à ce temps égale à zéro ( $x=0$ ). Durant le mouvement, la force d'équilibre du bloc est donnée par l'équation :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = k(x_{sp} - x) - \mu_d N \quad (1.9)$$

Ici,  $m$  est la masse du bloc. Cette équation de mouvement peut s'écrire sous la forme d'un oscillateur harmonique :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx + \Delta\mu N \quad (1.10)$$

Ici,  $\Delta\mu$  est la différence entre le frottement statique et dynamique,  $\Delta\mu = \mu_s - \mu_d$ . La solution de cette équation est de la forme :

$$x(t) = \frac{N\Delta\mu}{k} \left(1 - \cos\sqrt{\frac{k}{m}}t\right) \quad (1.11)$$

L'événement glissant "slip" continue jusqu'à ce que la vitesse du bloc s'annule. A partir de ce moment, le frottement statique revient. Le mouvement du bloc continuera à être retenu jusqu'à ce que la force de déformation soit rétablie à la valeur critique donnée par l'équation 1.8.

On distingue deux temps caractéristiques du système. Ce sont la durée pendant laquelle se produit le phénomène glissant  $T_{slip}$  et la durée de récupération à compter de la fin du slip jusqu'à la présence du slip suivant. La durée d'un événement glissant "slip time" est donnée par :

$$T_{slip} = \pi\sqrt{\frac{m}{k}} \quad (1.12)$$

A la fin de l'événement glissant, la force du ressort diminue jusqu'à la valeur  $k(x_{sp} - x(T_{slip}))$ . On a :

$$k(x_{sp} - x(T_{slip})) = N(2\mu_d - \mu_s) \quad (1.13)$$

La durée de récupération  $T_{stick}$  jusqu'à la présence du slip suivant est déterminée par la formule suivante :

$$T_{stick} = \frac{2N\Delta\mu}{kV_{sp}} \quad (1.14)$$

Le mouvement instable du "stick-slip" se produit quand la durée du slip est inférieure à celle du stick. La formule 1.14 montre que la durée du "stick",  $T_{stick}$  est proportionnelle à la force normale  $N$ , à la différence entre le frottement statique et dynamique  $\Delta\mu$ , et à l'inverse de la vitesse  $V_{sp}$ . Dans la limite très courte du "stick" lors de  $T_{stick} < T_{slip}$ , correspondant à la faiblesse de force normale, ou à la grandeur de la vitesse, ou à la différence  $\Delta\mu$  qui tend vers zéro, le mouvement du block devient continu, lisse.

A la vitesse  $V_{sp}$ , on peut déterminer le seuil de contrainte pour distinguer la stabilité ou l'instabilité du stick-slip.

De  $T_{slip}=T_{stick}$ , on peut déduire :

$$N_{seuil} = \frac{\pi\sqrt{mk}}{2\Delta\mu}V_{sp} \quad (1.15)$$

Si la contrainte normale est supérieure au seuil, le mouvement du stick-slip devient instable. On espère que l'investigation de ce modèle explique la complexité du milieu granulaire dans lequel se produisent le glissement et la rotation sur plusieurs surfaces. Pour réaliser ce point, on revient à l'étude par expérience et la simulation numérique.

Sur la figure 1.4, nous représentons les variations de la force exercée par le ressort, normalisée par le poids du bloc en fonction du temps. Cette représentation permet de faire apparaître les coefficients de frottements statique et dynamique associés aux lois de frottement Coulomb.

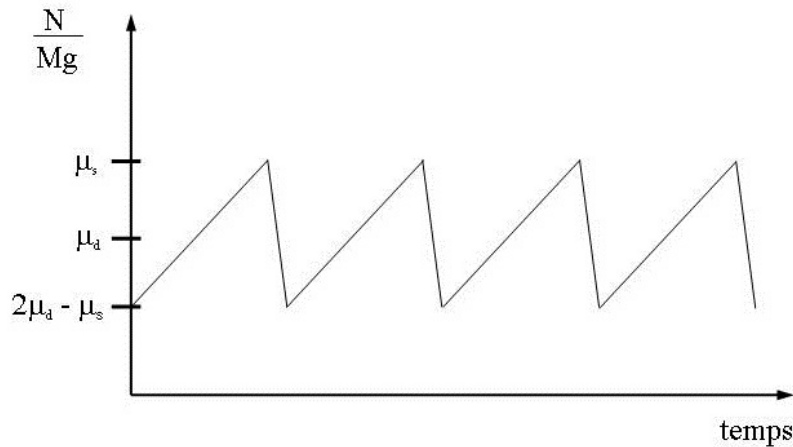


FIG. 1.4 – La variation du mouvement de stick-slip avec  $\mu_s$ ,  $\mu_d$  fixés, au cours du temps de la tension du ressort normalisée par le poids du bloc.

De nombreuses études de géophysique sont faites sur le stick-slip, la motivation étant la prévision des tremblements de terre. Ce phénomène est lié au déplacement des plaques lithosphériques provoquant une accumulation de contraintes lors de la phase 'stick'. Ces contraintes sont localisées au niveau des grandes failles, là où la totalité de l'énergie sismique est relâchée pendant la libération brutale de l'énergie élastique stockée.

### 1.2.3.2 Stabilité du glissement

L'existence de deux valeurs du coefficient de frottement est suffisante pour expliquer le stick-slip. Nous pouvons généralement montrer que toute loi présentant une diminution du coefficient de frottement lors de l'augmentation de la vitesse donnera naissance à ce type de solution. Avec les deux valeurs fixées du coefficient de frottement  $\mu_s$  et  $\mu_d$ , seule la solution de stick-slip illustrée dans la figure 1.5 est une solution stable, quelles que soient la vitesse de glissement et les caractéristiques du système (masse  $m$  et raideur  $k$ ). Cette description est démentie par les expériences qui mettent en valeur dans certaines conditions l'existence d'un régime continu.

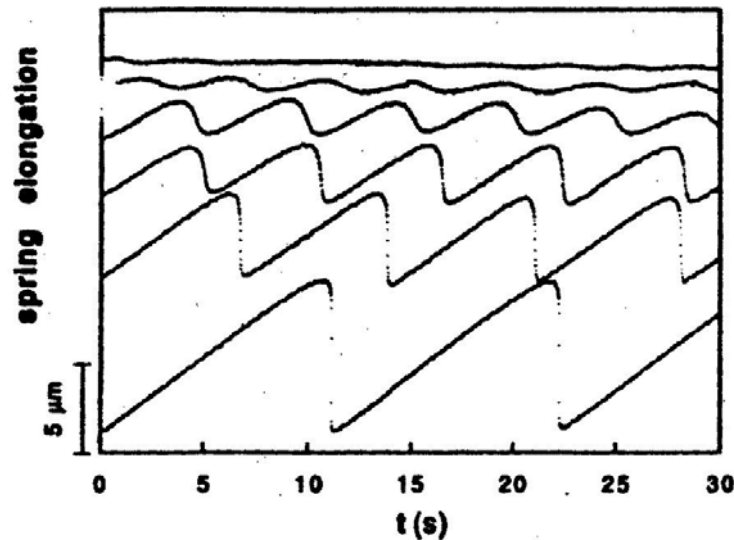


FIG. 1.5 – Figure extraite de (Heslot et al [47]) montrant le passage du glissement saccadé au glissement continu en faisant varier la masse dans le régime de fluage. Ces courbes ont été obtenues avec un système de type bloc-ressort dans lequel les surfaces frottantes sont en bristol. Pour les différentes courbes la masse diminue en allant de bas en haut ( $m = 1,2; 0,745; 0,695; 0,670; 0,640$  et  $0,620$  kg).

Le glissement continu est généralement favorisé par une forte raideur  $k$ , une faible masse  $m$ , et une grande vitesse de glissement  $V$ . Les lois introduisant une variation du coefficient de frottement permettent de mieux rendre compte de ces observations expérimentales. Par exemple, une analyse de stabilité linéaire du système dynamique de la figure 1.5 associée à la loi de Dieterich-Ruina [32], permet de définir des conditions de stabilité dépendant des caractéristiques du système. Heslot et al. [47] ont distingué deux régimes : régime de fluage et régime d’inertie. La définition de ces deux régimes est présentée dans le paragraphe 1.2.2.3. Dans leur description, on passe du régime de fluage au régime d’inertie lorsque le temps de vie en contact devient petit devant la période propre de l’oscillateur bloc-ressort. La nature de la bifurcation du glissement continu et du glissement saccadé dépend alors du régime. En régime de fluage, la transition se produit après une décroissance progressive de l’amplitude du stick-slip qui tend continuellement vers zéro à l’approche de la transition (bifurcation sur-critique). En revanche, en régime d’inertie, la transition a lieu pour une amplitude d’oscillation finie (bifurcation sous-critique). Le diagramme des phases correspondant est présenté sur la figure 1.6. Sur cette figure, on ne voit que deux transitions : entre le glissement saccadé (région 1) et le glissement (région 2), ainsi qu’entre le régime de fluage (région Cr) et le régime inertiel (région In).

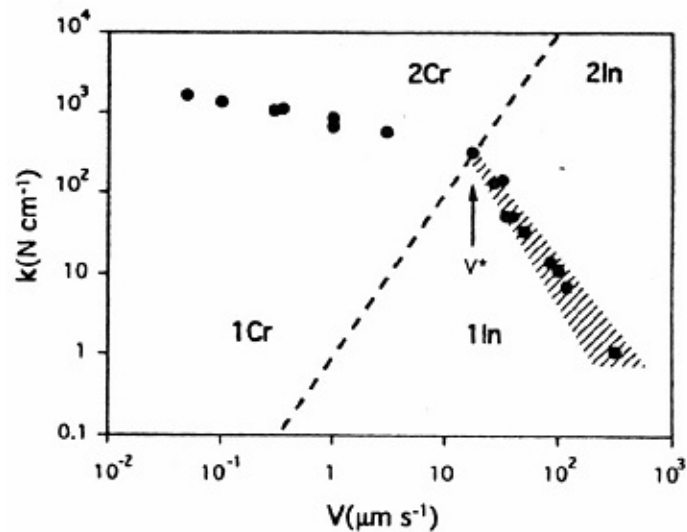


FIG. 1.6 – Figure extraite de (Heslot et al [47]) montrant des phases dans l'espace  $(k-V)$  obtenu avec un système bloc-ressort dans lequel les surfaces frottantes sont en bristol.

## 1.3 Stick-slip et milieux granulaires cisailés

### 1.3.1 Instabilité de stick-slip

Le phénomène de stick-slip peut être interprété en terme de variation du réseau de forces sous la force de cisaillement dans les milieux granulaires. L'existence de frottements dans les milieux granulaires est la cause principale des processus intermittents, appelés "stick-slip". Les milieux granulaires en écoulement sont fortement dissipatifs, et lorsque l'apport d'énergie cesse, le milieu retourne rapidement au repos. Il faut donc pour entretenir le mouvement avec un apport constant d'énergie. La dissipation se fait entre les grains au niveau des contacts par frottement ou collision, mais également avec les parois de confinement lorsqu'elles sont présentes. Le caractère très dissipatif des matériaux granulaires est l'origine de leur comportement instable lorsqu'ils s'écoulent. Citons par exemple les phénomènes d'instabilité tels les écoulements oscillants ou intermittents, Wu et al. [102], Le Pennec et al. [65] ou les sauts de contraintes pendant le cisaillement triaxial, Adjemian [2]. Le frottement, un des principaux mécanismes dans le milieu granulaire, est un problème à la fois fondamental et encore mal connu. Pour exprimer les caractères d'instabilité des milieux granulaires, nous pouvons distinguer deux états dynamiques qui se produisent au sein des assemblages granulaires :

a) état frictionnel

Il apparaît lorsque l'écoulement est faible, les grains commencent à être en contact. La déformation de l'empilement est alors faible et les contacts sont nombreux et en grande partie persistante. Les forces se transmettent par un réseau, comme dans le cas statique, mais évoluent au cours du temps. La dissipation se fait alors par frottement. Cet état est appelé régime quasi-statique.

b) état cinétique

Il apparaît lorsque le milieu est dilué et fortement cisailé. Dans cet état, les collisions sont dominantes et responsables de la dissipation d'énergie. La durée lors du choc est

très courte comparée au temps de vol entre deux collisions, et les échanges d'énergie s'effectuent par transfert d'impulsion au cours des chocs. Le milieu est très agité et les fluctuations de vitesse sont très fortes.

La figure 1.7 illustre la transformation de l'état statique à l'état dynamique du milieu granulaire sous cisaillement. Nous constatons que les matériaux se dilatent lorsque se produit le glissement, puis s'effondrent.

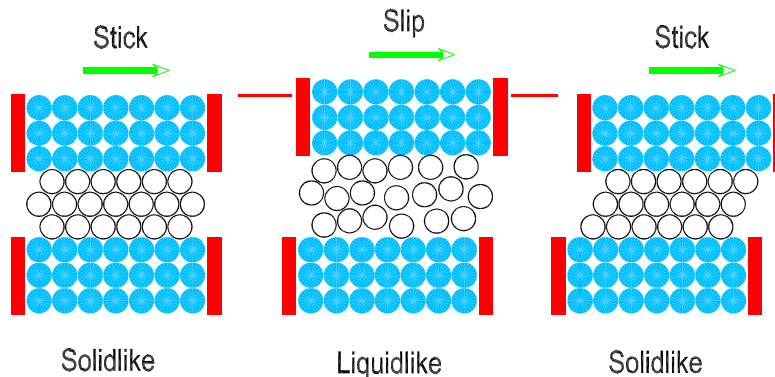


FIG. 1.7 – Transformation de l'état statique à l'état dynamique. Extrait de [79].

### 1.3.2 Observation antérieure de stick-slip

Nous constatons une grande différence entre le comportement mécanique obtenu pour les mêmes types de billes de verre et le comportement classique obtenu pour des matériaux granulaires connus comme le sable d'Hostun. Les courbes déviateur-déformation axiale et déformation volumique-déformation axiale des matériaux sableux sont lisses et régulières. Le comportement classique est caractérisé par un régime quasi-statique, dans lequel les réponses mécaniques sont relativement insensibles à la vitesse de sollicitation  $d\varepsilon_1/dt$  sous la compression monotone triaxiale (Matsushita et coll. [71]). Comme nous allons le voir, il semble que ce constat, de ce strict point de vue, ait également été fait par certains expérimentateurs. Dans cette partie, nous présentons quelques résultats expérimentaux des physiciens et géomécaniciens sur le phénomène stick-slip.

Nasuno et al. [77] ont étudié un système bloc-ressort sur un lit de grains. Ils ont analysé les transitions entre le régime de stick-slip et le glissement continu en faisant varier la vitesse. La figure 1.8 montre la déflexion du ressort pour différentes vitesses. La vitesse critique,  $V_c$ , en dessous de laquelle apparaît le régime de stick-slip, diminue lorsque la raideur,  $k$ , du système augmente. Au voisinage de la transition, le signal mesuré passe d'une allure habituelle en dents de scie à une allure plus symétrique. Il est à noter que des formes plus irrégulières de stick-slip ont été observées dans les milieux granulaires, sans que les conditions d'apparition de ces régimes ne soient clairement établies.

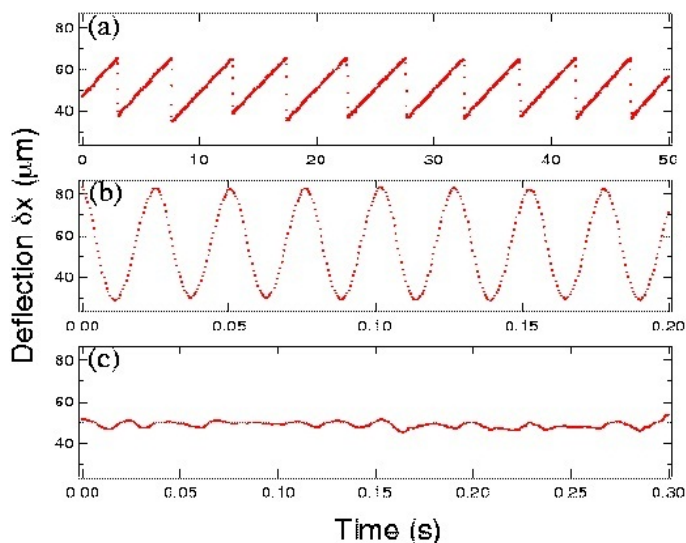


FIG. 1.8 – Effet d’inertie du bloc frottant lors de l’augmentation de la vitesse. (a)  $V = 5,67 \mu\text{m/s}$ , (b)  $V = 5,67 \text{ mm/s}$ , (c)  $V = 11,33 \text{ mm/s}$ ,  $k = 1077 \text{ N/m}$  et  $M = 10,9 \text{ g}$ . Extrait de [77].

L’étude de Géminard et al. [41] est largement inspirée des travaux de Nasuno, mais sur les milieux granulaires immergés. La couche de matériau granulaire est placée dans un bac transparent et sa surface libre est initialement lissée au moyen d’une plaque rectangulaire guidée par les bords du récipient. Ils ont remarqué la différence de comportement avec les matériaux granulaires secs pour les vitesses d’écrasement au-dessus de  $1 \mu\text{m/s}$ . Ils n’ont pas généralement observé le régime "stick-slip" avec des matériaux granulaires immergés. Le patin glisse à vitesse constante  $V$  après un court régime transitoire d’une durée de quelques secondes, figure 1.9.

Ils ont montré que la force tangentielle est proportionnelle à la force normale et indépendante de la vitesse, et la couche s’est dilatée sur une distance de glissement caractéristique comparable au rayon d’un grain pendant le régime transitoire. Ils ont observé que le fluide environnant a exercé sur le patin une force visqueuse qui a rendu compte de l’augmentation de la force tangentielle pendant la dilatation de la couche. Lorsque la vitesse est très faible ( $< 0,1 \mu\text{m/s}$ ), ils ont trouvé un régime "stick-slip", figure 1.10.

En mécanique des sols, la boîte de cisaillement et l’essai triaxial engendrent une localisation de la déformation et de ce fait, ils doivent être particulièrement bien adaptés à l’étude des stick-slips. De Jaeger [30] a observé une forte instabilité au cours d’essais de cisaillement réalisés sur des billes de verre et des sables à grains assez sphériques et lisses. Il a constaté que ce phénomène dépendait des caractéristiques du montage expérimental. Il a rapproché la discontinuité de l’évolution de la courbe déviateur de contrainte - déformation du phénomène stick-slip lors des essais de frottement entre deux matériaux pleins : la contrainte de cisaillement augmente progressivement dans un premier temps, jusqu’à un seuil de rupture déterminé par le coefficient de frottement statique du matériau. Quand le glissement apparaît, il peut se prolonger en rencontrant une résistance plus faible, correspondant au coefficient de frottement dynamique, sur un déplacement suffisant pour dissiper une part appréciable de l’énergie élastique emmagasinée dans le

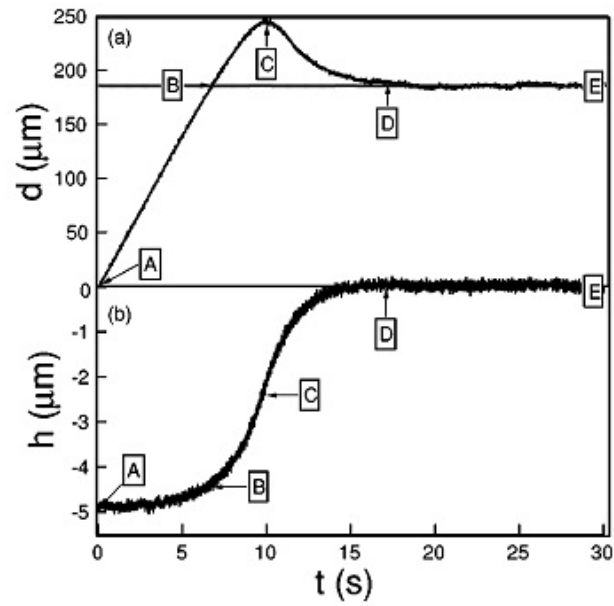


FIG. 1.9 – Flexion  $d$  de la lame et altitude  $h$  du patin en fonction du temps ( $k=189,5$  N/m,  $M=14,5$  g,  $V=28,17$   $\mu\text{m/s}$ ). Extrait de [41].

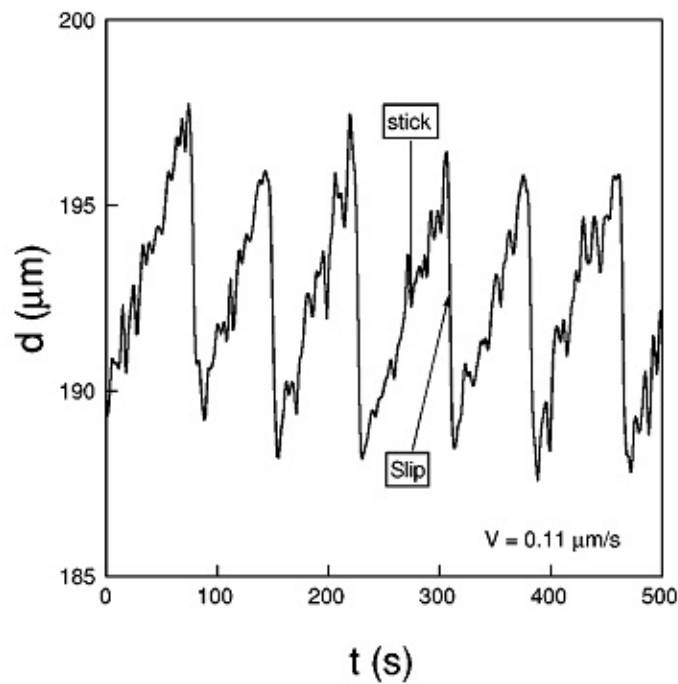


FIG. 1.10 – Le comportement du stick-slip observé à très petite vitesse ( $k=189,5$  N/m,  $M=14,5$  g,  $V=0,11$   $\mu\text{m/s}$ ). Extrait de [41].

système de mise en charge, et la contrainte chute. Le processus recommence ensuite. Le phénomène stick-slip est caractérisé par une succession de discontinuités d'amplitude relative constante avec une fréquence constante.



Ces discontinuités ont aussi été observées par les différents auteurs Skinner [94], Olivari [78]. En général, elles sont attribuées à ce phénomène et considérées comme une perturbation : la valeur de l'angle de frottement à la plasticité parfaite est proposée sous la forme d'une valeur moyenne et d'un intervalle de variation.

Kim [59] a observé des chutes de contraintes sur un échantillon sec des billes de verre, soumis à une pression de confinement de 1 MPa. Ses expériences semblent indiquer que dans la partie initiale du comportement, correspondant à la phase contractante des échantillons, les comportements sont relativement analogues à ceux observés pour les sables. Néanmoins, même si les comportements observés sur les sables semblent dénués de sauts de contrainte, nous ne pouvons exclure le fait que les temps de réaction des systèmes d'asservissement et les rigidités des dispositifs expérimentaux puissent jouer un rôle régularisant sur les mesures de contrainte et de déformation.

De même, Adjemian et Evesque [1] ont observé des variations brutales du déviateur de contrainte  $q$  lors d'essais de compression triaxiale à la vitesse de sollicitation  $d\varepsilon_1/dt$  imposée sur des assemblages de plus de 10000 billes de verre sèches et lâches. En multipliant les essais, ils ont constaté que ces phénomènes de "sauts" de contrainte n'étaient pas reproductibles et qu'ils pouvaient, par conséquent, être qualifiés d'aléatoires. La figure 1.11 illustre les résultats des billes de verre en variant la taille des échantillons et la vitesse d'écrasement à la contrainte de confinement de 30 kPa. Ils ont utilisé trois vitesses d'écrasement 0,083; 0,18 et 0,5 mm/min et trois types d'échantillons : type A1 avec la hauteur de l'échantillon  $H=221$  mm, le diamètre de l'échantillon  $D=101$  mm et le diamètre moyen des billes de verre  $d=0,7$  mm; type A2 avec  $H=84$  mm,  $D=51$  mm et  $d=0,7$  mm; type A3 avec  $H=51$  mm,  $D=51$  mm et  $d=0,7$  mm. Ils ont trouvé que la vitesse d'écrasement joue un rôle important pour l'amplitude des stick-slips. L'amplitude des stick-slips diminue et tend à disparaître lors de l'augmentation de la vitesse. Si la vitesse est trop grande, le stick-slip n'a pas de temps suffisant pour se développer complètement. A partir de leurs tests, ils ont constaté que la vitesse d'écrasement a une influence sur le phénomène de stick-slip.

Ils ont montré l'effet de la taille des échantillons sur le phénomène de stick-slip, figure 1.12. Dans cette figure, l'amplitude moyenne de déviateur et l'intermittence moyenne de déformation axiale est en fonction du rapport de la hauteur sur le diamètre de l'échantillon ( $H/D$ ), pour différentes vitesses d'écrasement. Ils ont donc conclu que  $H/D$  n'était pas un paramètre de contrôle significatif. L'amplitude moyenne de déviateur diminue rapidement lors de l'augmentation de la vitesse d'écrasement, indépendamment de la valeur du rapport  $d/D$ . La figure 1.13 présente l'effet de la contrainte de confinement. La gamme de contrainte de confinement de 30-60 kPa a été examinée. Ils ont remarqué que l'amplitude de déviateur et l'intermittence de déformation axiale dépendaient très peu de la pression de confinement.

Ils ont conclu que les caractéristiques du stick-slip sont contrôlées par la vitesse de sollicitation  $d\varepsilon_1/dt$  et le nombre des grains contenus dans l'échantillon  $Nb$ , figure 1.14.

La figure 1.14 met en valeur les conditions d'apparition du stick-slip et les paramètres

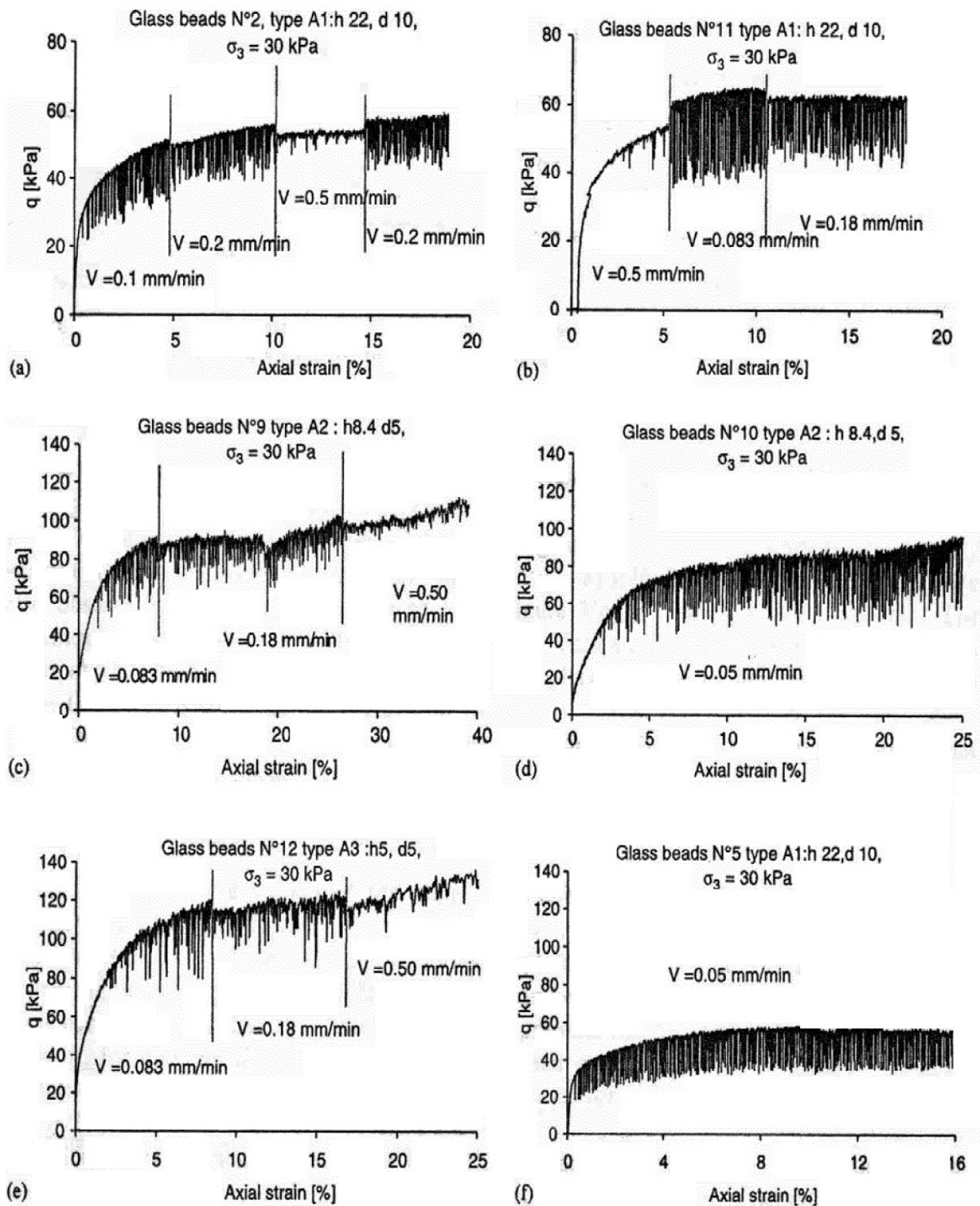


FIG. 1.11 – Résultats expérimentaux du stick-slip. Extrait de [2]

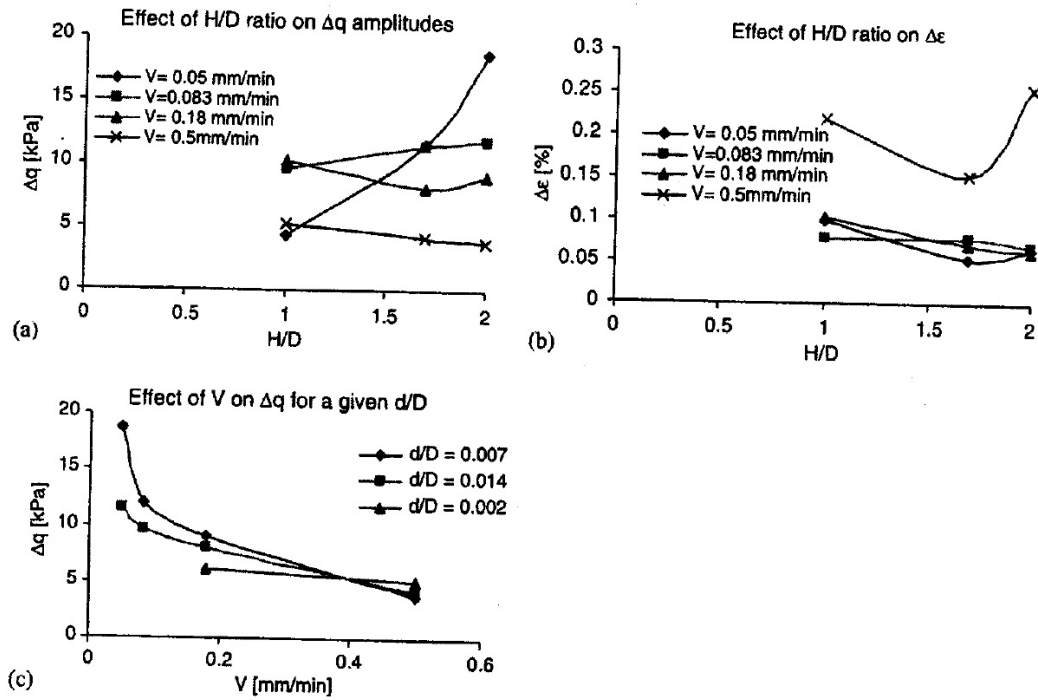


FIG. 1.12 – Effet induit par la taille de l'échantillon  $d/D$  et l'élanement  $H/D$  sur le stick-slip. Extrait de [2]

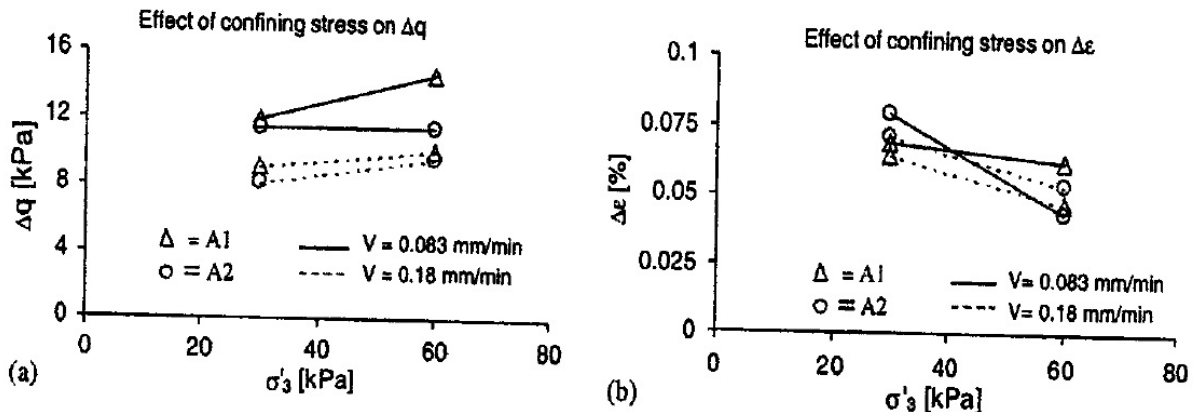


FIG. 1.13 – Influence de la contrainte de confinement sur le stick-slip. Extrait de de [2]

conditionnant la forme de la distribution du stick-slip :

- Le nombre de grains est compris entre  $10^5$  et  $3.10^7$ .
- La vitesse doit être inférieure à une vitesse critique  $V_o$ , assez grande, au delà de laquelle le stick-slip disparaît. Néanmoins, elle n'a pas montré quelle est la valeur de la vitesse critique.
- Pour le nombre de grains inférieur au nombre correspondant à un volume élémentaire représentatif ( $VER = 8.10^6$  grains), et  $V_s < V < V_o$ , le stick-slip est de type erratique

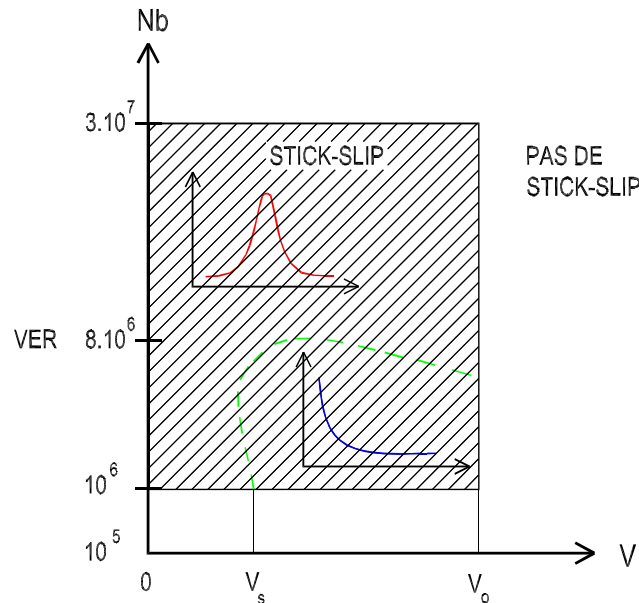


FIG. 1.14 – Schéma représentant le domaine d'apparition du stick-slip dans le cas  $d/D < 0,02$ . Extrait de [2]

(la distribution de type "exponentielle"). Elle montre que la vitesse seuil  $V_s$  se situe à  $0,05$  mm/min. Dans le reste du domaine, la distribution de ces variables suit une loi de type gaussienne. Le stick-slip est quasi périodique.

Alshibli et Roussel [5], [86] ont étendu les résultats précédents sur le milieu dense des billes de verre aux différents niveaux de contrainte de confinement de  $25$  à  $400$  kPa. Ils ont utilisé cinq types de billes de verre, allant des petites billes entre  $0,15$ - $0,25$  mm aux grosses billes entre  $3,3$ - $3,6$  mm. Les stick-slips ont aussi été observés, à l'exception pour les grosses billes de verre ( $3,3$ - $3,6$  mm), avec une forte dilatance sans palier en grandes déformations, bien que la précision de mesure de déformation volumique n'a pas été attendue. Comme les résultats d'Adjémian [2], ils ont montré que l'amplitude de déviateur et l'intermittence de déformation axiale diminuaient lors de l'augmentation de la vitesse d'écrasement. Ils ont aussi montré la relation linéaire de l'amplitude de déviateur en fonction de la contrainte de confinement. L'intermittence de déformation axiale a augmenté entre  $25$  et  $100$  kPa. Toutefois, elle a diminué entre  $100$  et  $250$  et encore augmenté entre  $250$  et  $400$  kPa.

Au travers des recherches précédentes dans la littérature, nous trouvons que les caractéristiques mécaniques et physiques des matériaux granulaires sous un cisaillement restent encore très largement mystérieuses. De plus, le cas de matériaux granulaires immergés a été, de manière générale, moins étudié que celui des matériaux granulaires secs. Le but de nos travaux présente de nouveaux résultats expérimentaux des billes de verre monodisperses très lâches saturées sur la machine triaxiale classique avec la déformation volumique et la pression de pore conçues pour étudier le phénomène stick-slip. Ensuite, de nouveaux résultats des billes monodisperses sur l'appareil triaxial de précision avec des investigations quasi-statiques et dynamiques sont également présentés.

## 1.4 Rhéologie des matériaux

La rhéologie est une branche de la physique qui étudie l'écoulement ou la déformation des corps sous l'effet des contraintes qui leur sont appliquées, compte tenu de la vitesse d'application de ces contraintes ou plus généralement de leur variation au cours du temps. En mécanique des sols, elle aborde la relation entre les contraintes et les déformations d'un élément de volume. A partir de ces relations expérimentales, des lois de comportement ou bien des lois constitutives sont établies.

Actuellement, il y a deux grands courants d'étude de la rhéologie des matériaux granulaires. Ce sont les études de la micromécanique et de la mécanique des milieux continus. La première orientation concentre les études de la structure aux niveaux des grains. Dans cette méthode, les chercheurs tels que Roux [87], Cambou et Michel [21] conçoivent la structure comme un assemblage de grains indépendants ou discontinus. Les variables considérées sont : les orientations des forces de contact entre chaque grain et la nature de ces contacts, la probabilité de contact pour chaque élément de l'assemblage et leurs orientations, la position et la rotation de chaque particule...etc. La deuxième orientation introduit la notion de Volume Élémentaire Représentatif ("VER") afin de définir la notion de tenseur de contraintes et de déformation dans la cadre d'une hypothèse des milieux continus. La notion de "VER" associée à la notion de séparation d'échelle permet de considérer en première approximation un matériau présentant des hétérogénéités comme un matériau continu. Dans plusieurs recherches, par exemple, d'Adjemian [2], on a montré que le "VER" correspond à un volume contenant environ  $10^6$  grains. Dans notre cas, la dimension de l'échantillon 70x70 (mm) et la taille des billes de verre 0,7 mm nous donnent le nombre des grains de plus de  $10^6$ . Ceci nous permet de considérer l'assemblage des grains comme un milieu continu.

D'une manière générale, la présentation de deux grands courants d'étude apporte une vision générale de la rhéologie dans leur approche de la description du comportement des matériaux. Les relations établies par la manière expérimentale aident les numériciens à améliorer les modèles numériques en caractérisant le comportement des matériaux.

### 1.4.1 Notions fondamentales

En mécanique des sols, la rhéologie des matériaux utilise principalement trois types de comportement suivant la relation entre les contraintes qui lui sont appliquées et les déformations correspondantes : élastique linéaire, rigide plastique parfait ou fluide visqueux Newtonien. Le tableau 1.1 présente une classification simple des types de lois du comportement des sols.

Déformation	Réversible	Irréversible
Linéaire	Comportement élastique (très petite déformation)	
Non linéaire	Comportement élastique (petite déformation)	Comportement plastique, visqueux ou leurs combinaison (viscoélasticité, élasto-plasticité, viscoplasticité, etc.)

TAB. 1.1 – *Classification des lois du comportement des sols.*

Pour les matériaux idéaux élastiques, leur comportement est totalement réversible sans dissipation d'énergie. Il s'écrit par une relation inversible entre la contrainte et la déformation suivant la loi simple d'élasticité de Hooke :

$$\sigma_{ij} = \lambda Tr(\varepsilon_{ij})I_{ij} + 2\mu\varepsilon_{ij} \quad (1.16)$$

Ici,  $\sigma_{ij}$ ,  $\varepsilon_{ij}$ ,  $I_{ij}$  sont les composants (i, j) des tenseurs de contraintes et de déformations et de l'unité.  $\lambda$ ,  $\mu$  sont les coefficients de Lamé. Les paramètres d'élasticité de Hooke sont décrits par les relations suivantes :

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \quad (1.17)$$

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (1.18)$$

En portant les équations 1.17, 1.18 dans l'équation 1.16, on peut déduire :

$$\varepsilon_{ij} = -\frac{\nu}{E}Tr(\sigma_{ij})I_{ij} + \frac{1+\nu}{E}\sigma_{ij} \quad (1.19)$$

Ici,  $E$ ,  $\nu$  sont le Module d'Young et le coefficient de Poisson du matériau.

Remarquons que les matériaux en général ne sont pas linéaires isotropes, la loi de Hooke porte des limites. Pourtant, les valeurs caractéristiques  $E$  et  $\nu$  sont suffisantes pour la première approche.

A l'inverse des transformations élastiques, des processus irréversibles ou plastiques sont à considérer lorsqu'on applique des sollicitations. Dans le milieu granulaire, le frottement, le glissement, le choc entre grains engendrent des réarrangements, des réorientations granulaires irréversibles. Ces mécanismes, internes au matériau, sont générés par la sollicitation, et subsistent effectivement après la suppression de cette sollicitation. Le phénomène de frottement cause donc l'irréversibilité ou la plasticité dans le milieu granulaire.

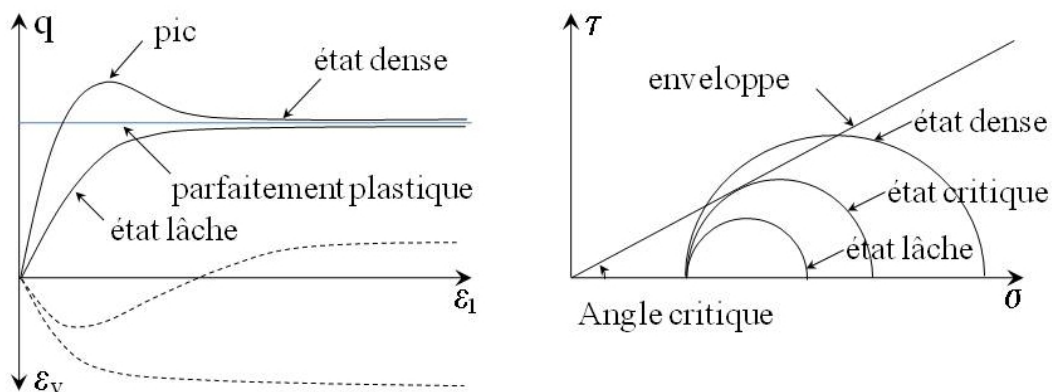


FIG. 1.15 – Schéma principe du test de compression triaxiale et le cercle de Mohr-Coulomb

La figure 1.15 à gauche montre les courbes de chargement sur les sables s'effectuant à volume constant, où le palier horizontal présente la plasticité parfaite, correspondant à un seuil d'écoulement s'effectuant à volume constant. Ce seuil est appelé seuil de plasticité

parfaite et l'état du matériau lui correspondant est appelé état critique. Le modèle rigide plastique dans le cas des sables correspond à un état asymptotique, pour des déformations supérieures à 20%. La figure 1.15 à droite montre que le cercle de Mohr Coulomb est tangent à une enveloppe correspondant à l'angle de frottement intrinsèque pour les sables  $\phi = 30^\circ$  et un peu moins pour les assemblages de billes.

### 1.4.2 Domaine quasi-élastique pour les milieux granulaires

Les résultats expérimentaux de plusieurs auteurs [98], [48] ont montré qu'il existe un domaine quasi-élastique lorsque l'on applique des petites sollicitations de types statiques ou dynamiques correspondant aux déformations de l'ordre de  $10^{-5}$  (m/m) pour le cas des sables. Les sollicitations statiques consistent à effectuer de petits cycles de charge-décharge à très faible amplitude afin de déterminer le module sécant  $E_{sec}$  ou le module équivalent maximal  $E_{eq}^{max}$ . Les sollicitations dynamiques consistent à effectuer des mesures de propagation d'ondes à quelques kHz de fréquence. D'après Hardin et Drnevich [45], Tatsuoka et al. [98], le module équivalent correspond à la pente en tenant compte de deux extrémités des cycles dans le plan contrainte déformation lorsqu'on applique des cycles de sollicitation. La figure 1.16 présente la définition des modules équivalents, sécants avec le niveau de déformation et le coefficient de dissipation cyclique. Cette figure illustre la notion de domaine limite en déformation par l'existence d'un palier pour lequel les modules reliant l'incrément de contrainte à l'incrément de déformation sont constants et maximaux. Ce domaine correspond à quelques  $10^{-5}$  (m/m) de déformation axiale. Lorsque les cycles ferment, le coefficient de dissipation est défini à partir de l'aire géométrique dans le plan contrainte déformation. Pour les cycles quasi élastiques à faible amplitude, le coefficient de dissipation est quasiment nul.

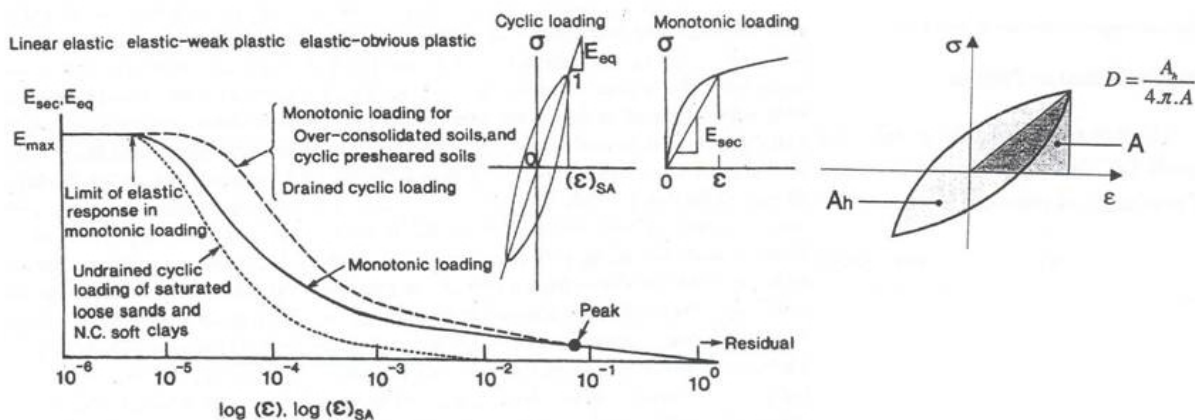


FIG. 1.16 – Définition du module équivalent et du coefficient de dissipation d'après Tatsuoka et al. [98], et Hardin et al. [45]

Cette évolution caractéristique des modules tangents et sécants est mise en évidence par les résultats de Duttine [35] obtenus pour les sables et argiles à l'aide de l'appareil de torsion sur cylindre creux, figure 1.17. La figure 1.17 à gauche montre l'existence d'un domaine limite où les modules sécants sont maximaux et constants.

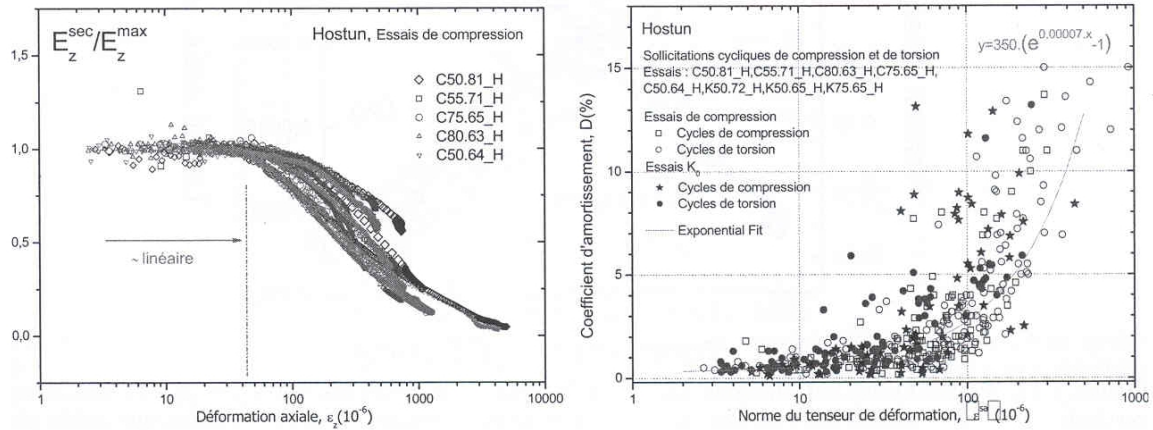


FIG. 1.17 – évolution des modules sécants normalisés en fonction du niveau de déformation et le coefficient de dissipation en fonction de la norme du tenseur des déformations. Duttine [35].

Dans ce domaine où le module n'évolue plus, les coefficients de dissipation issus de cycles quasi-statiques tendent vers zéro. Ce coefficient de dissipation reste, dans ce domaine limite, inférieur à 1% et tend vers zéro lorsque la déformation se rapproche de zéro. Cela montre que le comportement du matériau devient non-dissipatif et donc tend vers un comportement de type quasi-élastique.

### **Coefficient de Poisson**

Le coefficient de Poisson mesuré pour les matériaux granulaires étudiés couramment (sable, gravier) est comprise entre 0,18 et 0,23 [48].

Homsy [50] mesure le coefficient de Poisson,  $\nu = 0,22$  pour des billes de verre de diamètre identique de 2 mm : les échantillons ont un indice des vides compris entre 0,603 et 0,875. Pour des billes de verre de diamètres compris entre 1 et 1,25 mm,  $\nu = 0,25$  : ces échantillons ont des indices des vides compris entre 0,545 et 0,61.

Biarez [15] trouve  $\nu = 0,25$  pour les billes de verre de diamètre 1 mm.

### **Module d'Young**

Le comportement élastique de matériaux granulaires formés de billes de verre a été étudié par plusieurs auteurs. Leurs résultats permettent de comparer les modules élastiques réels d'empilements de grains sphériques aux modules théoriques présentés auparavant [17], [50], [10].

Nous ne rappelons que la relation type obtenue par Hardin en 1967 pour le module de cisaillement des sables à grains arrondis en supposant que le coefficient de Poisson est de  $\nu = 0,25$  :

$$G = 220 \frac{(2,17 - e)^2}{1 + e} p^{0,5} \quad (1.20)$$



$$E = 550 \frac{(2,17 - e)^2}{1 + e} \rho^{0,5} \quad (1.21)$$

Cependant, la simulation numérique révèle que les modules élastiques d'assemblages de billes caractérisent la coordinence plus que la densité, et donc que deux configurations de même densité mais de coordinences différentes présenteront des modules bien différents, Agnolin et Roux [3].

Les autres résultats expérimentaux dynamiques en utilisant les propagations d'ondes nous permettent aussi d'accéder aux propriétés élastiques des assemblages granulaires. Rappelons les expressions donnant les vitesses des ondes longitudinales et transversales dans un milieu de matériau linéaire élastique isotrope de masse volumique  $\rho$  et les coefficients de Lamé  $\lambda$ ,  $\mu$  comme suit :

$$E = \rho \frac{3\gamma - 4}{\gamma - 1} V_s^2 \quad (1.22)$$

$$\text{avec } \gamma = \frac{V_p^2}{V_s^2}$$

$$G = \mu = \rho V_s^2 \quad (1.23)$$

Les résultats expérimentaux de Duttine [35], Ezaoui [39] montrent une bonne corrélation entre les modules issus de chargement cycliques quasi-statique et ceux obtenus par propagation d'ondes pour les sables. La figure 1.18 illustre ce point.

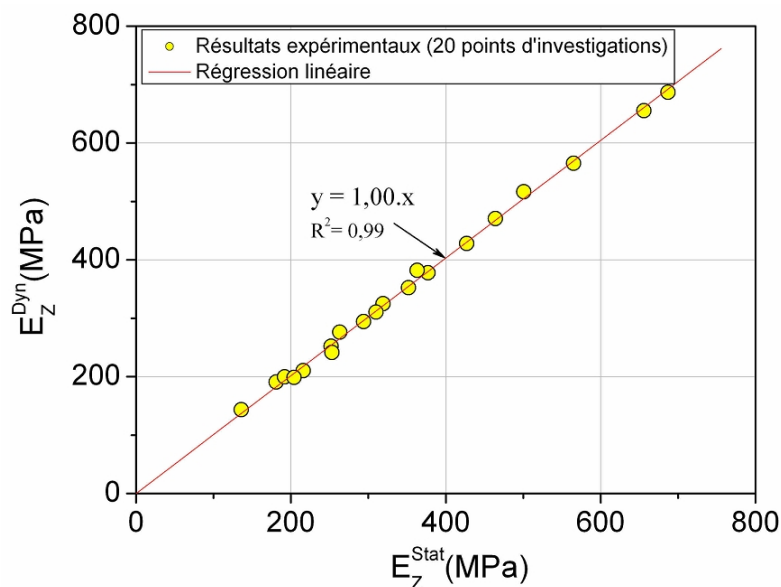


FIG. 1.18 – Comparaison des modules de Young  $E$  en très petites déformations obtenus à partir d'essais quasi-statique et dynamiques. Ezaoui [39].

La réversibilité linéaire dans le plan de relations contrainte - déformation avec la dissipation d'énergie quasi-nulle de l'ensemble de ces résultats tend donc à prouver l'existence d'un domaine de déformation limite quasi-élastique à quelques  $10^{-5}$  (m/m) pour lequel le comportement des matériaux est quasi-élastique.

### 1.4.3 Plasticité parfaite

La principale caractéristique de la plasticité des sols est l'existence d'un état de plasticité parfaite obtenu par les essais triaxiaux. Cet état peut être défini dans l'espace de contrainte, mais aussi par la valeur d'indice des vides pour laquelle il apparaît. Définir quantitativement la plasticité d'un matériau granulaire nécessite la description de l'état de plasticité parfaite par la définition des paramètres qui le caractérisent  $(q_{pp}, p_{pp}, e_{pp})$ , mais aussi décrire l'évolution du matériau en terme de contrainte et de déformation pour atteindre cet état.

#### 1.4.3.1 Contrainte

La plasticité vérifie le critère de Mohr Coulomb :

$$\tau = c - \sigma \tan(\phi_{pp}) \quad (1.24)$$

où  $\phi_{pp}$  est l'angle de frottement à l'état de plasticité parfaite,  $c$  est la cohésion.

Les cercles de Mohr, figure 1.15, sont tangents à une droite qui est la droite intrinsèque du matériau granulaire.

Pour le matériau granulaire sans cohésion comme le sable ( $c=0$ ), le critère exprimé en contraintes principales, s'écrit  $\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 + \sigma_3} = \sin \phi_{pp}$

Cette dernière relation, écrite en contraintes déviatoire et moyenne  $(q, p)$ , devient :

$$q = Mp \quad (1.25)$$

où  $M$  est le coefficient de plasticité parfaite.

Dans le cas de l'essai triaxial de révolution,  $\sigma_2 = \sigma_3$ ,  $q = \sigma_1 - \sigma_3$ , et  $p = \frac{\sigma_1 + 2\sigma_3}{3}$  :

$$\sin \phi_{pp} = \frac{3M}{6 + M} \quad (1.26)$$

$$M = \frac{6 \sin \phi_{pp}}{3 - \sin \phi_{pp}} \quad (1.27)$$

Nous présentons ici quelques résultats expérimentaux de la littérature pour des matériaux formés de billes de verre.

#### *Résultats expérimentaux*

Olivari [78] propose, pour les billes de verre de diamètre 2 mm, les valeurs suivantes pour l'angle de frottement :

$$\phi_{pp} = 24^\circ \pm 2^\circ \text{ pour des surfaces propres}$$

$$\phi_{pp} = 20^\circ \pm 2^\circ \text{ pour des surfaces lubrifiées par un acide gras liquide}$$

Cambou [22] mesure l'angle de frottement de plasticité parfaite pour des essais triaxiaux réalisés sur des échantillons de l'indice des vides  $e=0,95$  de billes de verre de diamètre identique (0,1; 1; 2; 4 mm) :

$$\phi_{pp} = 32^\circ \pm 2^\circ \text{ pour des surfaces propres}$$

$\phi_{pp} = 22^\circ \pm 2^\circ$  pour des billes recouvertes d'une couche de pollution atmosphérique

Kim [59] effectue des essais triaxiaux sur des billes de verre de diamètre uniforme (0,4 mm) à la contrainte de confinement de 0,1 à 1 MPa. Pour la contrainte de confinement de l'ordre de 1 MPa, le tracé des courbes est très perturbé ce qui rend difficile la détermination de l'angle de frottement  $\phi_{pp}$ . Pour de faibles contraintes de confinement, ces résultats montrent qu'un palier de plasticité parfaite est atteint, pour lequel :

$$\phi_{pp} = 35,5^\circ$$

Ces essais se distinguent de ceux des autres chercheurs par la saturation en eau des échantillons. Skinner [94] souligne le rôle anti-lubrifiant marqué de l'eau vis-à-vis du verre. Cette propriété explique la valeur élevée de  $\phi_{pp}$  par rapport aux résultats des essais à sec.

### 1.4.3.2 Evolution de la plasticité

Si les caractéristiques du domaine élastique peuvent être mesurées ou estimées ainsi que les états de plasticité parfaite, le comportement du matériau granulaire ne peut être correctement décrit que si une règle d'écoulement est proposée. Cette dernière évalue l'intervention progressive de la plasticité du domaine élastique à la plasticité parfaite. Elle s'écrit sous la forme d'une relation entre les incréments de déformation et les contraintes subies par le matériau.

#### – *Formulation de Rowe*

Rowe propose une équation contrainte - dilatance applicable aux sables pour des incréments de déformation qui font intervenir le glissement des grains [88]. Pour un essai triaxial, cette formule s'écrit :

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_3} = \left(1 - \frac{d\varepsilon_v}{d\varepsilon_1}\right) \tan^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2}\right) \quad (1.28)$$

Cette relation définit l'angle de dilatance. A la plasticité parfaite,  $\frac{d\varepsilon_v}{d\varepsilon_1} = 0$ , et  $\phi = \phi_{pp}$ . Rowe considère un cas où cette relation est simple: pour un sable très lâche,  $\phi = \phi_{pp}$  au maximum des contraintes  $(\frac{\sigma_1}{\sigma_3})_{max}$ , qui correspond à la plasticité parfaite. En grandes déformations, la règle d'écoulement s'écrit donc :

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_3} = \left(1 - \frac{d\varepsilon_v}{d\varepsilon_1}\right) \tan^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi_{pp}}{2}\right) \quad (1.29)$$

Si le sable n'est pas dans son état le plus lâche, l'angle de frottement  $\phi$  augmente jusqu'au  $\phi_{pp}$  du pic de rapport des contraintes à la plasticité parfaite.

#### – *Formulation de Cam-Clay*

La règle d'écoulement proposée dans la loi de comportement de Cam-Clay, développée à l'Université Cambridge pour les argiles, citée dans les travaux de Li [66], s'exprime de façon suivant :

$$\frac{\varepsilon_v}{\varepsilon_{cis}} = M - b \frac{q}{p} \quad (1.30)$$

où  $\varepsilon_{cis} = \frac{2}{3}(\varepsilon_1 - \varepsilon_3)$  et  $b=1$ . Lorsque le matériau atteint l'état de plasticité parfaite, le rapport des contraintes  $\frac{q}{p}$  tend vers  $M$ , la déformation volumique reste stable ( $d\varepsilon_v = 0$ ) quelle que soit la déformation axiale.

#### 1.4.4 Approche micromécanique

L'approche micromécanique s'appuie sur l'utilisation d'un système explicite, dans lequel l'interaction entre particules est contrôlée contact par contact et le mouvement des particules est simulé particule par particule. L'interaction des grains est complexe et souvent mal connue, car elle est liée à des détails pointus de la physique des surfaces qu'il est vain d'espérer contrôler dans les matériaux du génie civil. Nous devons donc accepter des lois de contacts relativement simplifiées et robustes. Il faut évaluer les conséquences sur les comportements mécaniques que l'on souhaite étudier et les paramètres que l'on introduit dans les modèles de contact [87].

##### 1.4.4.1 Modèle rhéologique Kelvin Voigt de force normale

La loi de contact normal est basée sur le modèle rhéologique de Kelvin Voigt (Luding [67], Iwashita et al. [54]), figure 1.19. Elle modélise la force normale par une fonction continue de l'interpénétration  $h$  et de la vitesse relative normale entre deux particules comme suit:

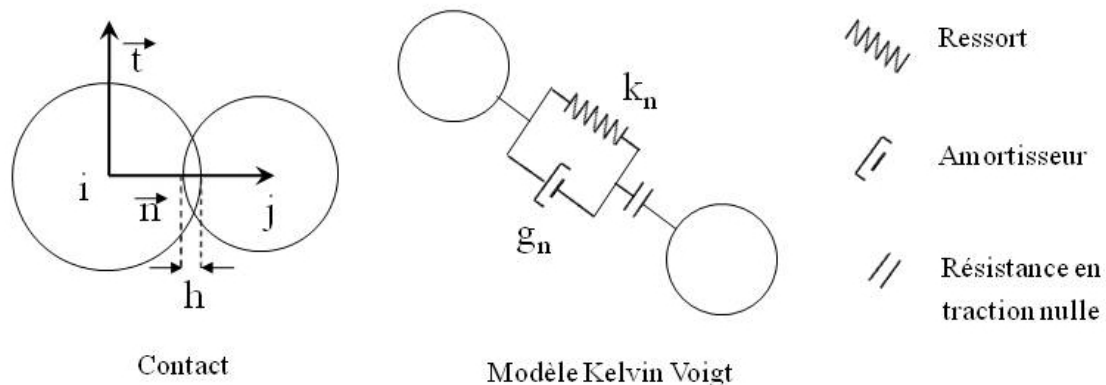


FIG. 1.19 – Loi de contact des efforts normaux, modèle de Kelvin Voigt.

$$f_n = -hk_n + v_n g_n \quad (1.31)$$

Ici,  $f_n$  est la force normale dans le contact portée par un vecteur unitaire  $\vec{n}$ .  $h$  est la distance de recouvrement entre deux particules.  $k_n$  est la raideur supposée du contact.  $v_n$  est la vitesse relative normale entre deux particules  $v_n = (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \vec{n}$ .  $g_n$  est le coefficient d'amortissement visqueux imposé dans le contact.

Shäfer et al. [27] ont recensé les lois de contact les plus couramment utilisées. Parmi celles-ci, on peut citer la loi qui fait intervenir la théorie de contact élastique de Hertz associée à la mécanique de dissipation de l'équation 1.31. On peut mentionner aussi le modèle de Walton et Braun [100] qui tient compte de l'histoire du chargement de chaque

contact. Lorsque deux particules en contact se rapprochent en cours de chargement, la pente de la courbe force-interpénétration est  $k_n^1$ ,  $f_n = k_n^1 h$ . Si la distance entre deux centres de particules augmente, la pente est alors  $k_n^2 > k_n^1$ . Dans le cas où les deux grains se rapprochent à nouveau, sans que la force de contact n'ait été préalablement annulée (perte du contact), la courbe force-distance d'interpénétration a dans un première temps une pente  $k_n^2$ . Puis lorsque la force de contact est égale au maximum atteint au cours du précédent chargement, la pente de la courbe redevient alors  $k_n^1$ .

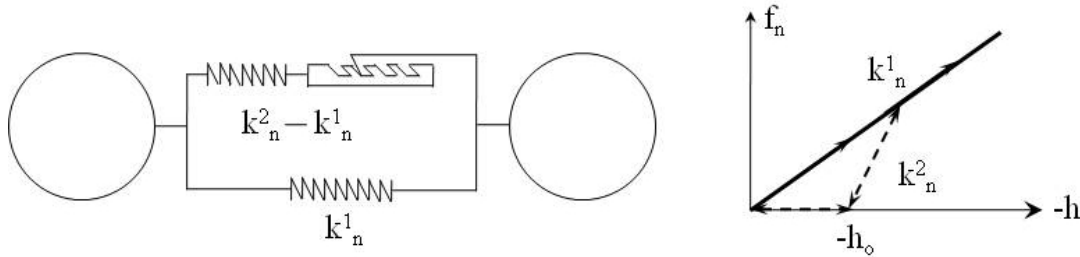


FIG. 1.20 – *Modèle à hystérésis de Walton et Braun.*

#### 1.4.4.2 Modèle rhéologique Cundall et Strack de force tangentielle

Basé sur le critère Coulomb, le modèle proposé par Cundall et Strack [27] introduit une raideur  $k_t$  dans le contact. Soit un contact entre deux disques au temps  $\tau_1$  qui perdure au moins jusqu'au temps  $\tau_2 = \tau_1 + dt$ . Soit  $f_t^{\tau_1}$  la force tangentielle présente dans le contact au temps  $\tau_1$ . La force tangentielle  $f_t^{\tau_2}$  présente dans le contact au temps  $\tau_2$  est définie par :

$$f_t^{\tau_2} = f_t^{\tau_1} + df_t \quad (1.32)$$

avec  $df_t = -k_t v_t d\tau$

Si  $|f_t^{\tau_2}| > \mu f_n^{\tau_2}$ , on a  $f_t^{\tau_2} = -\mu f_n^{\tau_2} \frac{v_t}{|v_t|}$  pour  $v_t \neq 0$ .

Ici,  $\mu$  est le coefficient de frottement.  $v_t$  est la vitesse relative tangentielle dans le contact  $v_t = (\vec{v}_j - \vec{v}_i) \vec{t} - R_i \dot{\theta}_i - R_j \dot{\theta}_j$ .  $df_t$  est un incrément de force tangentielle en fonction de la raideur tangentielle  $k_t$  et du déplacement relatif tangential incrémental  $v_t d\tau$ .

Sur la base de ce modèle, certains auteurs (Iwashita et al. [54], Lee [64]) ont ajouté une composante visqueuse - amortisseur à viscosité constante  $g_t$  comme suit:

$$df_t = -k_t v_t d\tau - g_t v_t \quad (1.33)$$

Nous avons présenté quelques modèles rhéologiques concernant les contacts pour les forces normales et tangentielles utilisées le plus couramment dans la simulation numérique du comportement des matériaux granulaires. Ces modèles des contacts ne sont pas exhaustifs. Il existe d'autres modèles rhéologiques en particulier ceux qui prennent en compte la cohésion entre les particules. Le choix de l'un ou de l'autre de ces modèles est complexe et dépend du type de simulation réalisée.

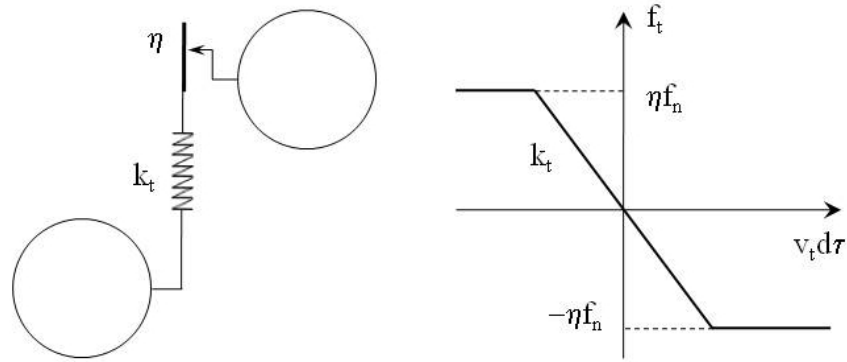


FIG. 1.21 – *Modèle de la force tangentielle incrémentale de Cundall et Strack.*

### 1.4.4.3 Simulations numériques discrètes

L'un des objectifs de l'approche micromécanique est d'obtenir le comportement global macroscopique en utilisant uniquement des paramètres microscopiques de chaque particule élémentaire dans un large assemblage de particules. En prenant en compte la loi simple élastique de Hertz, les simulations numériques discrètes ont rapidement identifié quelques paramètres importants, autres que la densité usuelle, comme le nombre de coordination et la distribution des orientations des contacts liés au réseau des contacts. Ces paramètres sont habituellement inaccessibles par les expériences courantes, à l'exception des récentes expériences topographiques tridimensionnelles.

En régime quasi-élastique, ces simulations numériques discrètes permettent de retrouver les propriétés élastiques mesurées expérimentalement au laboratoire à l'appareil triaxial de précision pour différentes densités, en particulier les modules verticaux en figure 1.22 des billes de verre monodispersées en compression triaxiale, assemblées par pluviation. Ces modules simulés dépendent de la contrainte de confinement selon une loi de puissance. Comme ils sont particulièrement sensibles à l'état initial de l'assemblage, en particulier au nombre de coordination, ces simulations confirmant leur intérêt pour explorer les états internes des assemblages granulaires, ou l'anisotropie initiale due à la fabrication de l'assemblage, qui sont difficilement accessibles de façon directe.

Ces simulations numériques discrètes permettent également de comprendre les origines physiques microscopiques des déformations macroscopiques, soit par déformations d'un réseau de contact, ou par arrangements de ce même réseau en une succession de ruptures et de réparations. La dilatante est une des propriétés importantes des milieux granulaires denses sous cisaillement; et les simulations discrètes montrent l'absence de la dilatante de l'assemblage des billes sphériques rigides élastiques et non frottantes [80].

## 1.5 Idées directrices

Nous désirons apporter dans ce paragraphe les idées directrices qui permettent l'orientation de notre travail. Partant des résultats présentés dans la littérature sur le phénomène de stick-slip, nous traçons les points majeurs à identifier et les procédures expérimentales envisagées pour les atteindre. Notre travail s'appuie sur ces idées, en ap-

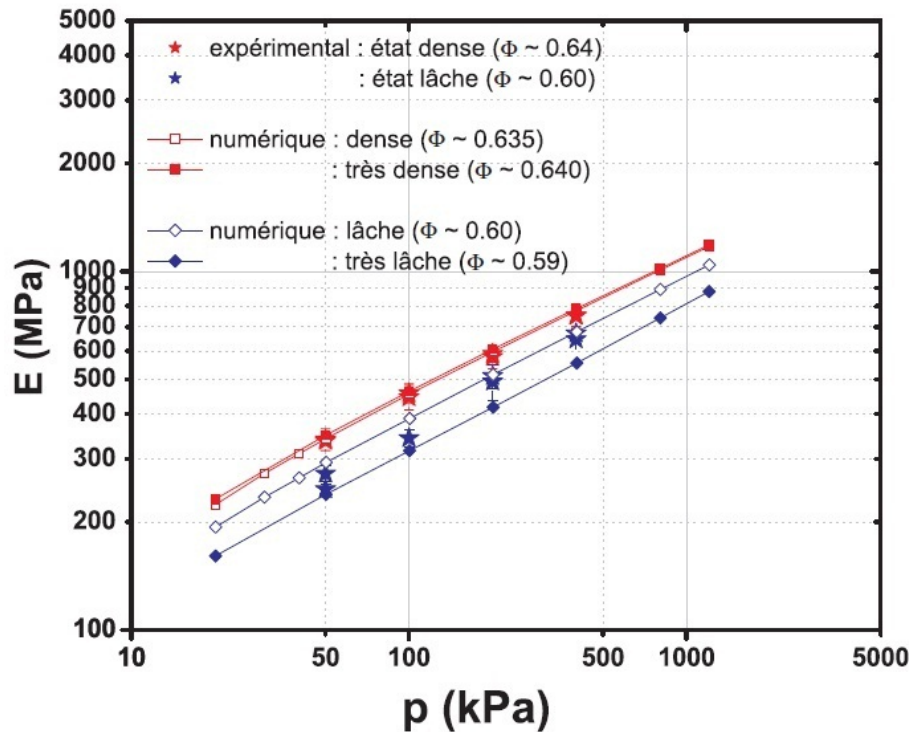


FIG. 1.22 – La comparaison entre les résultats expérimentaux du module d'Young obtenus dans la compression triaxiale par des mesures de faibles déformations axiales au moyen d'une jauge à effet Hall et les résultats de simulations. Extrait de [36].

portant une étude détaillée sur chaque point.

### 1.5.1 Questions à poser

La figure 1.23 montre un exemple typique du comportement stick-slip obtenu par l'assemblage de billes de verre saturés sous chargement monotone triaxial. L'instabilité des matériaux granulaires est traduite de façon claire dans cette figure. La figure 1.23a présente un agrandissement de trois chutes successives de déviateur de la courbe déviateur de contrainte - déformation axiale. Lorsqu'il se produit le stick-slip, la chute de déviateur dure au plus le temps de mesure de la centrale d'acquisition. Elle est ensuite suivie par une remontée plus lente correspondant à la récupération de résistance d'avant la chute. Après cette remise à niveau, la courbe déviateur de contrainte - déformation axiale évolue lentement jusqu'à ce qu'une nouvelle chute de déviateur se produise. La figure 1.23b présente trois chutes de déformation volumiques correspondant aux trois chutes de déviateur. L'observation sur cette figure nous permet de poser les quelques questions suivantes :

- Est-ce que le stick-slip existe sur la courbe déformation volumique - déformation axiale pour l'échantillon triaxial saturé en eau? et est-ce que les caractéristiques des matériaux granulaires, de contractance et de dilatance apparaissent toujours à chaque stick-slip?

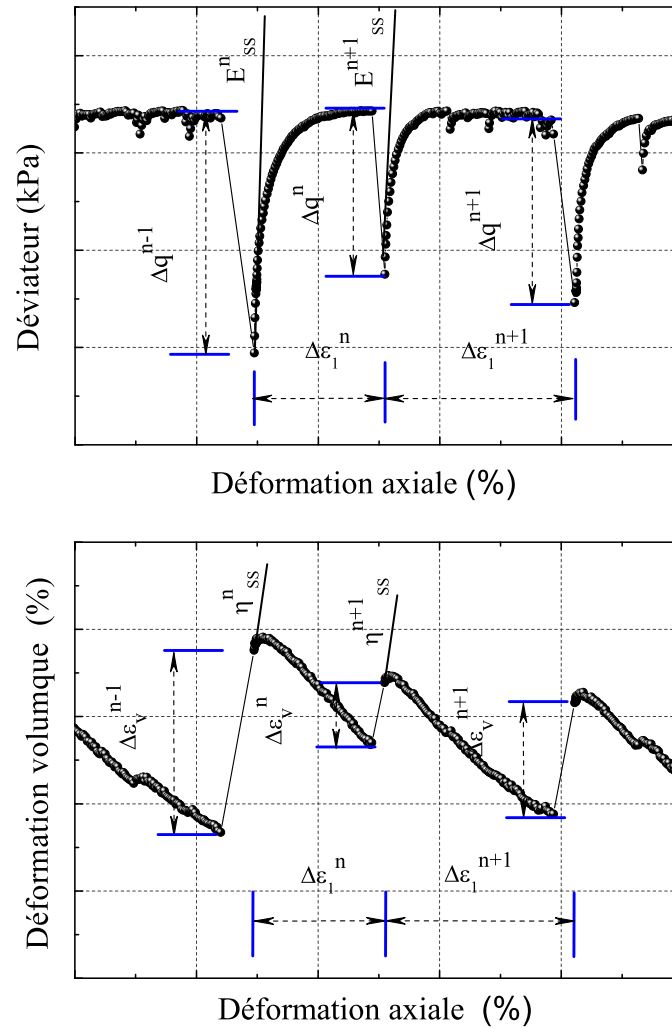


FIG. 1.23 – Un exemple type de phénomène du stick-slip sur l'échantillon triaxial saturé en eau des assemblages de billes de verre sous chargement monotone.

- La caractérisation de synchronisation : est-ce que la déformation volumique est toujours synchronisée avec le déviateur de contrainte si le stick-slip existe ?
- Est-ce que le comportement du stick-slip est périodique ? Quels sont les facteurs influençant cette périodicité ?
- Quelles sont les évolutions du module sécant et du coefficient de Poisson à chaque stick-slip ?
- Quel est le rôle du paramètre du nombre d'utilisation sur le comportement du stick-slip ?

Ces questions permettront une caractérisation complète des stick-slips à l'appareil triaxial.



## 1.5.2 Paramètres clés à étudier

Dans cette étude, il est question de valider tout d'abord certaines observations d'instabilité qui se produisent dans les assemblages granulaires modèles [2], [59], [33], puis de présenter une caractérisation complète des stick-slips et les effets associés aux nouveaux paramètres. Quelques points suivants seront mis en évidence dans ce mémoire, notamment :

- La relation de contrainte de déviateur et des déformations nous donne une réponse synchronisée du comportement des matériaux. L'étude de synchronisation sur la réponse en contrainte et aussi en déformations sera réalisée dans ce travail.
- Les observations des caractéristiques d'instabilité du stick-slip sur les échantillons de billes de verre nous poussent à étudier les paramètres de contrôle sur ce phénomène. Dans les études antérieures, quelques paramètres telles que la vitesse et la taille des grains avaient été mises en évidence. Nous nous sommes basés sur ces observations pour débiter cette thèse. Et nous tenterons de mettre en évidence l'influence du troisième paramètre "pression de confinement" sur les caractéristiques d'instabilité du stick-slip.
- L'intérêt porte sur la nature de l'usure anormale qui engendre du stick-slip et les caractéristiques des instabilités observées dans les échantillons des billes. Il est nécessaire d'étudier le rôle de l'usure des matériaux en répétant le même échantillon des matériaux. L'étude morphologique supplémentaire à l'échelle des grains sera aussi réalisée.
- La mise en service de la nouvelle machine de révolution de précision nous permet d'investir les aspects quasi-élastiques des milieux granulaires. La détermination des modules quasi-élastiques et du coefficient de Poisson est réalisée par deux méthodes de sollicitation dynamique et quasi-statique. Cela nous permet de déterminer plus précisément les modules d'Young des matériaux. De plus, l'étude de l'évolution des modules sécant des stick-slips est aussi un point d'investigation pour caractériser le comportement du stick-slip. Le paramètre "nombre d'utilisations" sera aussi mis en évidence dans les cas quasi-élastiques.

## 1.6 Conclusions

L'étude de l'instabilité des matériaux granulaires revêt un intérêt particulier pour les physiciens et géomécaniciens qui tentent de mettre en évidence un phénomène complexe. L'étude de ces milieux peut intégrer l'identité propre à chaque grain à travers ses propriétés de composition, de formes, de l'état de surfaces, ou encore de l'interaction de chaque grain avec ses voisins à travers le contact, le frottement ou la cohésion de surface. De nombreuses études ont été réalisées pour mieux cerner cette problématique en 1D, 2D, ou 3D, mais se limitaient souvent à l'état sec. Il reste plusieurs caractérisations de cette problématique qui n'ont pas encore complètement été développées. Donc, il est utile et indispensable d'étendre les investigations en étudiant d'une part des échantillons à l'état lâche saturé et d'autre part le développement des moyens expérimentaux, mais aussi à

l'interprétation des données afin d'avoir une meilleure connaissance de cette problématique.

L'analyse rhéologique permet de poser certaines bases nécessaires à l'analyse et à la compréhension des résultats expérimentaux proposés aux chapitres 4, 5 et 6.



---

# Chapitre 2

## Dispositifs expérimentaux et procédure d'essai

### 2.1 Introduction

Le travail présenté dans ce mémoire porte sur la mise en évidence et la caractérisation de certains aspects rhéologiques des milieux granulaires, dont la mise en évidence expérimentale est particulièrement délicate. C'est pourquoi une grande partie de ce mémoire est consacrée au développement et à l'illustration des moyens expérimentaux mis en œuvre au cours de cette étude.

Cette partie a pour objet de présenter et de comparer deux appareils triaxiaux de révolution développés au département génie civil et bâtiment (DGCB) de l'École Nationale des Travaux Publics de l'État (ENTPE) : l'appareil triaxial classique et l'appareil triaxial de précision. L'appareil triaxial classique permet d'exploiter le comportement du matériau dans les domaines des moyennes et grandes déformations en acceptant quelques erreurs en cours d'essais. En améliorant les caractéristiques de l'appareil triaxial classique, l'appareil triaxial de précision a été conçu afin d'accéder aux domaines des petites déformations en évitant au mieux les erreurs en cours d'essais. De plus, la presse électromécanique de précision nous permet d'exploiter une gamme plus étendue de vitesse d'écrasement.

Les caractéristiques du système de mesures quasi-statiques et dynamiques du nouveau dispositif sont détaillées. Les améliorations et les modifications apportées au dispositif au cours de cette étude sont discutées dans ce chapitre.

Enfin, les méthodes d'interprétation en petites déformations nous permettent de déterminer plus précisément les caractéristiques élastiques du matériau.

## 2.2 Dispositifs expérimentaux

Dans l'étude de la rhéologie des sols, l'appareil triaxial de révolution est peut-être celui qui est le plus souvent mis en œuvre au laboratoire. Cet appareil nous permet d'appliquer à un échantillon des sollicitations statiques ou dynamiques. De nombreuses études au cours des dernières décennies ont mis en évidence les limites de l'appareil triaxial classique; ce qui permet d'établir des recommandations tels que l'emploi d'un système de mesure locale, ainsi que l'utilisation des systèmes de propagation d'ondes "Bender Element" qui font l'originalité de l'appareil triaxial de précision.

### 2.2.1 Appareil triaxial classique

L'appareil triaxial classique utilisé dans cette étude est composé d'une cellule triaxiale, d'une presse électromécanique de type Farnell, de systèmes de saturation, de consolidation, de mesure et de contrôle et d'acquisition des données par ordinateur. La figure 2.1 présente l'appareil triaxial classique utilisé dans cette étude.

La presse électromécanique permet l'écrasement axial vertical avec des vitesses de déplacement axial constantes comprises entre quelques microns par minute et 4mm/min. La pression maximale de confinement applicable est limitée à 700 kPa.

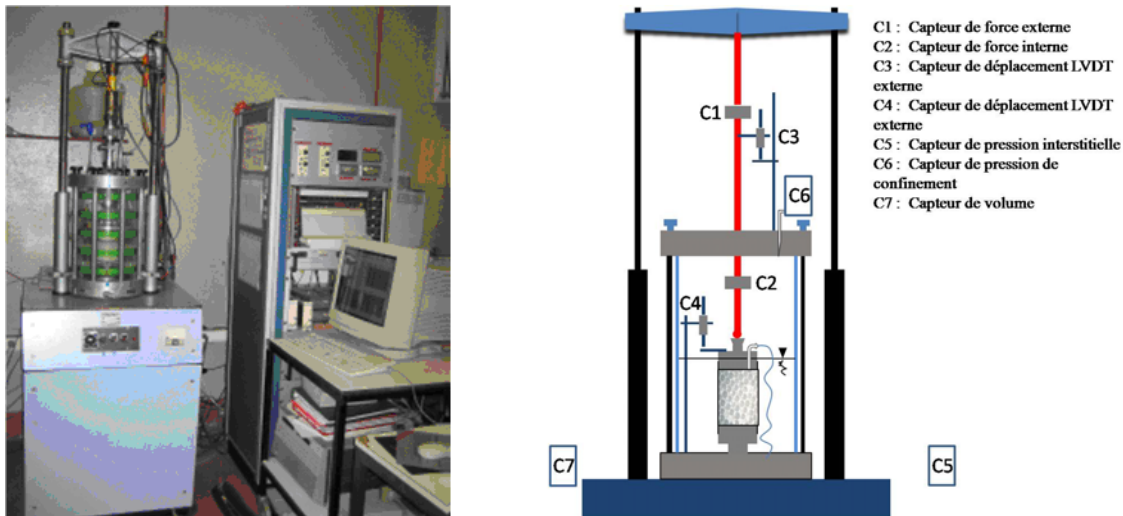


FIG. 2.1 – Photographie et vue schématique de l'appareil triaxial classique

Une description complète du dispositif expérimental est donnée par Mohkam [76], et des améliorations ont été apportées par Ibraim [53] notamment sur le système de saturation. La longueur des tuyaux de saturation et le nombre de connexions ont été réduits. La saturation sous vide différentiel utilisant deux cellules a été remplacée par circulation d'eau sous un faible gradient de pression mettant en œuvre une seule cellule servant aussi de cellule de contre-pression.

Les embases inférieures et supérieures de l'échantillon sont circulaires, fabriquées en acier inoxydable poli, avec un diamètre élargi de 100 mm. Le drainage est assuré par une pastille en bronze filtré de 20 mm de diamètre, positionnée au centre de l'embase. Le système d'antifrettage n'est pas utilisé au cours de cette campagne d'essais.

### 2.2.1.1 Mesure et acquisition des données

Plusieurs mesures ont été effectuées au cours de l'essai, moyennant divers capteurs, pour pouvoir déterminer l'état des contraintes et des déformations de l'échantillon testé :

a) Mesure de force et de pression

- La force axiale (interne C2 et externe C1) est mesurée par deux capteurs de force axiale installés respectivement à l'intérieur de la cellule C2 de type "Wykeham Farrance" et à l'extérieur C1 de type "Sedeme". La force axiale interne a été utilisée pour la détermination du déviateur de contrainte.
- La pression de confinement C6 est mesurée par un capteur de pression relative MD20 de type "Sedeme". Cette pression correspond à la contrainte radiale.
- La pression interstitielle C5 est mesurée au moyen d'un capteur de pression relative MD20 "Sedeme".

b) Mesure de déformation volumique et axiale

- La variation du volume global est mesurée par un capteur de variation de volume de type "Wykeham Farrance" décrit en détail par Mohkam [76].
- Les déformations axiales externes sont mesurées au moyen d'un capteur LVDT de type L50 (longueur de course = 50 mm) situé à l'extérieur de l'enceinte et fixé à l'axe de la presse. Les déformations axiales "interne" sont mesurées par un capteur LVDT de type L20 (longueur de course = 20 mm) placé à l'intérieur de la cellule et mesurant le déplacement de la tête de l'échantillon par rapport à l'embase inférieure fixe. Notons que le mot "interne" n'est pas ici associé à des mesures locales sur l'échantillon.

Les déformations axiale  $\varepsilon_a$  et volumique  $\varepsilon_v$  permettent de déterminer la déformation radiale  $\varepsilon_r$  à partir de la formule:  $\varepsilon_v = \varepsilon_a + 2\varepsilon_r$ , en considérant que le champ de déformation est homogène et que la forme de l'échantillon reste cylindrique. Nous présenterons les caractéristiques techniques des capteurs dans l'annexe A.

L'acquisition des données et le contrôle de l'essai sont entièrement automatisés. L'ensemble des capteurs était relié à un ordinateur via une centrale d'acquisition. Un logiciel d'acquisition et de traitement des données permettait de visualiser les mesures par l'intermédiaire de graphique ou par une lecture directe des valeurs.

### 2.2.1.2 Erreurs de mesure

Plusieurs sources d'erreurs liées aux conditions aux limites de l'échantillon peuvent induire des imprécisions sur les mesures de contraintes et de déformations. Nous abordons ici les principales sources d'erreurs rencontrées dans un essai triaxial.

a) La déformation du système et les effets de bord

Selon plusieurs auteurs tels que Jardine et al. [55], Baldi et al. [9] des erreurs supplémentaires sur la mesure des déformations axiales peuvent être induites par :

- La compressibilité de l'ensemble du dispositif triaxial, soit l'axe de la presse, les capteurs de force axiale, les pierres poreuses utilisées pour le drainage, les embases.

- Les effets de bord entre l'échantillon et les embases rigides qui créent :
  - La non-uniformité de la densité aux extrémités de l'échantillon
  - Le manque d'horizontalité et de parallélisme des surfaces de l'éprouvette.
  - L'excentricité entre l'axe de l'appareillage et l'échantillon.
- Les problèmes de contact entre différents éléments, par exemple des déformations parasites entre la pierre poreuse et l'embase de l'échantillon.

Pour diminuer les erreurs dues à l'excentricité de l'éprouvette et de la cellule, deux solutions sont possibles : l'utilisation d'une cellule à barres internes ou l'utilisation d'une cellule à barres externes avec un axe à tête rotulée qui permet de centrer l'effort axial exercé sur l'échantillon. La deuxième solution a été adoptée pour les essais à l'appareil triaxial classique, la cellule utilisée étant à barres externes. L'utilisation d'une cellule à barres internes de l'appareil triaxial de précision sera abordée dans la section 2.2.2.

b) La non-uniformité des déformations

Les déformations le long de l'éprouvette peuvent être non uniformes à cause du freinage. L'utilisation d'un système d'antifreinage peut réduire notablement la non-uniformité des déformations. Cependant, ce système crée d'autres inconvénients sur la mesure de la déformation axiale, par le capteur interne ou externe posé sur la tête de l'échantillon, car les déformations sont surestimées et la rigidité du matériau est alors sous-estimée.

c) La pénétration de la membrane.

Au cours d'un essai triaxial, l'échantillon est entouré d'une membrane flexible. Sous l'action de la pression de confinement, cette membrane peut pénétrer les vides périphériques de l'échantillon, d'où ce phénomène de pénétration de la membrane. Dans un essai drainé, le degré de pénétration varie avec la contrainte effective radiale, ce qui peut affecter la mesure de la variation de volume.

Ce changement de volume parasite est principalement influencé par :

- Le diamètre des grains
- La contrainte effective de confinement
- Les dimensions de l'échantillon par le biais du rapport entre la surface totale et le volume de l'échantillon.
- L'épaisseur et la rigidité de la membrane.

Plusieurs études ont présenté des méthodes capables d'estimer la variation du volume parasite  $V_m$  due à la pénétration de la membrane afin de pouvoir corriger les résultats des essais. Baldi et Nova [9] ont proposé la formule de détermination de l'effet de pénétration de la membrane :

$$\Delta V_m = \frac{d_g}{2D} \left[ \frac{d_g}{E_m t_m} \right]^{1/3} V_o^{1/3} \quad (2.1)$$

Où  $d_g$  représente la dimension des grains (ou  $D_{50}$ ),  $D$  le diamètre de l'échantillon,  $V_o$  le volume initial,  $\sigma'_3$  la pression effective de confinement,  $E_m$  et  $t_m$  le module d'Young et l'épaisseur de la membrane.

Dans nos études, pour un volume moyen des échantillons  $V_o = 270 \text{ cm}^3$  et un diamètre  $D=7 \text{ cm}$ , une membrane dont les caractéristiques sont  $t_m = 0,03 \text{ cm}$  et  $E_m = 2 \text{ MPa}$ , un diamètre moyen des grains  $D_{50} = 0,35 \text{ mm}$ , on obtient un volume parasite potentiel  $\Delta V_m$  de  $0,26 \text{ cm}^3$  soit une variation relative du volume de  $0,1\%$ . L'erreur sur l'indice des vides pour un échantillon de  $385 \text{ g}$  est de  $0,002$ . Cette valeur reste très faible vu que seulement le deuxième chiffre après la virgule est significatif.

D'autre part, la membrane peut influencer les contraintes radiale et axiale à cause de sa rigidité. Les formules de correction proposées par le comité de sols et roches de l'ASTM (1998) sont les suivantes :

- Pour les contraintes axiales :

$$\sigma_{a,corr} = \sigma_a - \frac{4t_m E_m}{d_i} \left( \varepsilon_a + \frac{\varepsilon_v}{3} \right) \quad (2.2)$$

- Pour les contraintes radiales :

$$\sigma_{a,corr} = \sigma_r - \frac{4t_m E_m}{d_i} \varepsilon_v \quad (2.3)$$

Où  $E_m$  et  $t_m$  sont respectivement le module d'élasticité à  $10\%$  d'extension, et l'épaisseur de la membrane,  $d_i$  est le diamètre initial de l'échantillon,  $\varepsilon_a$  et  $\varepsilon_v$  sont les déformations axiale et volumique. Pour un échantillon de  $7 \text{ cm}$  de diamètre, et une membrane dont les caractéristiques sont  $t_m = 0,03 \text{ cm}$  et  $E_m = 2 \text{ MPa}$ , on obtient les erreurs de contraintes axiales et radiales de  $3,6 \text{ kPa}$  et de  $0,21 \text{ kPa}$ .

Notons que ces erreurs restent négligeables et n'influencent pas le comportement global du matériau. Par conséquent, elles ne sont donc pas prises en compte dans nos études.

## 2.2.2 Appareil triaxial de précision

En améliorant les caractéristiques de l'appareil triaxial classique, nous abordons l'appareil triaxial de précision. La cellule triaxiale a été fabriquée à l'ISMES, à Bergame en Italie (1994) grâce aux recommandations données par les nombreuses études sur l'appareil triaxial classique. Ce dispositif est équipé des barres internes, de capteur de force interne et d'éléments piézoélectriques pour l'émission et la réception d'ondes ultrasonores. La presse électromécanique de précision fabriquée au Japon nous permet d'accéder à des vitesses de sollicitations très faibles, de l'ordre de quelques microns par minute, afin de pouvoir considérer l'évolution de l'échantillon comme étant constituée d'une suite d'états d'équilibre infiniment voisins.



### 2.2.2.1 La structure de la cellule triaxiale

La cellule est de type à barres internes et à capteur de force interne. Cet emplacement permet de considérer que l'axe de chargement reste toujours aligné avec celui de l'échantillon, et la mesure de force n'est pas influencée par le frottement entre l'axe de chargement et le piston. Les erreurs dues aux non-coaxialités et le frottement sont donc nettement réduites, ce qui accroît la précision du dispositif. La photo 2.2 présente la vue générale de la cellule de l'appareil triaxial de précision.

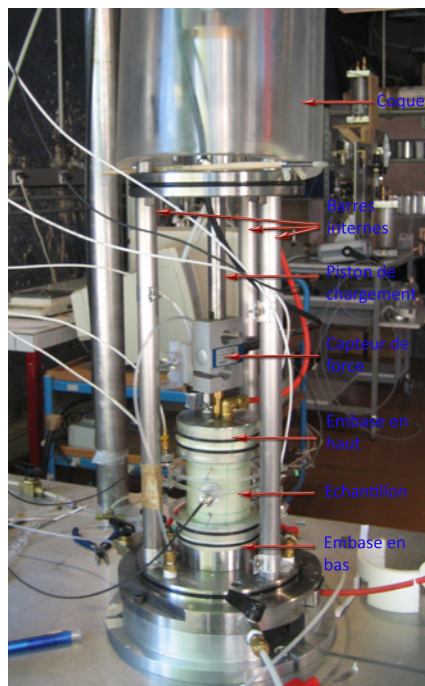


FIG. 2.2 – Photo de la cellule triaxiale de précision.

Le capteur de force interne à jauges de déformations reliées en pont de Wheatstone est d'une capacité de 5 kN. Le câble qui comporte l'alimentation et la mesure du capteur traverse le plateau supérieur de la cellule grâce à un passe fils étanche (presse étoupe). Il est connecté à un ensemble électronique permettant l'alimentation du capteur, le conditionnement du signal et l'indication de la mesure. La calibration de cet élément s'effectue en réglant le gain et l'offset: il délivre alors une tension entre -10 V et +10 V pour une force comprise entre -5 kN et +5 kN. Sur une étendue de 5 kN, le capteur de force présente une précision de 1 N d'après le constructeur, et de 1,2 N par nos mesures.

La cellule est équipée d'une enceinte de confinement certifiée à 1 MPa. Dans notre étude, on n'utilise pas l'enceinte en raison d'un problème de sortie des câbles des capteurs de mesure.

### 2.2.2.2 Système de mesures quasi-statique

#### a) Système de mesures axiales

Le besoin d'obtenir une mesure très précise des déformations axiales extrêmement petites, inférieures à  $10^{-4}$ , a augmenté au cours des deux dernières décennies, princi-

galement pour couvrir les deux objectifs suivants : (1) l'analyse de petites déformations de la masse des sols sous chargement monotone, et (2) l'analyse de la réponse aux séismes dus à la masse des sols. Pour accéder à la mesure précise de la petite déformation axiale d'un échantillon, deux méthodes ont été développées : (1) la mesure relative entre deux embases de l'échantillon. C'est-à-dire que le capteur LVDT est posé directement sur la tête de l'embase en haut de l'échantillon pour mesurer la déformation axiale. (2) la mesure de déformation locale sur la surface latérale de l'échantillon à l'aide d'un système de mesure de déformation axiale locale.

Le développement technique de la mesure locale a pour but de réduire les erreurs de l'essai triaxial, tel que l'effet de bord entre la surface de l'échantillon et la surface de l'embase. Tatsuoka et al. [97] ont développé des systèmes de mesure locale utilisant LDT (local displacement transducers). Dans ce modèle, deux systèmes de mesure sont attachés à chacune des deux bandes minces de bronze en mesurant l'effort de flexion des bandes. La résolution du dispositif est approximativement  $1\mu\text{m}$ .

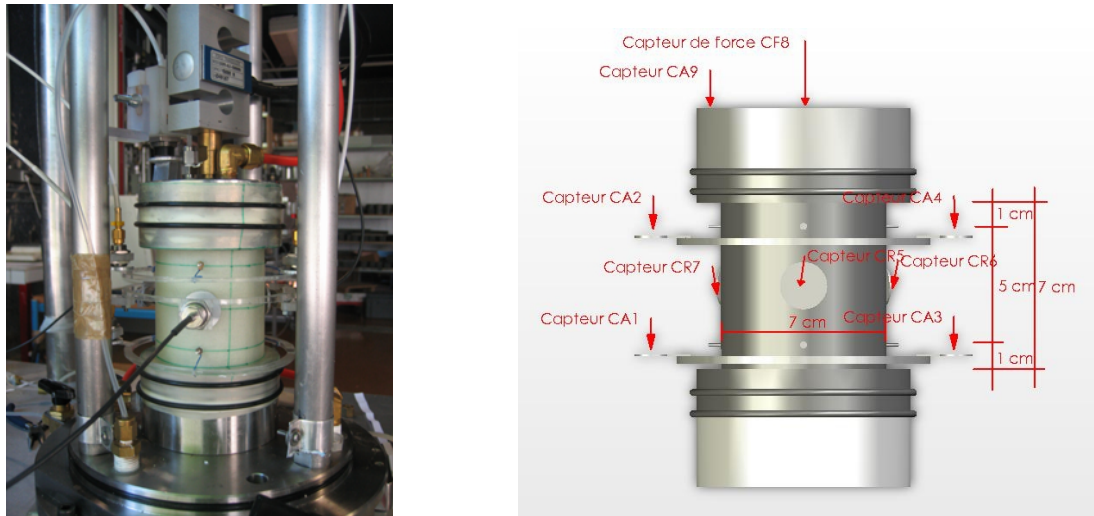


FIG. 2.3 – Photographie d'un échantillon instrumenté (gauche) et vue schématique du système de mesures statiques locales (droite).

La méthode illustrée en figure 2.3, Pham Van Bang [81], Ezaoui [39] est plus simple et peut être fabriquée par la plupart des laboratoires. Les deux anneaux sont suspendus par trois fils électriques souples de longueur identique (15 mm). Les autres extrémités des fils sont collées sur la membrane. Deux cibles pour capteur sans contact sont supportées par chaque anneau. Les points de fixation sont positionnés à 1 cm du bord supérieur (ou inférieur) de l'échantillon. Donc la mesure de la déformation locale s'effectue sur la partie de 5 cm au centre de l'échantillon.

Pour mesurer les déplacements axiaux, nous utilisons des capteurs sans contact à courant Foucault d'étendue de mesure 2 mm (pour des mesures locales) et 6 mm (pour une mesure externe). Les capteurs axiaux sans contact sont disposés sur deux tiges verticales fixées à l'embase inférieure (figure 2.3).

Les quatre capteurs sans contact sont alignés sur leur cible respective. Ils sont groupés et fixés deux à deux à des pièces usinées par nos soins.

La déformation axiale est donc calculée par la formule :

$$\varepsilon_a = \frac{\Delta H_{gauche} + \Delta H_{droite}}{2H_{initial}} = \frac{(\Delta CA2 - \Delta CA1) + (\Delta CA4 - \Delta CA3)}{2H_i} \quad (2.4)$$

#### b) Système de mesures radiales

La mesure des déformations, horizontales ou radiales, est effectuée à partir de trois capteurs sans contact de 6 mm d'étendue de mesure, identiques à ceux utilisés pour le dispositif axial. Ils sont disposés à mi-hauteur de l'échantillon, écartés d'un angle de 120 degrés. La figure 2.3 à droite illustre le dispositif radial spécialement conçu et entièrement réalisé dans notre laboratoire.

La déformation radiale est donc calculée par la formule:

$$\varepsilon_r = \frac{\Delta CR1 + \Delta CR2 + \Delta CR3}{3.R} \quad (2.5)$$

#### c) Correction de la région déformable de l'échantillon

Pour obtenir l'état limite, appelé l'état critique, il est nécessaire d'écraser un échantillon jusqu'en grandes déformations dans l'essai triaxial. L'échantillon triaxial peut se déformer de façon non homogène en grandes déformations. Dans ce cas, l'hétérogénéité cause des erreurs dans le calcul de la déformation volumique de l'échantillon.

Pour les calculs en grandes déformations, il est nécessaire de développer une méthode pour corriger le calcul de la région déformable de l'échantillon. La méthode simple de correction se trouve dans l'annexe D. La déformation volumique corrigée est calculée suivante la formule 2.6.

$$\varepsilon_v = 1 - \frac{1}{15}(1 - \varepsilon_a)[8(\frac{D_m}{D_o})^2 + 4(1 - \varepsilon_e)\frac{D_m}{D_o} + 3(1 - \varepsilon_e)^2] \quad (2.6)$$

Ici,

- $D_o$ : le diamètre initial de l'échantillon
- $H_o$ : la hauteur initiale de l'échantillon
- $V_o$ : le volume initial de l'échantillon
- $D_m$ : le diamètre maximal au milieu de l'échantillon
- $D_e = D_o(1 - \varepsilon_e)$
- $\varepsilon_a = \frac{\Delta H}{H_o}$ : la déformation axiale.
- $\varepsilon_v = \frac{\Delta V}{V_o}$ : la déformation volumique.
- $\varepsilon_e = \frac{\Delta D}{D_o}$ : la déformation radiale de l'échantillon cylindrique à la fin d'essai.

Donc, nous pouvons corriger le calcul de la déformation volumique grâce à la formule (2.6) dans le cas où l'on accepte l'hypothèse d'une déformation surfacique parabolique de l'échantillon. Dans notre étude, pour l'appareil triaxial de précision, nous utilisons cette formule pour calculer la déformation volumique de l'échantillon.

### 2.2.2.3 Système de propagation d'ondes

La technique de propagation d'ondes s'appuie sur la polarisation électrique de certaines matières comme le quartz, le titanate de baryum (TiBa806) ou le titanate de zirconate de plomb (PZT) sous une traction ou pression.

La figure 2.4 présente les piézoélectriques (PZT) dans les embases supérieure et inférieure. Cette embase comporte une pierre poreuse et deux capteurs piézoélectriques fonctionnant l'un en compression de type P, l'autre en cisaillement de type S.

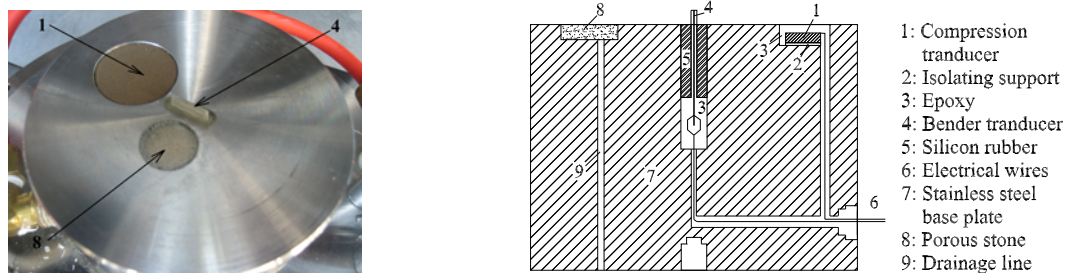


FIG. 2.4 – Installation des capteurs piézoélectriques et de la pierre poreuse dans une embase triaxiale.

Le capteur piézoélectrique de compression est fixé à l'embase par de la résine époxy. Le capteur piézoélectrique de cisaillement (Bender) est également maintenu à l'embase par de la résine époxy et entouré de silicone. Le principe de fonctionnement des éléments piézoélectriques est distinct selon que ce dernier agit en compression dans la figure 2.5a ou en cisaillement dans la figure 2.5b.

Pour les ondes de compression P, la pastille est polarisée verticalement : une tension appliquée à ses bords modifie ses dimensions; et une tension oscillatoire fournit une vibration selon l'axe vertical.

Pour les ondes de cisaillement S, l'élément comporte deux plaques. Le bilame fléchit sous l'effet de l'allongement et du raccourcissement respectifs des deux plaques. Une vibration selon l'axe horizontal est donc appliquée à l'échantillon par l'intermédiaire des éléments "Bender".

Donc, la cellule triaxiale de précision présente de bonnes caractéristiques pour les études en petites ou en grandes déformations. Cette potentialité est exploitée grâce à l'utilisation de dispositifs de mesures locales pour les déformations axiales et de système de propagation d'ondes.

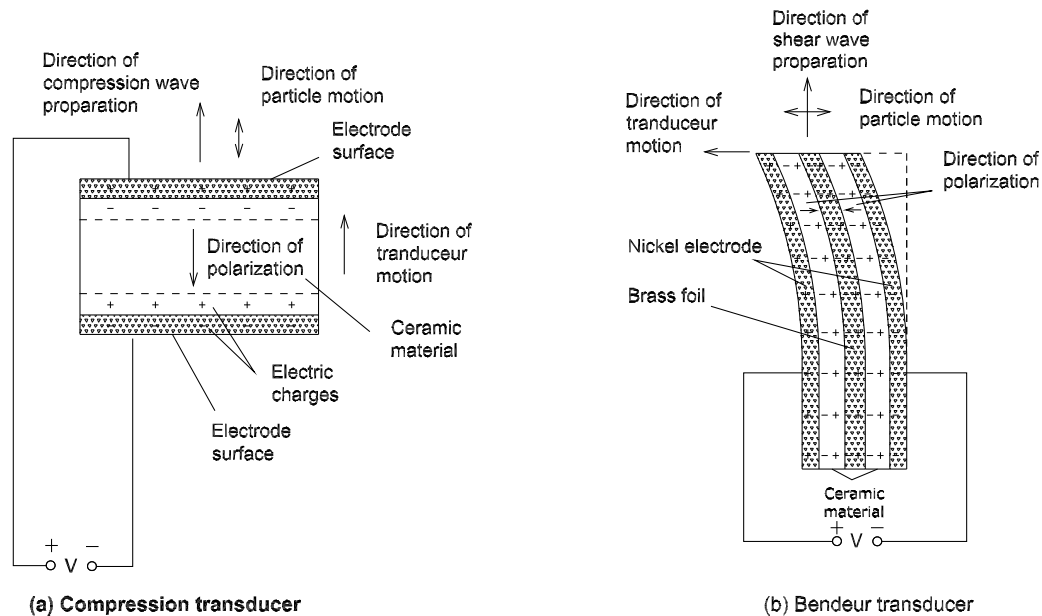


FIG. 2.5 – Schéma de fonctionnement des capteurs piézoélectriques, d'après Enrico G.M [37](1996)

#### 2.2.2.4 Système de sollicitation quasi statique

##### La presse triaxiale de précision

Le laboratoire LGM est équipé d'une presse japonaise de précision pour s'adapter à la nouvelle cellule triaxiale de précision. Les deux types de presse, pour un chargement axial de grande et faible capacité de chargement (50 kN et 5kN) sont conçus et fabriqués par le constructeur japonais. Nous utilisons la presse de grande capacité de chargement (50kN) pour les tests triaxiaux de précision.

Selon le constructeur, les deux types de presse sont fabriqués pour satisfaire les huit critères suivants :

- Une gamme de vitesse de chargement allant de  $0.001 \mu m$  à  $20 \mu m$  par seconde.
- Une vitesse de chargement constante durant le test.
- Une fluctuation de la courbe de charge très faible de l'ordre 0,5 N.
- De nombreux petits cycles de moins de  $10^{-5}$  de déformation axiale peuvent être effectués durant le chargement monotone.
- Une possibilité de réaliser par ordinateur un mode automatique.
- Un temps de retard de changement de direction négligeable.
- Une large capacité de chargement axial (jusqu'à 50 kN).
- Une structure relativement simple de la presse électro-mécanique et un prix de fabrication moins cher qu'une presse hydraulique.

Pour le mode automatique, nous pouvons commander les opérations par un ordinateur en changeant le voltage d'entrée de zéro à cinq volts à l'aide d'une alimentation DC linéaire de haute précision. De plus, le changement de vitesse peut être réalisé manuellement par le changement du nombre d'anneaux de la boîte de réduction de vitesse.

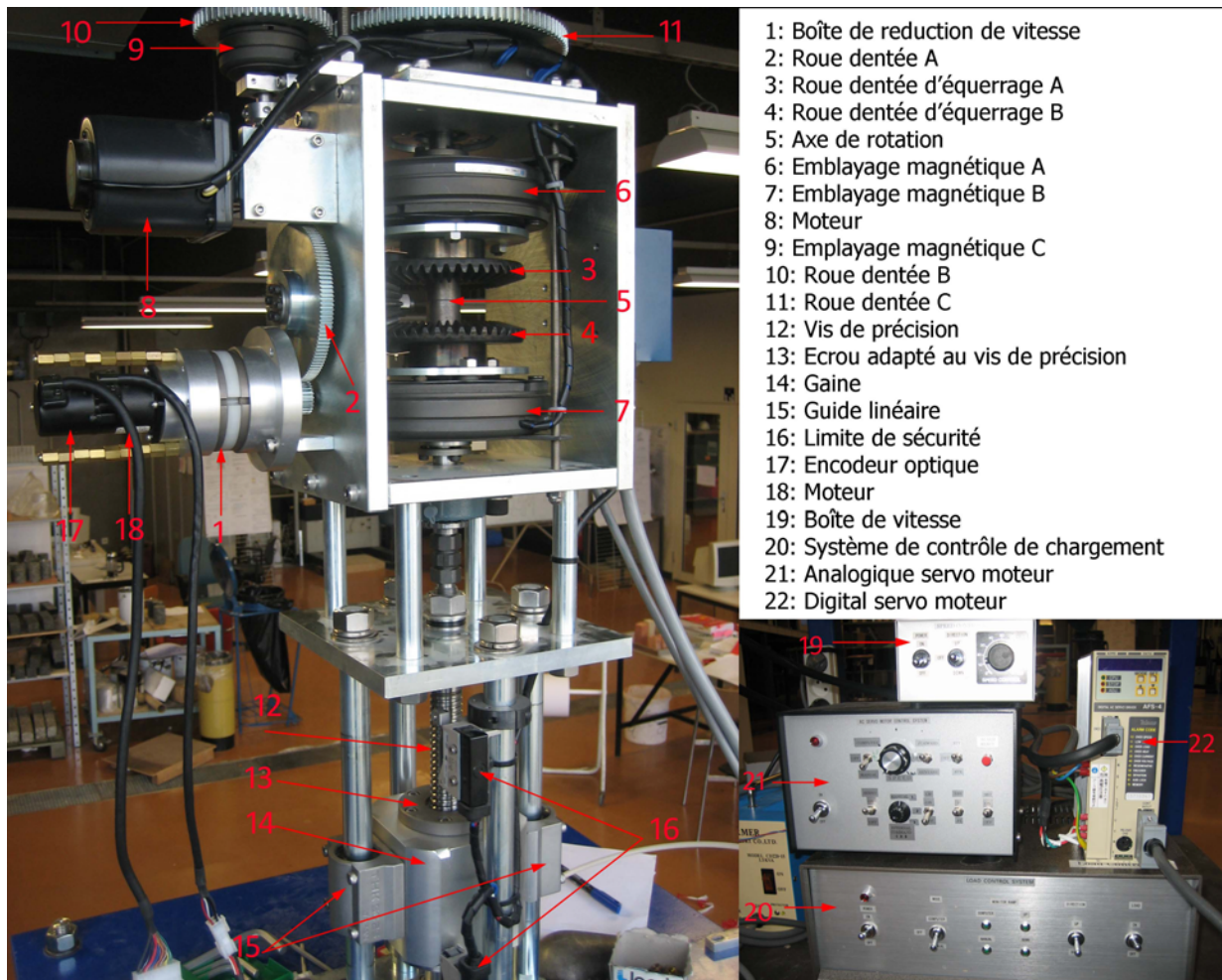


FIG. 2.6 – Photo de la presse triaxiale de précision

Il est possible de changer la vitesse de déformation axiale par trois facteurs indépendants: la vitesse du rotor, le déplacement du rotor et la torsion du rotor. Ces trois facteurs dirigés gardent toujours la vitesse de déformation axiale constante durant le test.

Pour évaluer la performance de la nouvelle presse, nous utilisons un ressort comme un échantillon factice. Plusieurs vitesses de chargement axial sont obtenues par le changement des paramètres dans le digital servo motor driver. Dans ce test, le déplacement est mesuré par un capteur sans contact de capacité de 2 mm. La figure 2.7 montre la relation linéaire entre la vitesse de rotation et la vitesse de déformation axiale dans le cas de 5 anneaux de la boîte de réduction. C'est le cas utilisé pour nos tests sur l'appareil triaxial de précision.

### Le système de confinement

L'application de sollicitations quasi-statiques radiales est assurée par un système de décompression d'air à effet Venturi. Ce système permet d'appliquer à l'intérieur de l'échantillon des dépressions allant de 0 à 80 kPa. Il est principalement utilisé au cours de la phase de réalisation de l'échantillon des billes en présence de coque de plexiglas. Pourtant, il devient un facteur principal pour assurer la stabilité de l'échantillon au cours

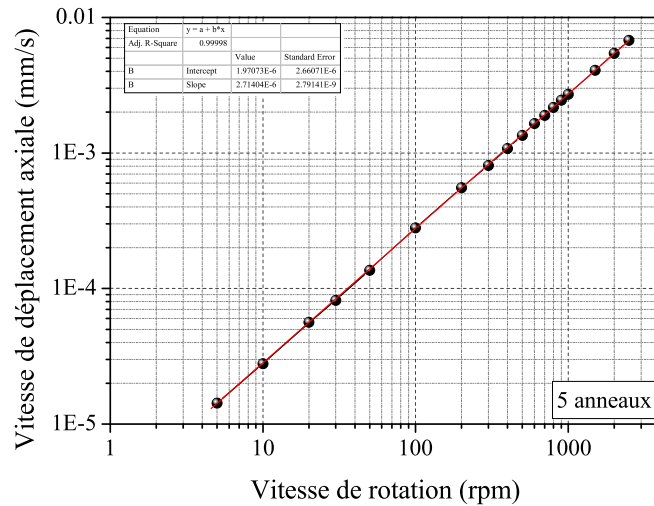


FIG. 2.7 – Calibration du AC servo moteur

de l'essai triaxial.

### Le système d'acquisition

Le système d'acquisition est installé pour le pilotage de la presse et pour la sauvegarde des signaux des capteurs. Ce système comprend une centrale d'acquisition HP3852 munie d'un multiplexeur 20 voies. Cette centrale est contrôlée par l'intermédiaire d'un ordinateur qui permet la sauvegarde des signaux en vue d'un traitement ultérieur.

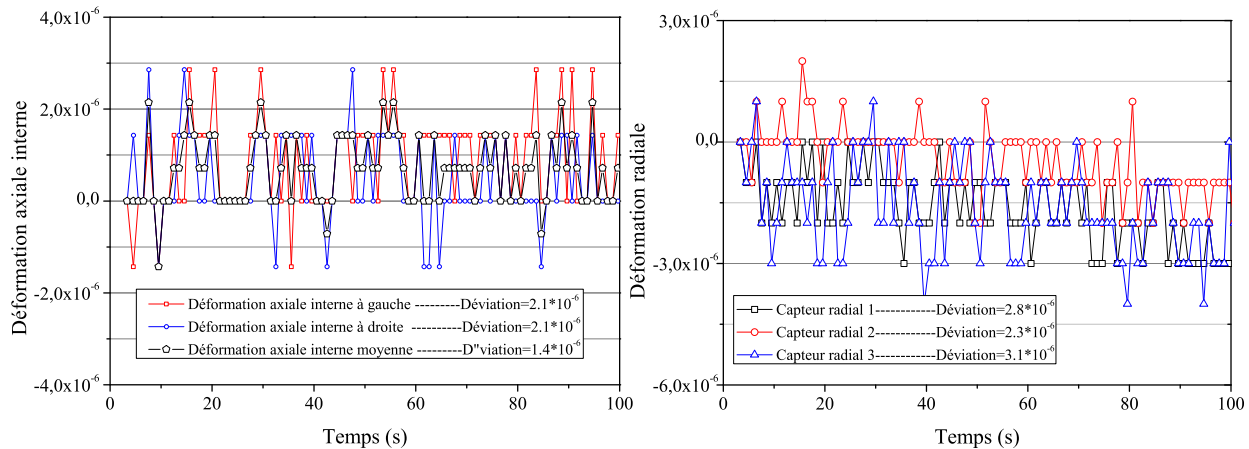


FIG. 2.8 – Signaux de sortie après filtrage et traitements des capteurs de déplacement, obtenus sur un échantillon test en inox.

Les signaux fournis par les 9 capteurs de la cellule (4 capteurs de déplacements axiaux externes sans contact, 3 capteurs radiaux sans contact, 1 capteur de déplacement externe sans contact et 1 capteur de force) sont filtrés par des filtres analogiques. Une alimentation intégrée dans la boîte de chaque conditionneur fournit une tension stabilisée à  $\pm 15$  Volts aux 8 capteurs de déplacements.

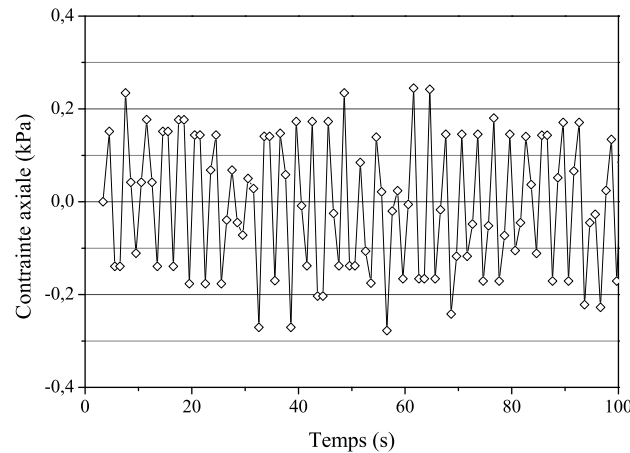


FIG. 2.9 – Signaux de sortie après filtrage et traitement des capteurs de force sous forme de contrainte (kPa), obtenu lors de mesures sur un échantillon test en inox de  $0,00385 \text{ m}^2$  de surface.

Les signaux électriques des capteurs de la cellule triaxiale (0-3 Volts), après filtrage, sont intégrés par la centrale d'acquisition mentionnée précédemment. La réception et la sauvegarde des données se fait par l'intermédiaire d'un ordinateur relié à cette centrale par une connexion GPIB. L'enregistrement de ces signaux de sortie, après la détermination des déformations axiales et radiales, et celui de la contrainte axiale appliquée à l'échantillon à partir du capteur de force sont présentés sur les figures 2.8, 2.9.

Les résultats de résolution de chaque type de mesure sont récapitulés dans le tableau 2.1.

Type de capteurs	Etendue de mesure	Sensibilité	Résolution
Capteurs axiaux	2 (mm)	400 (mV/mm)	$\pm 1,4 \cdot 10^{-6}$
Capteurs radiaux	4 (mm)	400 (mV/mm)	$\pm 2,7 \cdot 10^{-6}$
Capteur de force	5 (kN)		$\pm 0,28$ (kPa)
Capteur de volume	78 ( $\text{cm}^3$ )		$\pm 0,8 \cdot 10^{-5}$

TAB. 2.1 – Résolutions expérimentales mesurées des capteurs.

### 2.2.2.5 Système de sollicitation dynamique

L'utilisation des capteurs piézoélectriques présents dans les embases de l'appareil triaxial, nécessite l'utilisation d'une chaîne d'instrumentation constituée de divers appareils électroniques détaillés dans la figure ci-dessous.

Le dispositif de mesure dans la figure 2.10 comporte un ordinateur relié à une centrale d'acquisition HP3852 et à un oscilloscope de type HP54602B (150 MHz), un générateur de fonction de type HP33120A, un amplificateur de tension Bruel&Kjaer de type 2713. L'oscilloscope a une résolution fixée à  $2 \mu\text{s}$  en temps (pour une fenêtre temporelle de 1



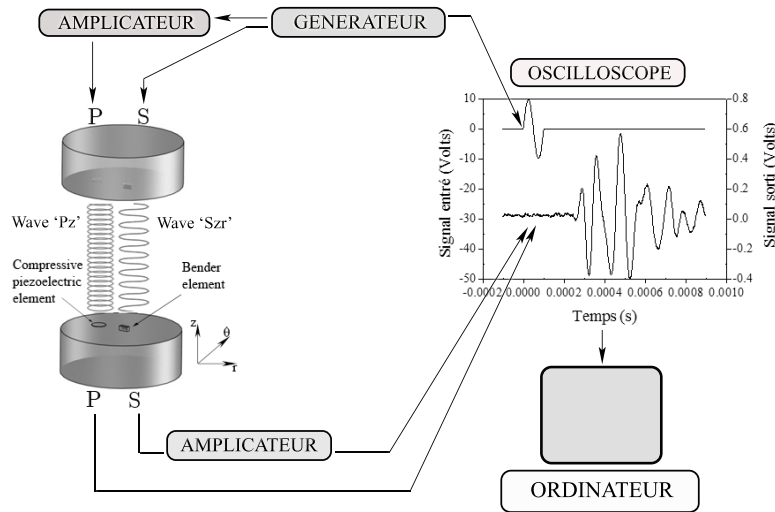


FIG. 2.10 – Dispositif de propagation d'ondes

ms) et à 2 mV (pour 1 V) d'après le constructeur.

Pour les ondes de compression P, nous envoyons un signal électrique issu du générateur vers l'amplificateur de tension. Ce dernier transmet les impulsions électriques à l'émetteur piézoélectrique. A la sortie de l'amplificateur de tension ou à l'entrée de l'émetteur, nous soumettons un motif toutes les 0,1 s (10 Hz) constitué d'une sinusoïde de période  $T=50 \mu s$  ( $f=20$  kHz) et d'amplitude 200V pic à pic. L'émetteur transforme cette impulsion électrique en générant une impulsion mécanique qui se propage dans le milieu. Le récepteur détecte au bout d'une durée  $t$  de l'arrivée des ondes. En réalisant une moyenne de 1000 impulsions électriques (100 s pour générateur de fonction) des signaux reçus, nous décalons une amplitude de quelques dizaines de mV et la détermination de l'arrivée des ondes est meilleure.

Pour les ondes de cisaillement S, nous envoyons le signal du générateur de fonction directement à l'émetteur et à l'oscilloscope, et nous amplifions la réception. A l'entrée de l'émetteur en cisaillement, nous fournissons un motif toutes les 0,1 s (10 Hz) constitué d'une sinusoïde de période  $T=100 \mu s$  ( $f=10$  kHz) et d'amplitude de 20 V pic à pic.

L'oscilloscope permet dans les deux cas de visualiser l'émission et la réception des ondes en temps réel. Un programme, également développé sous l'environnement Labview 7.1, digitalise l'image disponible sur l'écran de l'oscilloscope et enregistre au format numérique sur le disque dur de l'ordinateur. Le programme HPscope, développé pour l'acquisition des images issues de l'oscilloscope HP, permet d'automatiser l'enregistrement des essais dynamiques. Les critères de détermination des temps de vol des diverses ondes générées et d'interprétation des signaux issus de ce dispositif dynamique sont présentés en paragraphe 2.2.3.

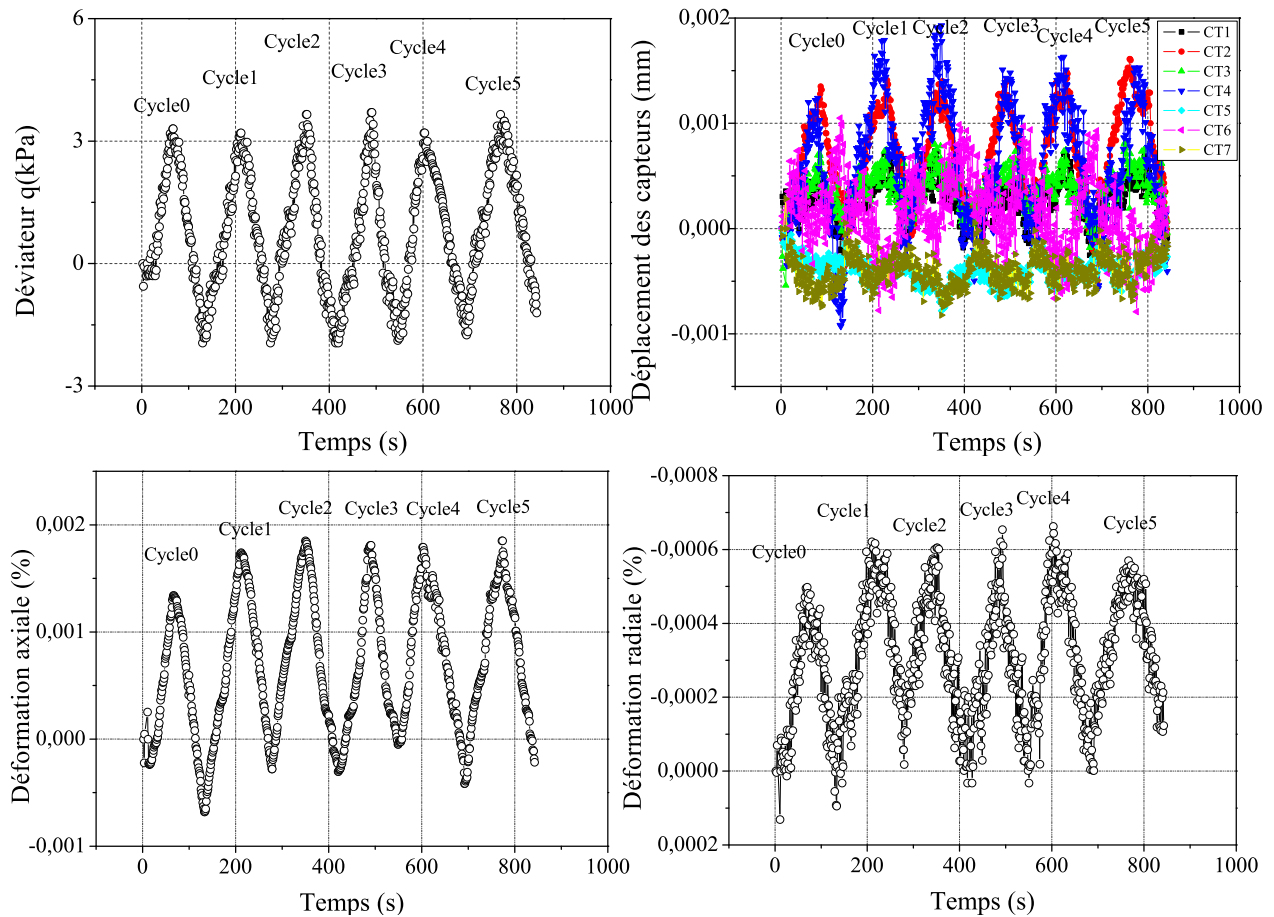


FIG. 2.11 – *Petits cycles axiaux quasi statiques de l'essai triaxial drainé sur billes de verre 0,7 mm. Extrait de l'essai D7N1P80v6Sc\*.*

### 2.2.3 Sollicitations cycliques en petites déformations

Les sollicitations cycliques en petites déformations consistent à appliquer des petits cycles quasi statiques de déviateurs sinusoïdaux de très faibles fréquences et de très faible amplitude ( $\varepsilon_1 < 10^{-5}$  m/m) en déformations. Ces cycles axiaux (dans la direction axiale ou verticale "z") sont effectués à l'état isotrope.

La figure 2.11 montre la réponse du matériau en contrainte axiale et en déformations axiale et radiale dans le domaine temporel de l'essai triaxial drainé sur billes de verre de diamètre 0,7 mm.

En effet, dans le domaine des très petites déformations ( $\varepsilon_a < 10^{-5}$  m/m), la relation entre l'incrément de contrainte et de déformation [35], [74] peut s'écrire de manière suivante :

$$\underline{d\varepsilon} = \underline{M}d\sigma \quad (2.7)$$

A partir de cette relation, l'application de petits cycles statiques sans variation de la pression de confinement donne l'équation:

$$E = \frac{\Delta\sigma_a}{\Delta\varepsilon_a} \quad (2.8)$$

$$\nu = \frac{\Delta\varepsilon_r}{\Delta\varepsilon_a} \quad (2.9)$$

Un exemple de calcul des paramètres élastiques ( $E$  et  $\nu$ ) est illustré dans la figure 2.12. La linéarisation dans les plans déviateur - déformation axiale et déformation radiale - déformation axiale issue de ces petites cycles quasi-statiques expérimentaux donne accès respectivement au module d'Young axial  $E$  et au coefficient de Poisson  $\nu$ . Par la suite, les paramètres élastiques déterminés par cette méthode seront notés  $E^{stat}$  et  $\nu^{stat}$ , afin de les différencier des modules dynamiques obtenus par la méthode de propagation d'ondes.

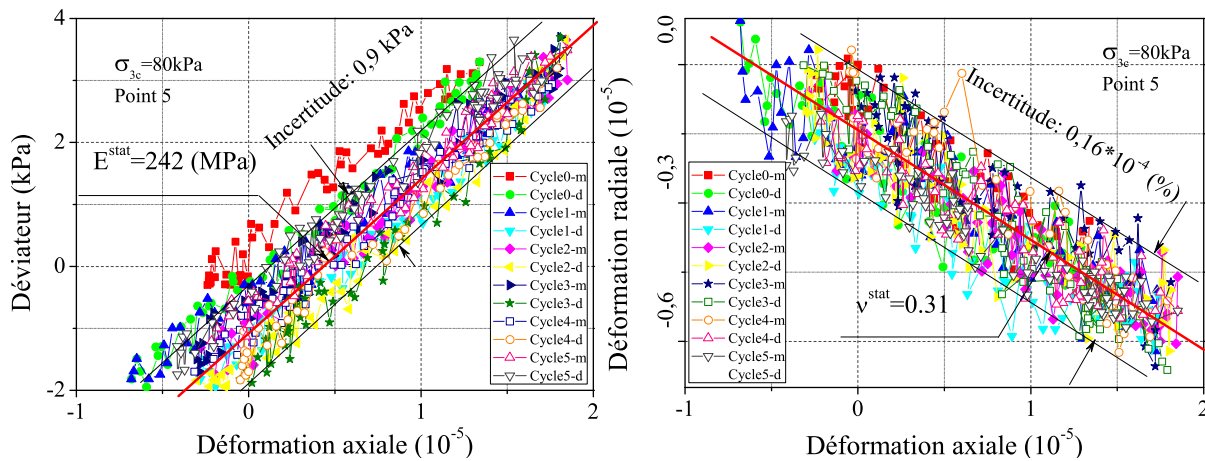


FIG. 2.12 – Evolution des sollicitations dans le plan déviateur de contrainte - déformation axiale et déformation radiale- déformation axiale. Extrait de l'essai D7N1P80v6Sc\*.

## 2.2.4 Essais de propagation d'ondes

Dans notre étude, les paramètres mécaniques tels que les modules d'Young et de cisaillement des billes de verre sont déterminés par deux méthodes. La première méthode, appelée "quasi-statique", permet de déterminer directement ces paramètres à partir des sollicitations cycliques en petites déformations, décrites dans la section 2.2.3. Dans cette section, nous présentons la deuxième méthode en utilisant les capteurs piézoélectriques. Cette méthode permet la détermination de ces paramètres en utilisant la vitesse de propagation d'ondes. Le développement des essais dynamiques est primordial en mécanique des sols, car ils permettent d'accéder à des domaines de déformation très faible ( $10^{-5}$  m/m).

Nous rappelons, ci-dessous, les expressions donnant les vitesses des ondes longitudinale et transversale dans un milieu élastique linéaire isotrope, de masse volumique  $\rho$ , dont les coefficients de Lamé sont  $\lambda$ , et  $\mu$ . Le module de compression est  $B = \lambda + \frac{2}{3}\mu$ , et le module de cisaillement est  $G = \mu$ .

Les ondes longitudinales (ou ondes P) pour lesquelles le déplacement élastique est dans la direction du vecteur d'onde se propagent à la vitesse :

$$V_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (2.10)$$

Les ondes transversales (ou ondes S) pour lesquelles le déplacement élastique est orthogonal au vecteur d'onde se propagent à la vitesse :

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (2.11)$$

D'après la direction de propagation, on peut déduire de ces relations, les valeurs du module de cisaillement  $G$  et du module d'Young  $E$ .

$$G = \mu = \rho V_s^2 \quad (2.12)$$

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\mu + \lambda} = \frac{\rho V_s^2(3V_p^2 - 4V_s^2)}{V_p^2 - V_s^2} \quad (2.13)$$

En posant  $\gamma = \frac{V_p^2}{V_s^2}$ , on a :

$$E = \rho \frac{3\gamma - 4}{\gamma - 1} V_s^2 \quad (2.14)$$

A partir des équations (2.10) et (2.11), il est possible d'identifier la valeur du coefficient de Poisson  $\nu$  :

$$\gamma = \frac{V_p^2}{V_s^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\mu} = \frac{2(1 - \nu)}{1 - 2\nu} \quad (2.15)$$

$$\implies \nu = \frac{0,5\gamma - 1}{\gamma - 1} \quad (2.16)$$

La relation (2.16) est présentée par le diagramme ci-dessous.

La loi de comportement, dans ce cas, met en jeu deux paramètres indépendants ( $E$ ,  $G$ ) ou  $(\lambda, \mu)$ . Or expérimentalement, deux paramètres sont accessibles,  $t_p$  et  $t_s$ , donc  $V_p$  et  $V_s$ . Il est donc possible de résoudre totalement ce système à deux inconnues.

#### 2.2.4.1 Détermination des vitesses de propagation $V_s$ et $V_p$

##### Détermination de parcours de l'onde

Pour les ondes de compression, les capteurs d'émission et de réception sont plats. La distance parcourue de l'onde est donc simple à prendre, c'est la hauteur totale de l'échantillon. Par contre, pour les ondes de cisaillement où les capteurs dépassent des embases et s'enfoncent dans l'échantillon de  $l_b$ ; l'étude de Viggiani et al. [99] a montré que la distance à prendre en compte dans le calcul de la vitesse de propagation d'ondes n'est pas la hauteur de l'échantillon mais la distance entre deux extrémités libres des émetteurs et récepteurs. La figure 2.14 présente le temps mesuré de propagation d'ondes en fonction de la hauteur de l'échantillon, pour trois pressions de confinement. Les droites reliées par les points mesurés de chaque niveau de confinement coupent l'axe ordonné au même point de 6 mm. Ceci équivaut à la hauteur d'enfoncement des capteurs piézoélectriques dans

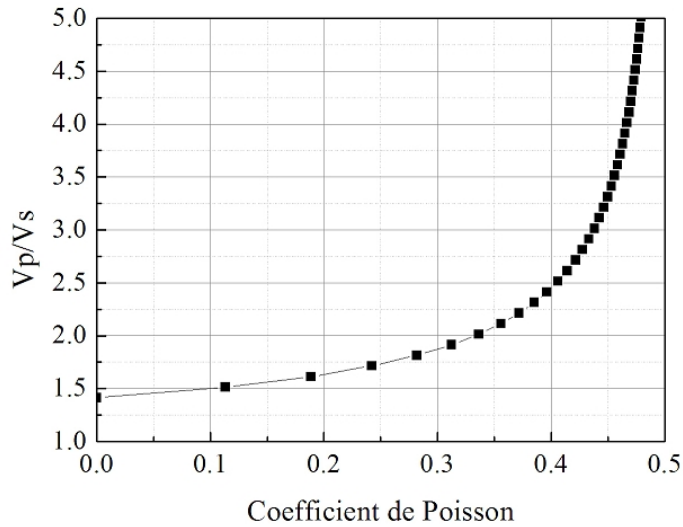


FIG. 2.13 – Relation entre le coefficient de Poisson et le rapport des vitesses de propagation

l'échantillon, confirmant que le parcours de l'onde correspond à la distance entre deux extrémités des capteurs.

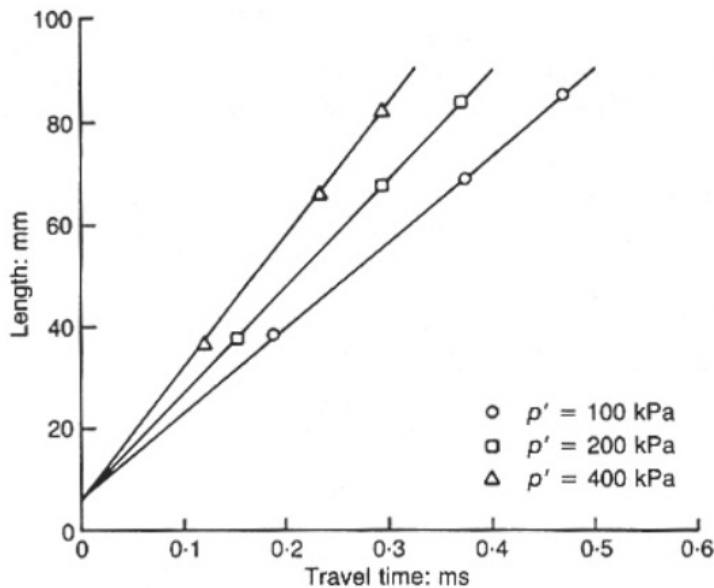


FIG. 2.14 – Relation entre le temps de propagation d'ondes de cisaillement et la hauteur de l'échantillon. Extrait de [99].

L'étude de Brignoli et al. [19] a confirmé ce résultat en le comparant avec celui des capteurs piézoélectriques de cisaillement de type plat pour lequel il n'y a pas d'incertitude dans la longueur parcourue. C'est donc cette distance qu'il faut considérer dans notre étude.

## Détermination du temps de l'onde

La méthode de détermination du temps de propagation d'ondes dans notre étude consiste à pointer sur le signal reçu la déviation du signal correspondant à l'instant auquel l'onde propagée atteint le récepteur. Pour les ondes de compression, ondes les plus rapides, aucune onde ne peut interférer ou troubler la détermination de leur arrivée. De plus, pour ce type d'ondes, le signal est amplifié à l'émission, ce qui permet d'envoyer au sein de l'échantillon un signal fort et clair. La première déviation du signal reçu est particulièrement nette. Donc, la détermination du temps de propagation d'ondes de compression est relativement simple. Le temps de parcours des ondes est mesuré comme le temps entre l'origine du signal émis et la première déviation du signal reçu. La figure 2.15 montre une nette déviation du signal reçu de l'onde de compression.

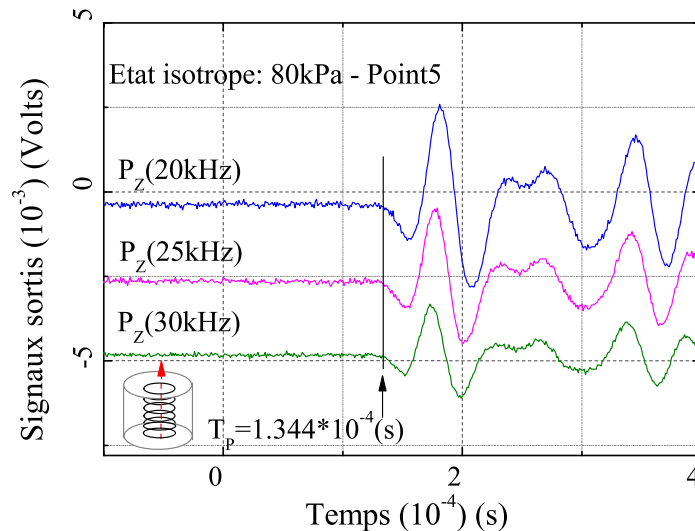


FIG. 2.15 – Signaux sortis pour les ondes de compression  $P$  sur les billes de verre  $d=0,7$  mm à l'état isotrope, point 5,  $\sigma_3=80$  kPa. Essai D7N1P80v6Sc\*.

Toutefois, plusieurs auteurs ont reconnu les difficultés de l'identification exacte du temps d'arrivée des ondes de cisaillement [99], [7]. La détermination de la première arrivée de ces ondes de cisaillement n'est pas facile. En effet, le signal reçu est mélangé avec le bruit, la réflexion et la réfraction. Ces ondes parasites peuvent, dans certains cas, masquer l'arrivée des ondes de cisaillement recherchée. Ce phénomène, appelé effet de champ proche, a été mis en évidence par Brignoli et al. [19].

De nombreuses solutions ont été proposées pour diminuer l'influence de ces ondes parasites. Il est entre autre possible de changer la fréquence et la forme de l'onde d'entrée, à condition de garantir un certains nombre de conditions techniques et de conditions de bord, [99], [7], [74]. Les exigences techniques concernent l'assurance d'une bonne qualité des équipements électroniques ainsi qu'une bonne connexion entre les piézoélectriques et les équipements électroniques. Il faut aussi éviter le bruit et l'influence des perturbations électriques issues des appareils de mesure eux-mêmes ainsi que de l'environnement proche (appareils du laboratoire) en mesurant des ondes. Les conditions de bord se réfèrent aux conditions spéciales comme l'alignement des éléments de bender, les réflexions de l'onde sur les bords, les effets de champ proche ou la distance relative entre l'émetteur et le récepteur, la hauteur des éléments de bender. L'analyse théorique par Sanchez-Salinero

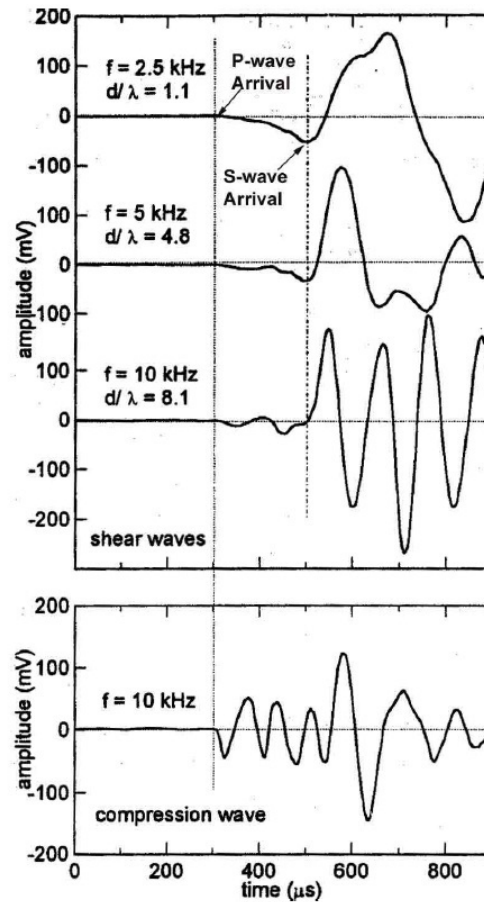


FIG. 2.16 – Mise en évidence de effet de champ proche. Extrait de [19].

et al. [89] a montré que l'effet de champ proche est proportionnel avec la source de l'onde de cisaillement de dimension finie. Ils ont proposé une méthode pour éliminer l'effet de champ proche. Selon leur analyse, les éléments de bender devraient être placés à une distance  $L$  plus grande qu'approximativement  $2\lambda$ , ou le rapport  $\frac{L}{\lambda}$  supérieur à 2. Notons que le rapport de la longueur d'onde sur le diamètre maximal des grains  $\frac{\lambda}{d_{max}}$  doit être suffisamment grand afin d'éviter le phénomène de diffraction. Pour le sable, Modoni et al. [74] recommandent :

$$\lambda \geq 4d_{max} \quad (2.17)$$

Pour les billes de verre, Mohammad [75] conseille :

$$\lambda \geq 10d_{max} \quad (2.18)$$

Les auteurs [7], [52] ont démontré que l'effet de champ proche peut être minimisé en augmentant la fréquence des ondes d'entrée ou autrement dit en augmentant le nombre d'ondes de cisaillement entre les éléments de bender. Dans leurs études, ils ont recommandé les conditions ci-dessous pour éviter les problèmes liés aux réflexions qui se produisent dans un échantillon cylindrique non infini :

– Pour les ondes S

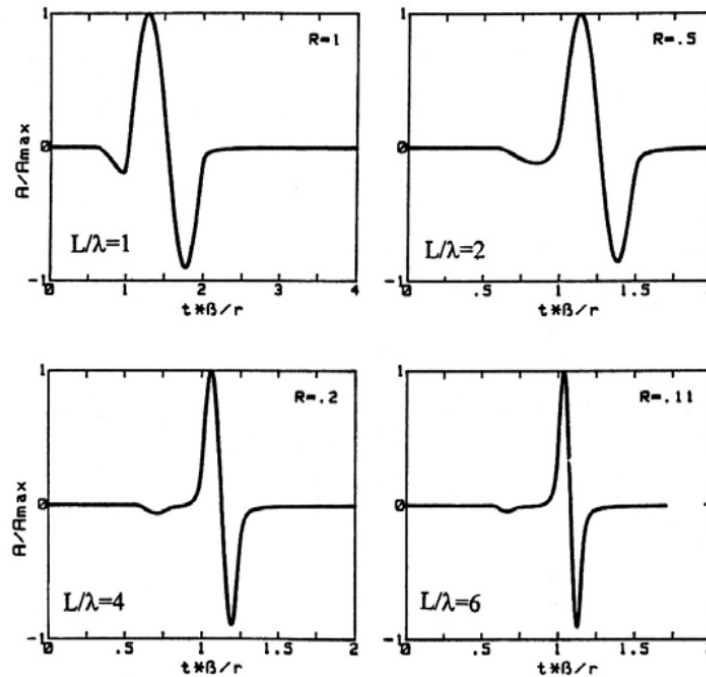


FIG. 2.17 – Influence du rapport  $L/\lambda$  sur l'arrivée des ondes de cisaillement dans un milieu élastique. Extrait de [74].

$$\frac{\lambda}{l_b} \leq 6 \quad (2.19)$$

$$\frac{L_{ech} - l_b}{\lambda} \geq 4 \quad (2.20)$$

Ici,  $L_{ech}$  est la hauteur de l'échantillon.  $l_b$  est la longueur d'enfoncement des capteurs dans l'échantillon.

- Pour les ondes P

$$\lambda \leq \frac{D}{5} \quad (2.21)$$

Avec  $D$  le diamètre de l'échantillon.

En tenant compte ces recommandations, dans notre cas, pour des billes de verre de diamètre moyen 0,7 mm, nous pouvons estimer le champ fréquentiel pour nos essais de propagation d'ondes :

- Billes de verre 0,7 mm  
 $d_m = D_{50} = 0,706$  mm
- Géométrie de l'échantillon  
 $L_{ech} = H = D = 70$  mm  
 $l_b = 2,8$  mm

Les formules (2.18) et (2.21) nous permettent d'obtenir l'encadrement :  $7\text{mm} \leq \lambda \leq 14\text{mm}$ . Ce qui satisfait aussi les deux conditions (2.19), (2.20).



Pour passer dans le domaine fréquentiel, la formule suivante est considérée :

$$\lambda = cT = \frac{c}{f} \quad (2.22)$$

Ici,  $c$  est la célérité de l'onde et  $T$  est sa période temporelle.

Pour les billes de verre de 0,7 mm de diamètre, les vitesses minimales et maximales des ondes P et S obtenues sont présentées ci-dessous :

$$\begin{aligned} V_{pmin} &= 437 \text{ m/s}; V_{pmax} = 555 \text{ m/s} \\ V_{smin} &= 223 \text{ m/s}; V_{smax} = 301 \text{ m/s} \end{aligned}$$

On peut alors calculer le domaine fréquentiel raisonnable pour les billes de verre 0,7mm pour les ondes P et S comme suivant :

$$\text{Pour les ondes P: } 25 \text{ kHz} \leq f \leq 80 \text{ kHz}$$

$$\text{Pour les ondes S: } 15 \text{ kHz} \leq f \leq 50 \text{ kHz}$$

En général, l'identification du premier instant d'arrivée exige l'observation attentive de toutes les étapes de l'essai. Un groupe de trois ou quatre fréquences différentes utilisées permettent de corroborer pour un signal de réception plus clair de ce point d'arrivée. Cette méthode a permis de déterminer, pour chaque point d'investigation, le temps de propagation d'ondes de cisaillement au cours d'une consolidation isotrope, figure 2.18.

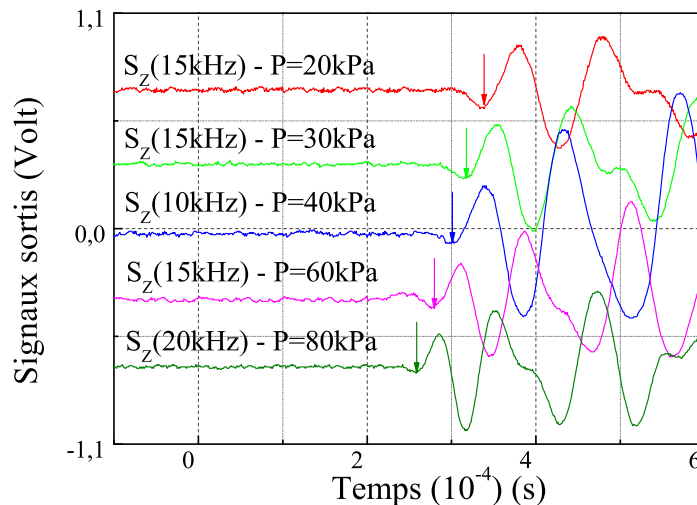
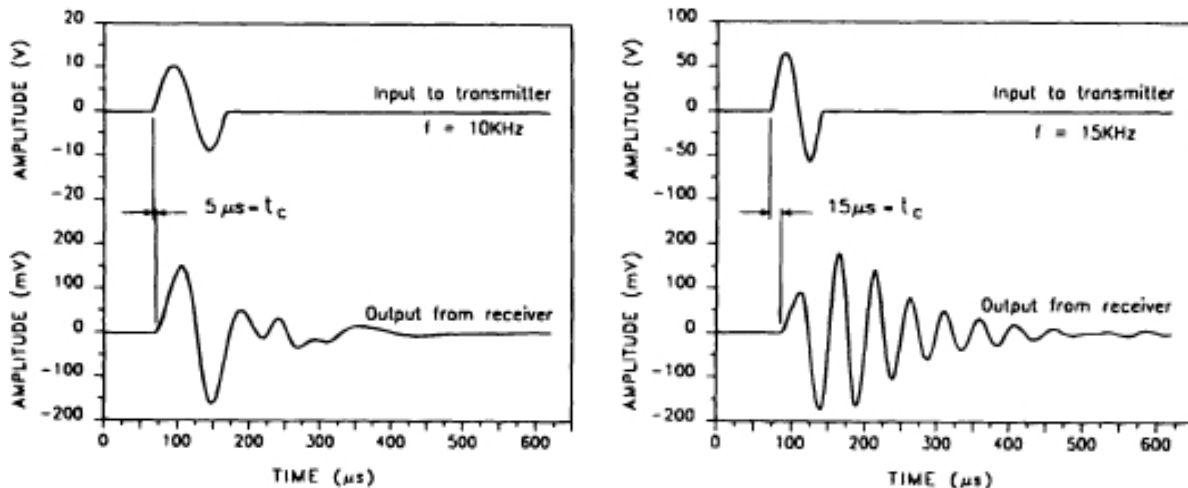


FIG. 2.18 – Signal d'arrivée de l'onde S sur les billes de verre  $d=0,7$  mm pour 5 états de contraintes isotropes différents. Essai D7N1P80v6Sc\*.

### Calibration des piézoélectriques

La calibration des piézoélectriques est nécessaire pour déterminer le temps de retard  $t_e$  causé par l'électronique, la céramique, et le matériel couvert des piézoélectriques. D'après G.M Enrico [37], la calibration est effectuée par la mise en place de deux plaques en contact direct pour mesurer l'intervalle de temps entre le point initiale de l'impulsion

électrique envoyé par l'émetteur et le point d'arrivée enregistré par le récepteur.



(a) Calibration des piézoélectrique de compression (b) Calibration des piézoélectrique de cisaillement

FIG. 2.19 – Calibration des piézo-électriques, d'après Enrico [37] (1996)

Dans notre cas, nous mesurons directement le temps de retard en plaçant l'émetteur et le récepteur en contact. La valeur de  $5 \mu\text{s}$  est trouvée pour le bender (onde S). Cette valeur est à prendre en compte dans l'analyse des résultats.

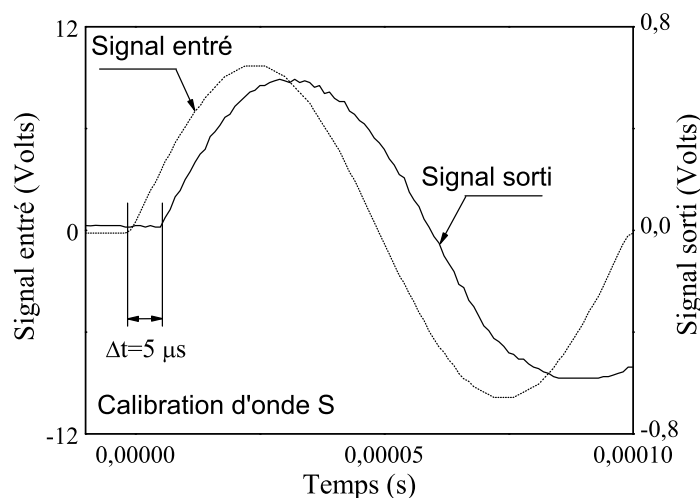


FIG. 2.20 – Calibration des piézo-électriques

La figure 2.20 montre l'intervalle du temps de retard entre le signal émis et celui reçu.

### Estimation des erreurs dans la propagation d'ondes

En effet pour les ondes de compression P, le signal est amplifié à l'émission, ce qui permet d'envoyer au sein de l'échantillon un signal fort et clair. Aucune onde ne peut

interférer ou troubler la détermination de leur arrivée en amont du signal. Il n'y a aucune difficulté dans la détermination de l'arrivée des ondes de compression. Au contraire, pour les ondes de cisaillement, où l'amplification se fait en sortie sur un signal très atténué et contenant les réflexions diverses ainsi que le bruit parasite. C'est pourquoi, il faut estimer les erreurs dans la mesure de ces ondes. Cette étude permet de déterminer le module de cisaillement dynamique  $G$  par l'équation:  $G^{dyn} = \rho V_s^2 = \rho L^2/t^2$ , avec  $L$  la longueur de l'échantillon et  $t$  le temps de vol de l'onde. Le calcul de l'erreur sur  $G$  se fait comme suit :

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{\Delta \rho}{\rho} + 2\frac{\Delta H}{H} + 2\frac{\Delta t}{t} \quad (2.23)$$

L'erreur sur la détermination de  $\rho$  est le suivant :

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\Delta M}{M} + \frac{\Delta H}{H} + 2\frac{\Delta R}{R} \quad (2.24)$$

Dans notre expérience  $M=380$  g,  $H=7$  cm,  $R=3,5$  cm Les erreurs de ces valeurs sont estimées à  $\pm 1$  g sur la masse,  $\pm 1$  mm sur  $H$ , et  $\pm 0,5$  mm sur  $R$ . On obtient  $\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\Delta M}{M} + \frac{\Delta H}{H} + 2\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{380} + \frac{0,1}{7} + 2\frac{0,05}{3,5} = 0,045$  soit une erreur relative de 4,5% sur la détermination de  $\rho$ .

La détermination de la distance parcourue par l'onde de compression est simple, compte tenu de la forme plane des éléments piézoélectriques. Pour les ondes de cisaillement, les études de Viggiani et Alkinton [99] confirment le fait qu'il faut prendre en compte la distance entre les extrémités des "bender" et non la hauteur totale de l'échantillon au point d'investigation considéré. Le calcul d'erreur, lorsque l'enfoncement des capteurs dans l'échantillon est négligé, donne dans notre cas les résultats suivants: l'enfoncement des capteurs dans l'échantillon est de 3 mm sur une hauteur de 7 cm:  $e = \frac{3}{70} = 0,042$  soit une erreur de 4,2% sur la détermination de la distance du parcours de l'onde.

La détermination du temps de vol des ondes de cisaillement  $S$  est certainement la partie la plus délicate à traiter, car elle dépend de plusieurs paramètres. La première erreur commise pour la détermination du temps de vol, provient du dispositif électronique : appareil piézoélectrique et amplificateur de puissance. En effet ce dispositif introduit un déphasage entre le signal émis et le signal reçu. Ce déphasage est à estimer et à prendre en compte dans l'analyse des résultats. Cette estimation est présentée dans le paragraphe de calibration des piézoélectriques, figure 2.20.

## 2.3 Présentation du matériau

Le matériau testé est un matériau modèle constitué de billes de verre sphériques de diamètre millimétrique. Les billes de verre sont majoritairement composées de silice et de quartz, la masse volumique des grains est de l'ordre  $\rho = 2,495g/cm^3$ . La composition chimique de billes de verre fournie par le constructeur CVP, Linselles, France<sup>1</sup> est présentée dans le tableau 2.2. Les caractéristiques générales de billes de verre sont présentées dans l'annexe D. Notons que le composant CaO est très important (7-11% pour billes 0,3; 0,5 mm et 15-20% pour billes 0,7; 1,5 mm).

	Billes d=0,3; 0,5 mm	Billes d=0,7 mm; 1,5 mm
$SiO_2$	70-74%	60-70%
$Na_2O$	10-15%	12-18%
$CaO$	7-11%	15-20%
$MgO$	3-5%	1-4%
$Al_2O_3$	0,5-2%	1-5%
Autre	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$

TAB. 2.2 – Composition chimique de billes de verre

La morphologie des grains est de type sphérique avec un faible coefficient de frottement. La figure 2.21 présente une vue microscopique des billes de verre et du sable d'Hostun, un matériau très utilisé en laboratoire.

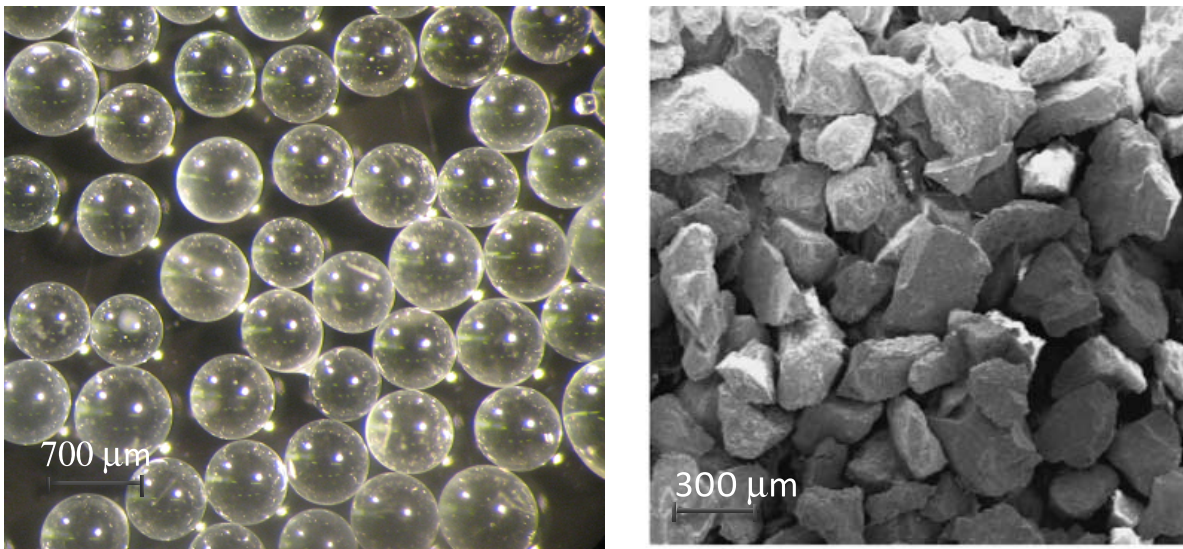


FIG. 2.21 – Vue des particules de billes de verre  $d=0,7$  mm à gauche et du sable d'Hostun RF à droite par microscope binoculaire. Figure à droite extraite de [12].

Pourquoi choisir un matériau modèle simple comme les billes de verre sphériques? C'est d'abord parce qu'en dépit du succès des recherches expérimentales, les observations sur le phénomène de liquéfaction ne sont pas entièrement comprises. De plus, l'approche

1. [www.Cvp-abrasif-broyage.com](http://www.Cvp-abrasif-broyage.com)

par simulations numériques discrètes se heurte encore à plusieurs difficultés fondamentales, propres à la modélisation des systèmes granulaires. Les relations entre les paramètres microscopiques d'un modèle et le comportement mécanique macroscopique qui en résulte sont encore loin d'être bien établies. Pour finir, l'amélioration des lois constitutives connues et la maîtrise de leur domaine de validité peuvent s'appuyer sur une meilleure compréhension physique des phénomènes. Pour les séries d'essais dans ce rapport, on a d'abord choisi des billes de verre de diamètre de 0,63-0,80 mm, et de 0,2-0,4 mm (presque égale au diamètre  $D_{50}$  de sable d'Hostun RF). Remarquons que la distribution initiale de ces billes est sous la forme "bidisperse". En éliminant la population des petites billes, on réalise un criblage pour garder les billes "monodisperse". Ces billes présentent une distribution des diamètres moyens des billes utilisés, figure 2.22.

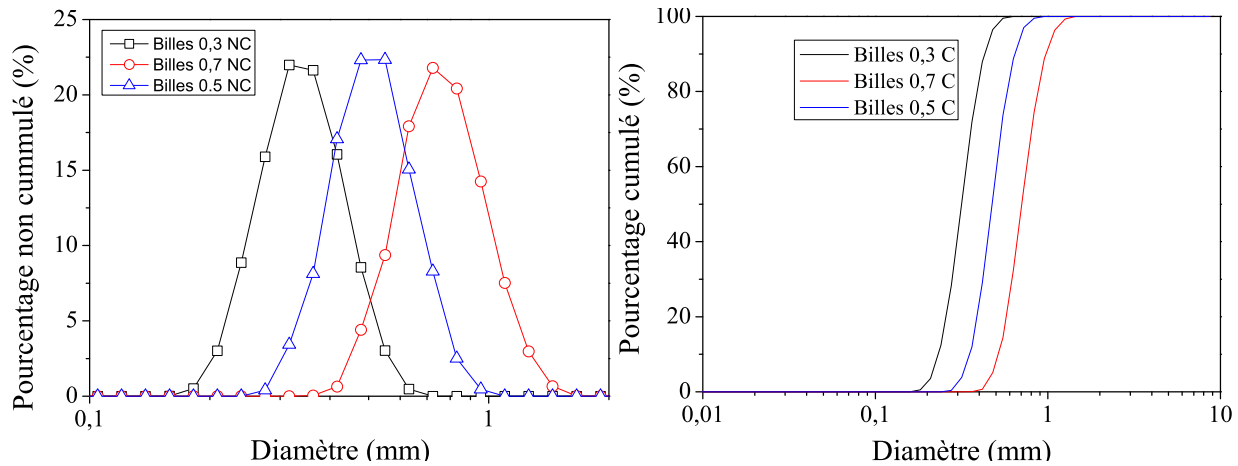


FIG. 2.22 – Courbes de granulométrie laser des billes de verre.

La figure 2.23 montre une observation des billes de verre de diamètre 0,7 mm au Microscope électronique à Balayage à l'Ecole Centrale de Nantes. Elle est réalisée de manière à visualiser la forme des particules ainsi que leur état de surface.

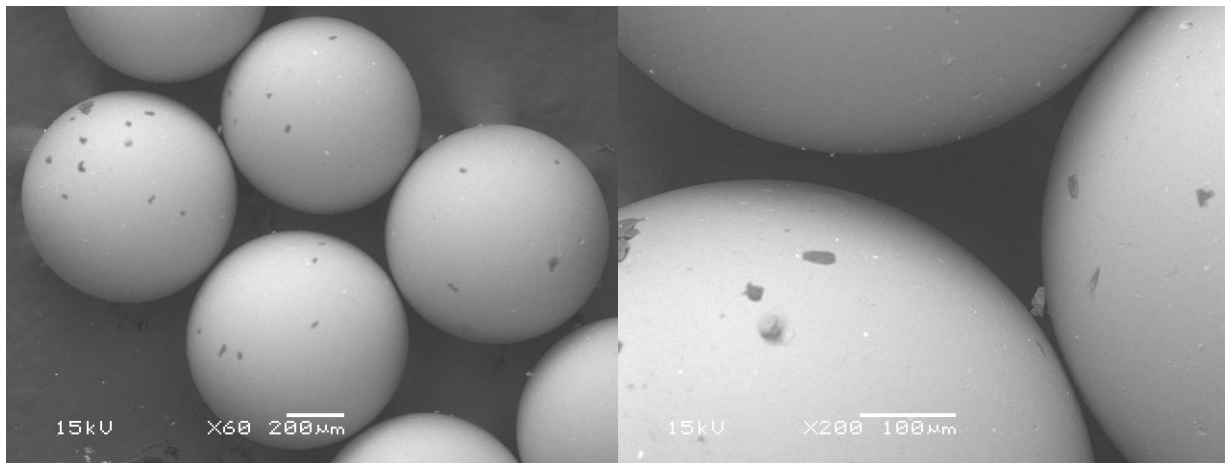


FIG. 2.23 – Observation des billes de diamètre 0,7 mm au Microscope électronique à Balayage à l'état initial.

Le tableau 2.3 présente les caractéristiques des billes de verre et du sable d'Hostun RF. Les paramètres  $e_{min}$  et  $e_{max}$  des billes de verre sont fournis par Christophe DANO de l'Institut de Recherche en Génie Civil et Mécanique - Ecole Centrale Nantes.

N	Matériau	$D_{50}(mm)$	$D_{10}(mm)$	$D_{30}(mm)$	$D_{60}(mm)$	$\rho_s(g/cm^3)$	$e_{min}$	$e_{max}$
1	Billes de verre 0,7	0,706	0,523	0,630	0,776	2,495	0,574	0,686
2	Billes de verre 0,5	0,501	0,353	0,425	0,535	2,495	0,594	0,724
3	Billes de verre 0,3	0,317	0,232	0,278	0,339	2,495	0,564	0,711
4	Sable d'Hostun	0,382	0,222	0,303	0,421	2,654	0,624	0,961

TAB. 2.3 – *Caractéristiques du matériau modèle "billes de verre" et du sable d'Hostun RF*

Une fois l'analyse granulométrique effectuée, la courbe granulométrique représentative peut être caractérisée notamment par deux paramètres classiques [28] :

-Le coefficient d'uniformité

$$C_u = \frac{D_{60}}{D_{10}} \quad (2.25)$$

-Le coefficient de courbure

$$C_c = \frac{D_{30}^2}{(D_{10})(D_{60})} \quad (2.26)$$

Le coefficient  $C_u$  représente l'étalement de la courbe granulométrique, un  $C_u$  élevé ( $>5$ ) témoignant d'une granulométrie étendue (continue), par contre, un  $C_u$  bas ( $<2$ ) témoignant d'une granulométrie étroite (uniforme). Un  $C_c$  élevé ( $>3$ ) correspond à une courbe granulométrique cumulée concave vers le haut, donc comportant une pente importante dans le domaine des particules de gros diamètres. Inversement, une faible valeur de  $C_c$  ( $<1$ ) témoigne d'une courbe granulométrique convexe vers le haut, donc présentant un accroissement de la masse dans le domaine des fines.

Ici, la courbe granulométrique présente une courbe très peu étalée. Ces coefficients calculés nous donnent les valeurs présentées dans le tableau 2.4:

N	Matériau	$C_u$	$C_c$	Classification USCS/LCPC
1	Billes de verre 0,7	1,204	0,977	Sable propre mal graduée Sb/SW
2	Billes de verre 0,5	1,516	0,956	Sable propre mal graduée Sb/SW
3	Billes de verre 0,3	1,461	0,983	Sable propre mal graduée Sb/SW
4	Sable d'Hostun	1,909	0,974	Sable propre mal graduée Sb/SW

TAB. 2.4 – *Valeurs types de  $C_u$ ,  $C_c$  en fonction du type de matériau*

Notons que l'utilisation des billes neuves, usées ou ensemble des grains successifs sera mentionnée au cours des analyses, car cela peut influencer les résultats et provoquer l'usure des surfaces des billes. En outre, on ne constate jamais la présence de billes cassées avant ou après essais. Donc, il y a quelques différences par rapport aux résultats des modèles numériques.

## 2.4 Procédure d'essai

La procédure d'essai peut se composer en deux grandes étapes:

- La préparation de l'échantillon et son instrumentation.
- L'application de diverses sollicitations - quasi statique et dynamique dans l'espace de contraintes-déformations.

Ces étapes sont détaillées ci-dessous dans le cas de la réalisation d'échantillons de billes de verre saturés et secs.

### 2.4.1 Préparation d'un essai triaxial

La préparation d'un essai triaxial traverse les étapes suivantes :

a) Préparation de l'échantillon:

- La mise en place d'une membrane en néoprène ou latex de 0,3 mm d'épaisseur sur l'embase intérieur.
- L'assemblage du moule et le rabattement de la membrane sur celui-ci.
- La fabrication de l'échantillon par la méthode dite de "sous-compaction humide" pour les essais saturés réalisés sur l'appareil triaxial classique et par la méthode de pluviation à sec pour les essais réalisés sur l'appareil triaxial de précision.
- La stabilité de l'échantillon est assurée par l'application d'une décompression de 20 kPa pendant la période de préparation.

b) Les mesures des dimensions de l'échantillon :

- La hauteur de l'échantillon par un comparateur avant et après le démoulage.
- Le périmètre de l'échantillon par une bande de papier millimétré, en prenant la moyenne entre trois mesures effectuées en bas, au milieu et en haut de l'échantillon.

c) La fixation du système de mesure de déformation externe à la tête de l'échantillon pour les essais classiques et mise en place du système de mesure de déformation locale au milieu pour les capteurs radiaux et à une distance 1 cm par rapport aux deux extrémités de l'échantillon pour les capteurs axiaux comme indiqué dans la figure 2.3.

d) Pour les essais saturés à l'appareil triaxial classique, nous avons quelques étapes supplémentaires suivantes:

- Le montage de la cellule triaxiale qui consiste à poser la cellule en plexiglas et l'embase supérieure, ainsi qu'à serrer les tubes assurant sa fixation en empêchant toute excentricité pour les essais triaxiaux classiques.
- Le remplissage de la cellule d'eau jusqu'en haut de l'échantillon, et l'application d'une pression de confinement de 20 kPa, tout en annulant le vide à l'intérieur de l'échantillon. Cette pression assurera la stabilité de l'échantillon au cours de la phase de saturation.

- La saturation en plusieurs étapes :
  - La percolation de  $CO_2$ .
  - La circulation de l'eau désaérée.
  - Une consolidation isotrope à 20 kPa ou 100 kPa suivant l'essai à réaliser.
- e) La mesure du coefficient du Skempton B pour vérifier la saturation de l'échantillon.
- f) La réalisation de l'essai de cisaillement CID.

## 2.4.2 Préparation de l'échantillon

### 2.4.2.1 Méthodes de reconstitution des échantillons

Il existe plusieurs méthodes de reconstitution des échantillons en laboratoire. Dans notre étude, nous utilisons la méthode de sous compactage humide pour les essais saturés réalisés par l'appareil triaxial classique, et la méthode de pluviation à sec pour les essais secs réalisés par l'appareil triaxial de précision pour obtenir l'état le plus lâche possible du matériau.

#### 2.4.2.2 Méthode de sous compactage humide

La méthode de compactage par voie humide a été souvent utilisée pour obtenir des échantillons de sable très lâches [16], [23], [60].

Cette technique consiste à compacter le sable, préalablement malaxé avec une teneur en eau de 1% à 5%, par couches de hauteurs égales ou différentes. Cependant, les densifications importantes des couches inférieures sous l'action du damage des couches supérieures, créent des échantillons non homogènes. Castro [23] a identifié l'hétérogénéité des échantillons préparés avec une teneur en eau de 5% avec un compactage suivant dix couches de hauteurs identiques (9 mm). Les échantillons ont été consolidés à 100 kPa. Après la gélification des échantillons et l'estimation de la quantité d'eau dans des sections horizontales, il a constaté la non uniformité de la densité des éprouvettes.

Pour remédier à cette non uniformité de la densité, Ladd [63] a proposé la méthode de sous compactage humide, qui consiste à compacter chaque couche à une densité inférieure à la densité désirée. Le degré de sous compactage de chaque couche est prédéterminé moyennant le pourcentage de sous compactage  $U_n$ . Ce pourcentage de sous compactage en fonction du nombre de couche  $n_t$ , des pourcentages de sous compactage de la première couche  $U_{n1}$  et la dernière couche  $U_{nt}$  préalablement fixés. Pour une couche n, le pourcentage de sous compactage est déterminé par l'expression suivante :

$$U_n = U_{n1} - \frac{(U_{n1} - U_{nt})}{n_{t-1}}(n - 1) \quad (2.27)$$

Le paramètre  $U_{n1}$  varie entre 0 et 15% suivant la densité désirée, il peut même être négatif dans le cas où l'on vise de très hautes densités. Le paramètre  $U_{nt}$  est généralement considéré comme égale à 0.

La hauteur des couches est ensuite déterminée en fonction du pourcentage de sous compactage humide obtenu pour chaque couche, par la relation :



$$h_n = \frac{h_t}{n_t}((n-1) + (1 + \frac{U_n}{100})) \quad (2.28)$$

Où  $h_n$  représente la hauteur cumulée de la couche courante et celles des couches inférieures déjà fabriquées, et  $h_t$  est la hauteur totale de l'échantillon.

Ladd [63] a limité la hauteur maximale de chaque couche en fonction du paramètre de l'échantillon, par exemple, si le diamètre est inférieur à 102 mm, la hauteur de chaque couche sera limitée à 25 mm.

La capacité de cette méthode à reproduire un état de sable très lâche était l'une des premières raisons qui nous a conduit à son utilisation. D'autre part, des comparaisons étaient prévues entre nos essais et ceux de Finge et d'Ibraim sur des échantillons de sable lâche reconstitués par sous compactage humide, d'où l'importance de réaliser des comparaisons sur des échantillons préparés par la même procédure. En plus, cette méthode est facile à mettre en œuvre surtout que les moyens expérimentaux indispensables sont disponibles.

Tous les échantillons préparés par la méthode de damage humide, présentés dans cette étude, ont été fabriqués avec la même masse de billes de verre de 380g, avec une teneur en eau de 2%. Les billes de verre ont été déposées dans le moule cylindrique à l'aide d'une cuillère avec une hauteur de chute nulle, et compactées suivant cinq couches de poids égal. Un dameur ayant un diamètre de la moitié de celui de l'échantillon a été utilisé. Tous les échantillons avaient un diamètre identique de 7 cm.

#### 2.4.2.3 Méthode de pluviation à sec

Cette méthode est simple à mettre en œuvre. Le matériau "billes de verre" est versé dans l'échantillon par un entonnoir avec une faible hauteur de chute (proche de zéro). Cette méthode nous permet d'obtenir des échantillons de type moyennement lâche. Cette méthode est utilisée pour les essais réalisés par l'appareil triaxial de précision en raison de l'absence de coque en plexiglas pour appliquer une pression externe de confinement.

Tous les essais de cette série ont été fabriqués avec la même masse de billes de verre de 405 g avec le nombre d'utilisations d'un même échantillon augmenté jusqu'à l'absence de stick-slip.

#### 2.4.2.4 Saturation et consolidation

Pour les séries d'essais saturés en eau, la saturation des échantillons est réalisée d'abord par une circulation de CO2 sous un faible gradient de pression d'environ 2 kPa de manière à ce que le gaz carbonique sorte lentement (goutte à goutte) pendant 30 à 90 minutes. Ensuite on réalise la saturation en eau désaérée, celle-ci traverse l'échantillon de bas en haut pendant quelques heures jusqu'à ce que la quantité totale d'eau transitée dans le matériau soit au moins à deux fois le volume initial de l'échantillon. La vitesse de l'eau traversant l'échantillon doit être petite pour que la saturation se produise complètement.

Pendant la saturation, nous observons une densification de l'échantillon traduite par une augmentation de la déformation axiale. Ce phénomène est accentué dans le cas des

échantillons fabriqués avec la méthode de sous compactage humide. D'abord, la faible quantité de l'eau de 2% permet d'assurer une faible cohésion capillaire car cette cohésion autorise une faible densité de fabrication. Au cours de la saturation, l'eau occupe les vides dans l'échantillon et supprime les forces intergranulaires provoquant ainsi l'effondrement de la structure interne. Les variations des déformations axiales sont déterminées automatiquement à l'aide, soit du système local LVDT, soit du capteur posé sur la tête de l'échantillon ( $\Delta h$ ). Ces mesures ont permis d'estimer la variation de l'indice des vides pendant cette saturation.

Après l'étape de saturation, nous gardons toujours une contrainte effective de consolidation de 20 kPa, la pression dans la cellule et la contre-pression sont augmentées respectivement jusqu'à 220 et 200 kPa, puis la pression de la cellule jusqu'à 300 kPa. Une contre-pression de 200 kPa est suffisamment élevée pour dissoudre le reste du gaz carbonique contenu dans l'échantillon et pour obtenir des coefficients de Skempton B.

#### *Détermination du coefficient de Skempton:*

Pour déterminer le degré de saturation d'un échantillon, Skempton propose une formule qui relie la variation de pression interstitielle aux contraintes appliquées sur l'échantillon :

$$\Delta u = B[\Delta\sigma_3 + A(\Delta\sigma_1 + \Delta\sigma_3)] \quad (2.29)$$

Dans le cas d'un chargement isotrope :  $\Delta\sigma_1 = \Delta\sigma_3$  et  $A=0 \Rightarrow \Delta u = B \Delta\sigma_3$

Pour déterminer le degré de saturation de l'échantillon, un incrément de contrainte isotrope ( $\Delta\sigma_3=100$  kPa) a été appliqué en laissant le robinet de drainage fermé et la valeur de la pression interstitielle a été lue à l'aide du capteur de pression interstitielle, ce qui permet de calculer le coefficient B. Un échantillon est considéré comme correctement saturé si le coefficient de Skempton est supérieur à 0,95. Pour les séries saturées en eau, les valeurs de B obtenues sont comprises entre 0,94 et 0,96.

### 2.4.3 Estimation de l'indice des vides

L'indice des vides varie pendant les différentes phases de l'essai telles que la préparation, le montage de la cellule, l'application de la pression de 20 kPa pour maintenir l'échantillon et la consolidation. Ainsi l'indice des vides à la fin de la consolidation isotrope est estimé ici à partir de l'indice des vides de fabrication au cours de ces différentes phases.

Dans notre étude, nous devons distinguer deux cas : échantillon sec testé sur l'appareil triaxial de précision et échantillon saturé testé sur l'appareil triaxial classique. Le calcul de l'indice des vides dans le cas de l'échantillon sec est plus simple que celui de l'échantillon saturé. En effet, la variation de volume dans le cas sec est calculée grâce aux mesures de déformation axiale par des capteurs axiaux posés sur la tête de l'échantillon et de déformation radiale par des capteurs radiaux situés au milieu de l'échantillon. L'indice des vides dans ce cas est calculé en adoptant certaines hypothèses de calcul telle qu'une déformation de l'échantillon cylindrique au cours de l'essai. Par contre, l'estimation de l'indice des vides dans le cas saturé en utilisant le capteur de volume s'avère plus délicate. Dans cette partie, pour les essais saturés en eau, nous proposons deux méthodes pour déterminer l'indice des vides.

### 2.4.3.1 Détermination de l'indice des vides à partir des mesures directes de l'échantillon

Pour calculer la variation de l'indice des vides, nous avons adopté la procédure suivante :

- a) Mesurer les déplacements de l'échantillon à l'aide du capteur ( $\Delta h$ ) ou du système de mesures locales par les capteurs LVDT.
- b) Puis déterminer le déplacement radial de l'échantillon et donc le diamètre en utilisant les valeurs du déplacement axial enregistrées et les résultats obtenus aux essais de consolidation isotrope. Après la phase de saturation, l'échantillon étant complètement saturé, l'indice des vides  $e_c$ , au début de l'essai drainé, s'exprime par la relation :

$$e_c = \frac{\rho_s V_c}{m_s} - 1 \quad (2.30)$$

Où:

$\rho_s$  la masse volumique des grains.

$m_s$  le poids sec du sable.

$V_c$  le volume total de l'échantillon au début du cisaillement.

Le volume total  $V_c$  est obtenu par la relation suivante :

$$V_c = \frac{4\pi D_o^2 H_o}{4} - \Delta V_{12} - \Delta V_a - \Delta V_{cons} \quad (2.31)$$

Ici,

$V_o$ ,  $H_o$  sont le diamètre initial et la hauteur initiale de fabrication de l'échantillon.

$\Delta V_{12}$  est la variation de volume durant les phrases de préparation et de saturation.

$\Delta V_{cons}$  et  $\Delta V_a$  sont les variations du volume pendant la consolidation isotrope ou anisotrope et au cours de l'accrochage.

En prenant le rapport  $i = \frac{\varepsilon_v}{\varepsilon_1}$ , l'expression de  $\Delta V_{12}$  devient :

$$\Delta V_{12} = \frac{4\pi D_o^2 H_o}{4} \varepsilon_v \quad (2.32)$$

ou bien:

$$\Delta V_{12} = \frac{4\pi D_o^2 i}{4} \delta_h \quad (2.33)$$

Avec  $\delta_h$  est la variation de hauteur de l'échantillon pendant ces deux phrases.

Le calcul de l'indice des vides  $e_c$  comporte évidemment des incertitudes. Ces incertitudes sont introduites par les mesures directes de chaque composante des équations au-dessus. Nous considérons ces composantes comme des variables aléatoires représentées chacune par la moyenne  $m$  et l'écart-type  $\sigma$ .

### 2.4.3.2 Détermination de l'indice des vides par pesée

Dans le cas de l'essai saturé en eau, nous pouvons déterminer l'indice des vides par pesée en supposant que la section de l'échantillon est inchangée jusqu'à la fin de la consolidation. Cette méthode est utilisée quand nous ne connaissons pas exactement le rapport  $i$ . Nous pouvons calculer l'indice des vides en déterminant la quantité d'eau dans l'échantillon à la fin de l'essai à travers les étapes suivantes:

- 1) A la fin d'essai, fermeture du robinet de drainage.
- 2) Annulation de la pression interstitielle et de la pression de cellule, et le démontage de la cellule.
- 3) Récupération soigneuse de l'échantillon dans un petit récipient, avec la membrane et les papiers filtres déposées initialement contre les deux embases inférieure et supérieure.
- 4) Récupération de l'eau et du sable restant sur les embases par un petit bout de papier, et dépose de l'ensemble dans le récipient.
- 5) Pesée directe du récipient et de son contenu.
- 6) Séchage complet dans une étuve ayant la température d'environ  $100^{\circ}\text{C}$ .
- 7) Pesée après séchage. Calcul de la masse de l'eau dans l'échantillon.

$$m_{\text{eau}} = m_{\text{avantséchage}} - m_{\text{aprèsséchage}} \quad (2.34)$$

- 8) Calcul de l'indice des vides par:

$$e = \frac{m_{\text{eau}}\rho_s}{m_s\rho_{\text{eau}}} \quad (2.35)$$

Les résultats de cette méthode de pesée sont présentés pour quelques essais sur la figure 2.24 pour comparaison avec les valeurs estimées par la méthode de calcul décrite au-dessus.

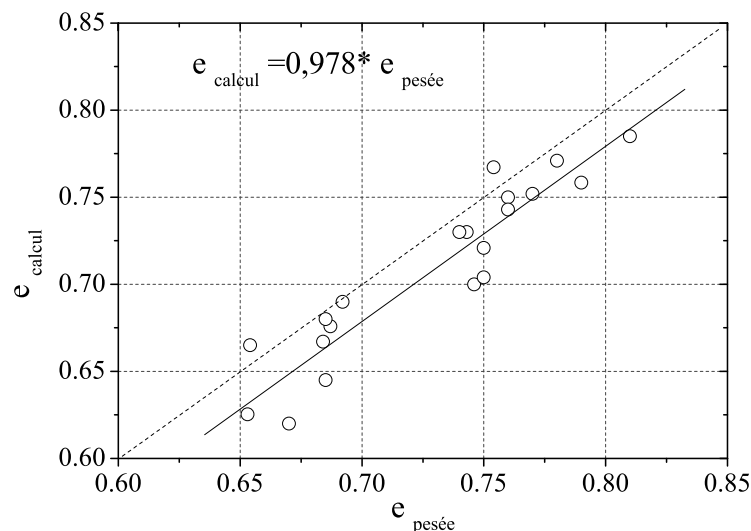


FIG. 2.24 – Comparaison des indices des vides estimés par calcul et par pesée.

On note que les résultats sont assez dispersés, mais la variation des indices des vides est assez étroite. Une relation linéaire entre les indices des vides déterminés par pesée et par

calcul est obtenue avec un coefficient proportionnel de 0,978. Ces deux méthodes donnent des résultats relativement proches. Les résultats obtenus par mesure des dimensions des échantillons seront retenus, étant donné que cette méthode permet la détermination des indices des vides pour les différentes phases de l'essai.

## 2.5 Principe d'un essai

Après les phases de montage et de saturation (en cas d'essai saturé), la première étape de l'essai consiste à consolider le matériau. Une consolidation isotrope a été adoptée pour l'ensemble de nos essais de manière différente selon que les conditions d'essais sont sèches ou saturées en eau.

### 2.5.1 Essai triaxial classique saturé

Pour les essais saturés en eau réalisés sur l'appareil triaxial classique, le chemin de consolidation fait passer la pression effective de 20 kPa aux valeurs auxquelles sont réalisés les essais de cisaillement. Dans notre étude, ces valeurs sont de 50, 100, 200 et 400 kPa. Dans la phase de consolidation isotrope, nous distinguons deux étapes. Pour la première étape, nous gardons la valeur de pression effective à la valeur initiale (20kPa) en augmentant successivement les pressions de cellule et la pression interstitielle ( $\sigma_3/u_o$  de 20/0 à 220/200 kPa). Ensuite, pour la deuxième étape, la pression de cellule augmente de 220 kPa jusqu'à la valeur finale de l'essai de cisaillement. La vérification du degré de saturation est réalisée par la mesure du coefficient de Skempton. Le coefficient de Skempton de nos essais, mentionné ci-dessus, atteint 0,94 à 0,96. On obtient alors une saturation complète.

### 2.5.2 Essai triaxial de précision sec

Pour les essais en conditions sèches en utilisant l'appareil triaxial de précision, la pression de confinement dans le chemin de consolidation passe de 20 kPa à 80 kPa avec un déviateur de contrainte  $q = \sigma_1 - \sigma_3$  maintenu à une valeur nulle de type cycles quasi statiques et de propagation d'ondes. Dans ce cas, nous complétons les caractérisations complémentaires avec les paramètres élastiques par la méthode des sollicitations cycliques en petites déformations (de  $10^{-6}$  à  $10^{-5}$  m/m) et par la méthode de propagation d'ondes à l'état isotrope et celles de chaque stick-slip à l'état anisotrope.

Au cours de cette consolidation isotrope, des investigations en petites déformations sont effectuées en différents états de contrainte isotrope: 20, 30, 40, 60 et 80 kPa. Les points suivants sont bien respectés au cours des essais :

- Le passage d'un point d'investigation à un autre doit se faire par consolidation isotrope en une à deux minutes.
- La consolidation en chacun de ces points est d'environ 10 minutes pour que la déformation soit stable.
- Les mesures de variation de taille et de volume de l'échantillon sont effectuées.
- Les mesures dynamiques sont faites ensuite. Elles consistent à enregistrer les signaux d'arrivée et de sortie fournis par les éléments piézo-électriques.

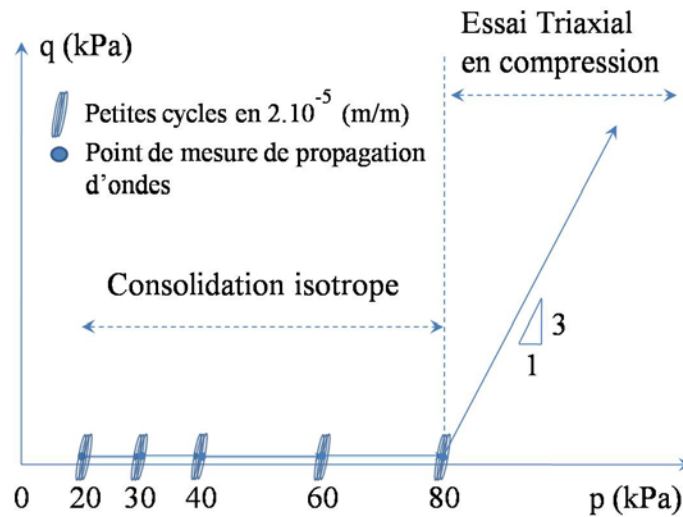


FIG. 2.25 – Chemin de contrainte suivi pour l'essai dans le plan  $(q-p)$

- Une sollicitation cyclique en petite déformation axiale est ensuite appliquée à l'échantillon, afin de déterminer le module quasi élastique.

Lorsque le processus de consolidation d'essais est terminé, un chargement triaxial monotone en compression est réalisé jusqu'en grandes déformations (20%), avec une vitesse d'écrasement constante  $v=6 \mu\text{m}/\text{min}$ .

## 2.6 Programme d'essais

Le programme d'essais réalisé au cours de cette étude est réparti en cinq séries d'essais dans lesquelles les quatre premières séries sont réalisées sur l'appareil triaxial classique en conditions saturées en eau et la dernière série est réalisée sur l'appareil triaxial de précision en conditions sèches :

- Série d'essais  $n^{\circ}1$  liée à l'étude de l'influence de la pression de confinement sur le comportement des billes de verre. Dans cette série d'essais, la contrainte de confinement  $\sigma_{3c}$  varie de 50 kPa à 400 kPa et la vitesse est constante  $v=0,2$  mm/min.
- Série d'essais  $n^{\circ}2$  sur l'étude de l'effet de la vitesse. Dans chaque essai, la vitesse est changée cinq fois  $v=0,1-0,2-0,5-2-0,2$  mm/min.
- Série d'essais complémentaire  $n^{\circ}3$  sur l'étude de la taille des billes. Trois types de taille des billes  $d=0,3; 0,5; 0,7$  mm sont utilisés dans cette étude.
- Série d'essais  $n^{\circ}4$  concernant l'étude du rôle du paramètre "N : nombre d'utilisations". Dans cette série, nous répétons plusieurs fois l'essai à contrainte de confinement  $\sigma_{3c}=100$  kPa sur le même échantillon de billes de verre, jusqu'à l'absence des stick-slips. Quel facteur influence l'absence totale des stick-slips? Une étude au niveau microscopique sera réalisée dans le quatrième chapitre.

- e) La dernière série d'essais  $n^{\circ}5$  est similaire à la quatrième série, mais avec une contrainte de confinement  $\sigma_{3c}=80$  kPa. Elle est réalisée sur l'appareil triaxial de précision. Les essais quasi-statiques et dynamiques sont réalisés aux cinq points d'investigation de l'état isotrope correspondant à  $\sigma_{3c}=20, 30, 40, 60$  et  $80$  kPa de chaque essai.

Les quatre premières séries d'essais de billes saturées en eau mettent en évidence l'effet de la pression de confinement  $\sigma_{3c}$ , l'effet de la vitesse de déformation  $d\varepsilon_1/dt$  et le rôle du nombre d'utilisations  $N$  sur le comportement des billes de verre. Dans ce cas, nous fabriquons l'échantillon à l'état très lâche avec la méthode de sous compactage humide. Le comportement des billes de verre est contractant.

En s'inspirant des travaux d'Adjemian [2], pour la série de changement de vitesse de déformation, nous commençons à une vitesse de déformation de  $0,1$  mm/min, et doublons cette vitesse à  $0,2$  mm/min, ensuite à  $0,5$  mm/min avant de la quadrupler à  $2$  (mm/min) et de la faire redescendre à la valeur de  $0,2$  mm/min. De cette façon, nous pouvons étudier l'influence de la vitesse sans trop augmenter le nombre d'essais.

La dernière série d'essais a été réalisée en conditions sèches sur l'appareil triaxial de précision. Cette série d'essais a pour but de remettre en évidence le rôle du nombre d'utilisations des billes comme la troisième série mais avec un autre appareil. De plus, l'étude des caractéristiques du matériau modèle en petites déformations avec des méthodes d'investigation est aussi l'objectif de ce mémoire. En effet, le comportement en très petites déformations est caractérisé à partir de l'application de sollicitations cycliques axiales de très faibles amplitudes. Les amplitudes des déformations axiales ne dépassent pas  $2.10^{-5}(m/m)$ . Nous réalisons plusieurs cycles jusqu'à ce que ceux-ci soient bien fermés et stabilisés. Les caractéristiques à ce moment sont considérées comme quasi-élastiques. Un autre point d'investigation est l'utilisation de la méthode de propagation d'ondes de cisaillement et de compression au sein de l'échantillon, en considérant des propagations verticales et horizontales. Dans ce cas, les méthodes d'intervention en appliquant la théorie des milieux continus sont utilisées pour déterminer les caractéristiques élastiques du matériau.

Remarquons que tous les essais sont réalisés sur un même type d'échantillon de hauteur  $H=7$  cm et de diamètre  $D=7$  cm.

Le tableau suivant regroupe l'ensemble des essais réalisés au cours de cette étude. La campagne expérimentale comprend 20 essais sur l'appareil triaxial classique et 6 essais sur l'appareil triaxial de précision. Le classement de ces essais en cinq séries d'essais mentionnées précédemment est également précisé.

	Essai	Méthode de fabrication	masse (g)	d ( $\mu\text{m}$ )	d/D	Nb	$\sigma'_3$ (kPa)	Vitesses ( $\mu\text{m}/\text{min}$ )	$e_o$ ( $D r_o$ )	$e_c$ ( $D r_c$ )
Essais préliminaires	D15P100v200Sa <sup>p</sup>	Sous-compaction humide	420	1500	0,021	$1,11 \cdot 10^5$	100	200	0,692(-71)	0,691(-70)
	D15P100vvaSa <sup>p</sup>	Sous-compaction humide	420	1500	0,021	$1,11 \cdot 10^5$	100	<i>multi</i> - $v^p$	0,687(-67)	0,680(-60)
	D15P100vvaSc <sup>p</sup>	Pluviation à sec	420	1500	0,021	$1,14 \cdot 10^5$	100	<i>multi</i> - $v^p$	0,657(-38)	0,654(-35)
	D15P100v40Sa <sup>p</sup>	Sous-compaction humide	420	1500	0,021	$1,14 \cdot 10^5$	100	40	0,653(-34)	0,652(-32)
	D7P100vvaSa <sup>p</sup>	Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,07 \cdot 10^6$	100	<i>multi</i> - $v^p$	0,743(-50)	0,741(-49)
	D7P100v200Sc <sup>p</sup>	Pluviation à sec	406	700	0,01	$1,11 \cdot 10^6$	100	200	0,670(14)	0,653(29)
	D7P100v200Sa <sup>p</sup>	Sous-compaction humide	400	700	0,01	$1,10 \cdot 10^6$	100	200	0,685(1)	0,654(28)
	D7P100vvaSa <sup>p</sup>	Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,06 \cdot 10^6$	100	<i>multi</i> - $v^p$	0,746(-53)	0,672(12)
	D7P100vvaSa <sup>p</sup>	Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,06 \cdot 10^6$	100	<i>multi</i> - $v^p$	0,754(-51)	0,751(-47)
	Série n°1	D7P50v200Sa	Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,05 \cdot 10^6$	50	200	0,760(-65)
D7P100v200Sa		Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,05 \cdot 10^6$	100	200	0,760(-65)	0,736(-44)
D7P200v200		Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,05 \cdot 10^6$	200	200	0,760(-65)	0,724(-34)
D7P400v200Sa		Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,07 \cdot 10^6$	400	200	0,740(-48)	0,703(-15)
Série n°2	D7P50vvaSa	Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,06 \cdot 10^6$	50	<i>multi</i> - $v^i$	0,750(-57)	0,730(-39)
	D7P100vvaSa	Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,05 \cdot 10^6$	100	<i>multi</i> - $v^i$	0,760(-65)	0,733(-42)
	D7P200vvaSa	Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,05 \cdot 10^6$	200	<i>multi</i> - $v^i$	0,760(-65)	0,739(-47)
	D7P400vvaSa	Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,07 \cdot 10^6$	400	<i>multi</i> - $v^i$	0,74(-48)	0,712(-23)
Série n°3	D3P50vvaSa	Sous-compaction humide	380	300	0,0043	$13,3 \cdot 10^6$	50	<i>multi</i> - $v^i$	0,821(-74)	0,791(-54)
	D5P50vvaSa	Sous-compaction humide	380	500	0,0071	$2,87 \cdot 10^6$	50	<i>multi</i> - $v^i$	0,760(-28)	0,757(-25)
Série n°4	D7N1P100v200Sa	Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,03 \cdot 10^6$	100	200	0,810(-110)	0,803(-104)
	D7N2P100v200Sa	Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,04 \cdot 10^6$	100	200	0,800(-101)	0,796(-93)
	D7N3P100v200Sa	Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,05 \cdot 10^6$	100	200	0,790(-93)	0,782(-85)
	D7N4P100v200Sa	Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,05 \cdot 10^6$	100	200	0,780(-83)	0,777(-81)
	D7N5P100v200Sa	Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,06 \cdot 10^6$	100	200	0,774(-78)	0,770(-76)
	D7N6P100v200Sa	Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,07 \cdot 10^6$	100	200	0,763(-68)	0,760(-65)
	D7N7P100v200Sa	Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,07 \cdot 10^6$	100	200	0,752(-58)	0,750(-56)
	D7N8P100v200Sa	Sous-compaction humide	380	700	0,01	$1,07 \cdot 10^6$	100	200	0,750(-57)	0,740(-54)
Série n°5	D7N1P80v6Sc*	Pluviation à sec	420	700	0,01	$1,11 \cdot 10^6$	80	6	0,687(-0,8)	0,608(38)
	D7N2P80v6Sc*	Pluviation à sec	420	700	0,01	$1,11 \cdot 10^6$	80	6	0,685(0,8)	0,609(39)
	D7N3P80v6Sc*	Pluviation à sec	420	700	0,01	$1,11 \cdot 10^6$	80	6	0,684(1,8)	0,611(44)
	D7N4P80v6Sc*	Pluviation à sec	420	700	0,01	$1,11 \cdot 10^6$	80	6	0,681(4,4)	0,612(47)

TAB. 2.5 – Récapitulatif de l'ensemble des essais triaxiaux réalisés sur les billes de verre. "*multi* -  $v^i$ " correspond aux vitesses " $0,1-0,2-0,5-2-0,2$  mm/min".  $e_o$  et  $e_c$  sont les indices des vides à la fabrication et en début de cisaillement.



Nous expliquons la désignation utilisée dans ces essais présentés dans le tableau 2.5 comme suit:

- Le premier indice après D désigne la taille des grains.
- Le second indice après N concerne le nombre d'utilisations des billes.
- Le troisième après P indique la pression de confinement à laquelle est réalisé l'essai d'écrasement.
- Le chiffre suivant indique la vitesse d'écrasement en  $\mu m/mm$ .
- Et ensuite indiqué l'état de l'échantillon. "Sa" correspond à l'état saturé en eau. "Sc" correspond à l'état sec de l'échantillon.
- Enfin, le p correspond aux essais préliminaires et le \* indique l'appareil triaxial de précision.

Par exemple : l'essai  $D7N3P80v6Sc^*$  correspond au troisième écrasement des billes de verre de  $700 \mu m$  à l'appareil triaxial de précision sous une contrainte de confinement de 80 kPa avec une vitesse d'écrasement de  $6 \mu m/mm$ .

## 2.7 Résultats expérimentaux préliminaires sur les billes de verre

L'étude des résultats préliminaires a pour objectif de mieux comprendre le comportement des billes de verre de faible densité. Puis nous choisissons les séries d'essais pour obtenir le comportement des billes de verre lâches caractérisé par une relation contrainte - déformation axiale sans pic et une déformation volumique contractante. Dans ce programme d'essais préliminaires, nous utilisons deux types de billes de verre ayant un diamètre de  $700 \mu m$  et  $1500 \mu m$  avec deux méthodes de fabrication différentes : "pluviation à sec" et "sous-compaction humide" et faisons varier la masse des billes de verre pour obtenir le comportement contactant correspondant à l'état des billes de verre le plus lâche possible.

### 2.7.1 Présentation des résultats préliminaires sur l'appareil triaxial classique

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats globaux des essais préliminaires obtenus au cours de chargement monotone en compression sur l'appareil triaxial classique. La figure 2.26, montre deux premiers essais de billes de verre de  $700 \mu m$  fabriqués selon les deux méthodes "pluviation à sec" (hauteur nul) et "sous-compaction humide". Ces essais sont réalisés à partir d'un état de contrainte isotrope à 100 kPa avec la vitesse d'écrasement constante égale à 0,2 mm/min pour l'essai  $D7P100v200Sc^p$  et la vitesse variable pour l'essai  $D7P100vvaSa^p$ . L'indice des vides initial de fabrication pour l'essai monté par la méthode "pluviation à sec" est de 0,653 soit une compacité  $\Phi = 0,605$  et celui monté par la méthode "sous-compaction humide" est de 0,741 soit une compacité  $\Phi = 0,574$ .

La figure 2.26 présente les courbes globales typiques de réponse du matériau de billes de verre dans les différents espaces de contraintes - déformations au cours de chargement

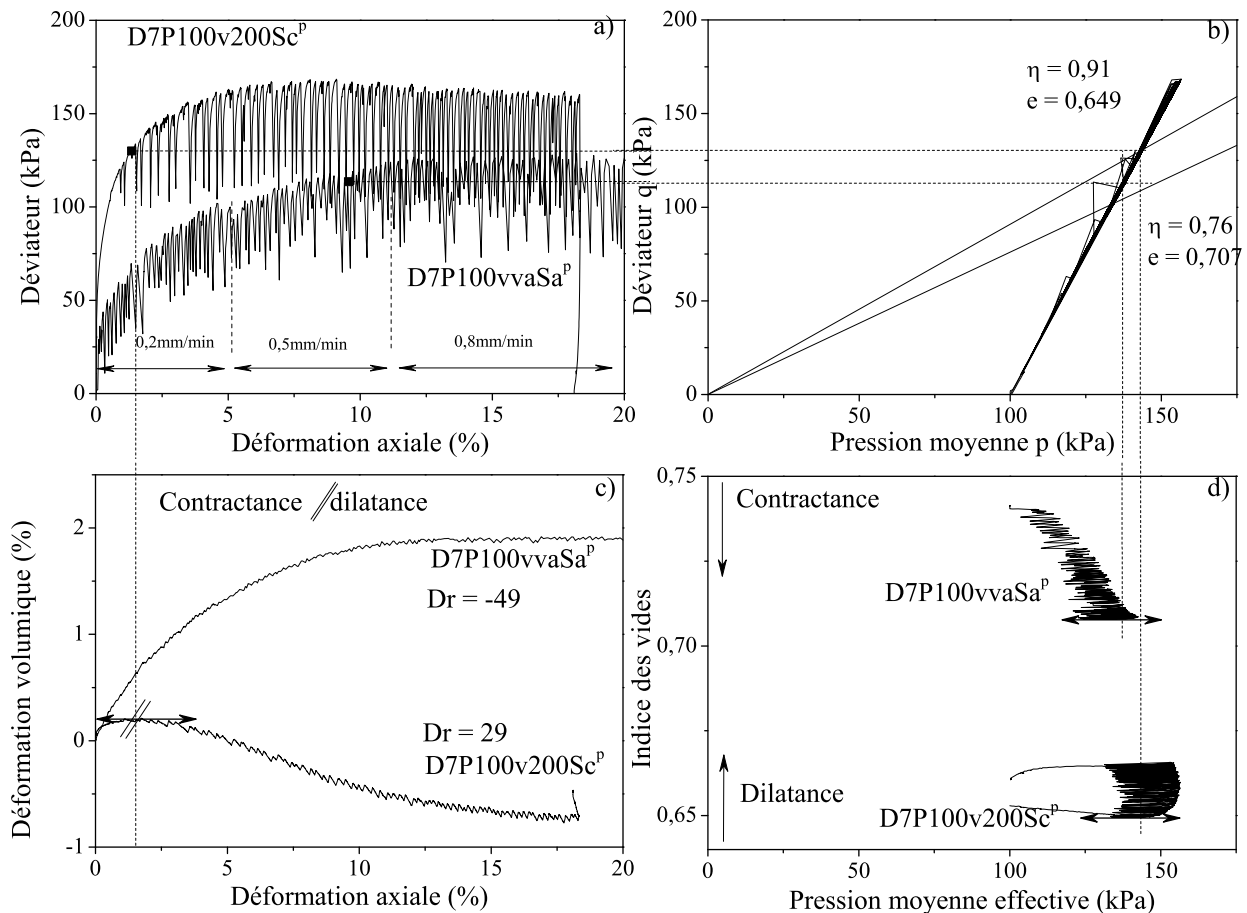


FIG. 2.26 – Relations globales de contraintes - déformations des essais préliminaires  $D7P100v200Sc^p$  et  $D7P100vvaSa^p$  sur l'appareil triaxial classique. Billes de verre,  $d=0,7$  mm, contrainte de confinement,  $\sigma_{3c}=100$  kPa.

déviatorique. L'évolution des déformations volumiques, figure 2.26c, fait apparaître le phénomène de contractance ou de contractance-dilatance caractéristique des matériaux granulaires suivant l'état du matériau. L'essai  $D7P100vvaSa^p$  fabriqué selon la méthode de "sous-compaction humide" à l'indice des vides 0,741 présente une relation de contrainte-déformation sans pic et les déformations volumiques sont toujours contractantes. Par contre, l'essai  $D7P100v200Sc^p$  ayant l'indice des vides 0,653 présente un comportement contractant-dilatant et tend vers un état critique. La figure 2.26b montre une droite avec un rapport de contrainte  $\eta = q/p$ , pour lequel se produit un écoulement plastique à volume constant. Pour une pression de confinement égale à 100 kPa pour deux valeurs initiales d'indice des vides, le rapport de contrainte  $\eta = q/p$  passe de 0,76 à 0,91 pour les billes de verre.

Intéressons-nous à un autre résultat préliminaire sur les billes de verre 1,5 mm. La figure 2.27 présente les résultats globaux de la réponse des billes de verre 1,5 mm au cours de chargement monotone. Deux méthodes de fabrication indiquées au dessus donnent un indice des vides initiale égale à 0,654 ( $\phi = 0,604$ ) et 0,652 ( $\phi = 0,605$ ) pour les deux essais  $D15P100vvaSc^p$  et  $D15P100v40Sa^p$ .

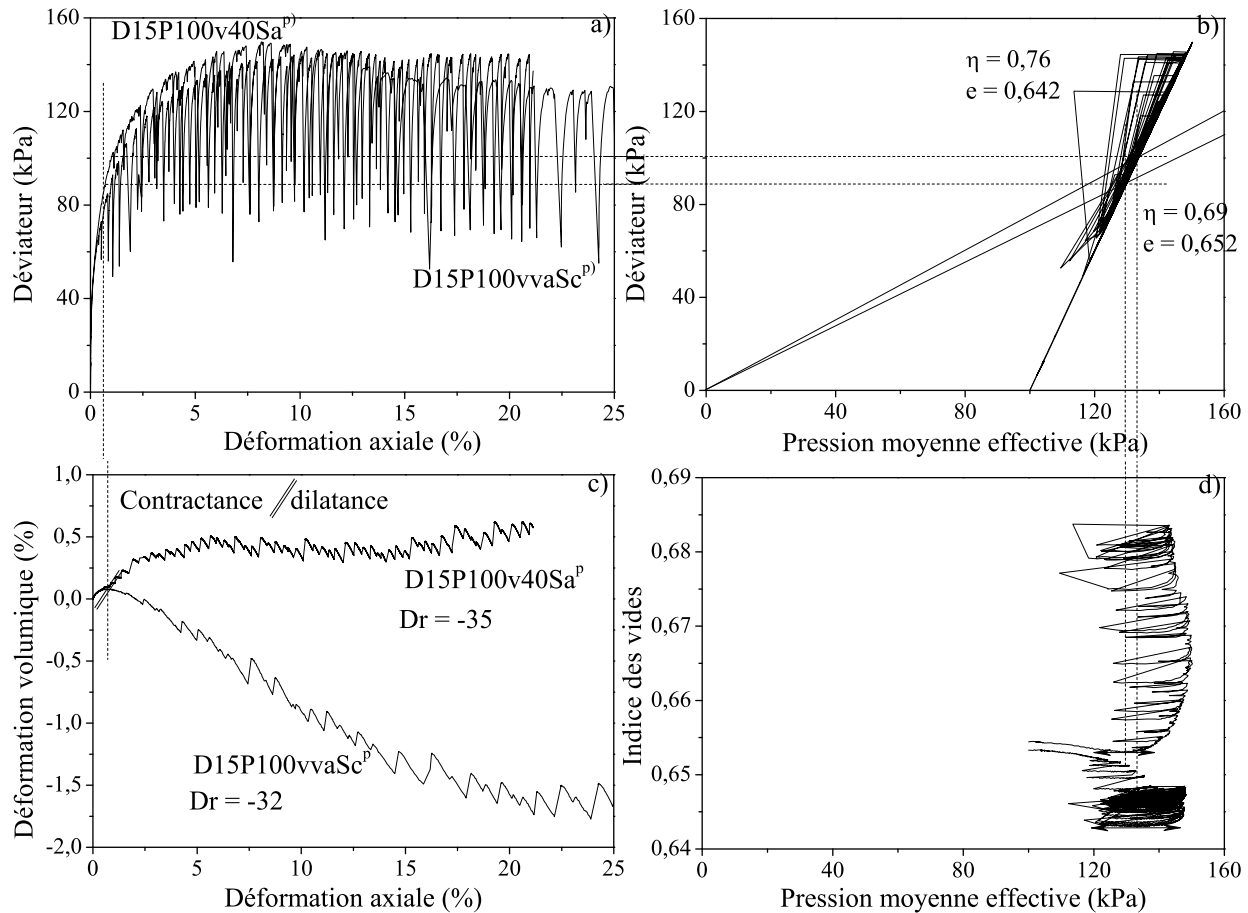


FIG. 2.27 – Relations globales de contraintes - déformations des essais préliminaires  $D15P100vvaSc^p$  et  $D15P100v40Sa^p$  sur l'appareil triaxial classique. Billes de verre,  $d=1500 \mu m$ , contrainte de confinement,  $\sigma_{3c}=100 \text{ kPa}$ .

Fabriqué par la méthode "pluviation à sec", l'échantillon de l'essai  $D15P100vvaSc^p$  présente un comportement contractant - dilatant pour une vitesse de cisaillement moyenne ou grande. Sur la figure 2.27, on trouve qu'il existe un pic sur la courbe contrainte - déformation et que les déformations volumiques sont dilatantes. Lorsqu'on change la méthode de fabrication par la méthode "sous-compaction humide", l'essai  $D15P100v40Sa^p$  exprime globalement un comportement faiblement contractant du matériau de billes de verre de 1,5 mm même pour la faible vitesse  $v=0,04 \text{ mm/min}$ . Sur la figure 2.27b, il semble que la pente de la droite dans le plan contrainte - pression moyenne diminue lorsque le diamètre des billes augmente. En effet, la méthode de fabrication "sous-compaction humide" favorise l'initiation de l'instabilité du comportement alors que la méthode de fabrication "pluviation à sec" favorise un comportement plus stable. Le modèle macropore suggère deux structures bien différenciées, à savoir, pour la méthode "sous-compaction humide", une structure irrégulière dans laquelle prédominent des agrégats et des macropores, très contractante et instable, et pour la méthode "pluviation à sec", une structure régulière, sans macropores, plus dilatante et plus stable. De plus, les petites billes semblent favoriser l'obtention d'un milieu foisonné grâce à la cohésion capillaire résultante de la formation

des ménisques aux contacts intergranulaires.

Donc, les résultats préliminaires nous montrent que le choix des billes de verre de 700  $\mu m$  avec la méthode de fabrication "sous-compaction humide" est indiqué pour obtenir un comportement contractant. L'indice des vides initial des essais à l'état lâche est autour de 0,74 correspondant à une compacité de 0,57 et une densité relative de -48% pour une masse de 380 grammes.

## 2.7.2 Observations du comportement des billes de verre lâches saturées

On constate une grande différence entre le comportement mécanique obtenu pour les billes de verre et le comportement classique obtenu pour les matériaux sableux comme le sable d'Hostun, figure 2.28 ci-dessous. Ici, nous présentons le comportement de référence du sable d'Hostun RF très lâche sous la même contrainte de confinement, sous la même vitesse de déformation, et en utilisant la même méthode de fabrication "sous-compaction humide".

Le sable d'Hostun présente un comportement très connu dans les laboratoires. Les courbes déviateur - déformation axiale et déformation volumique - déformation axiale sont lisses et régulières. La relation contrainte et déformation est sans pic avec une plastification progressive jusqu'à la valeur asymptotique finale en grande déformation, et la déformation volumique est toujours contractante. C'est une caractéristique de sable très lâche. Le comportement des matériaux classiques est donc caractérisé par un régime quasi-statique. Les réponses mécaniques ne dépendent pas de la vitesse de déformation  $d\varepsilon_1/dt$  sous une compression monotone triaxiale. Ce comportement classique est montré par la figure 2.28 à gauche obtenue pour le sable d'Hostun à l'état très lâche ( $Dr = 19\%$ ) sous une pression de confinement  $\sigma_{3c} = 100$  kPa, une vitesse d'écrasement  $v=0,2$  mm/min, et par la méthode de compactage humide.

Par contre, la figure 2.28 à droite montre le comportement obtenu pour les billes de verre sphériques de diamètre 700  $\mu m$  dans les mêmes conditions que l'essai triaxial de sable d'Hostun RF. Pour les billes de verre, la densité relative obtenue est à -44% par rapport à 19% pour le sable d'Hostun. Comme le sable très lâche, la relation de contrainte et déformation axiale est sans pic et la déformation volumique est contractante. Pourtant, les deux courbes montrent un comportement saccadé avec des variations importantes et synchronisées de déviateur et de déformation volumique. Ces variations brusques se produisent tout le long de l'écrasement de façon quasi-cyclique depuis le début de l'essai jusqu'en grandes déformations. Ces variations se nomment "stick-slip" pour se différencier du comportement normal de sable très lâche. Sur les agrandissements des relations déviateur de contrainte - déformation, nous remarquons l'existence des petites chutes entre des grandes chutes. Pour distinguer ces deux phénomènes de fluctuation et du stick-slip, la valeur choisie de l'amplitude de déviateur est de 3 kPa et celle de déformation volumique est de  $5 \cdot 10^{-4}$ . Ces choix de la taille minimal de l'amplitude de déviateur et de déformation volumique sont largement plus grands que la résolution mesurée des capteurs (tableau 2.1). Toutes les chutes ayant une amplitude dépassant 3 kPa pour le déviateur et  $5 \cdot 10^{-4}$  pour la déformation volumique sont considérées comme des stick-slips. Par conséquent, toutes les chutes dont l'amplitude de déviateur et de déformation volu-

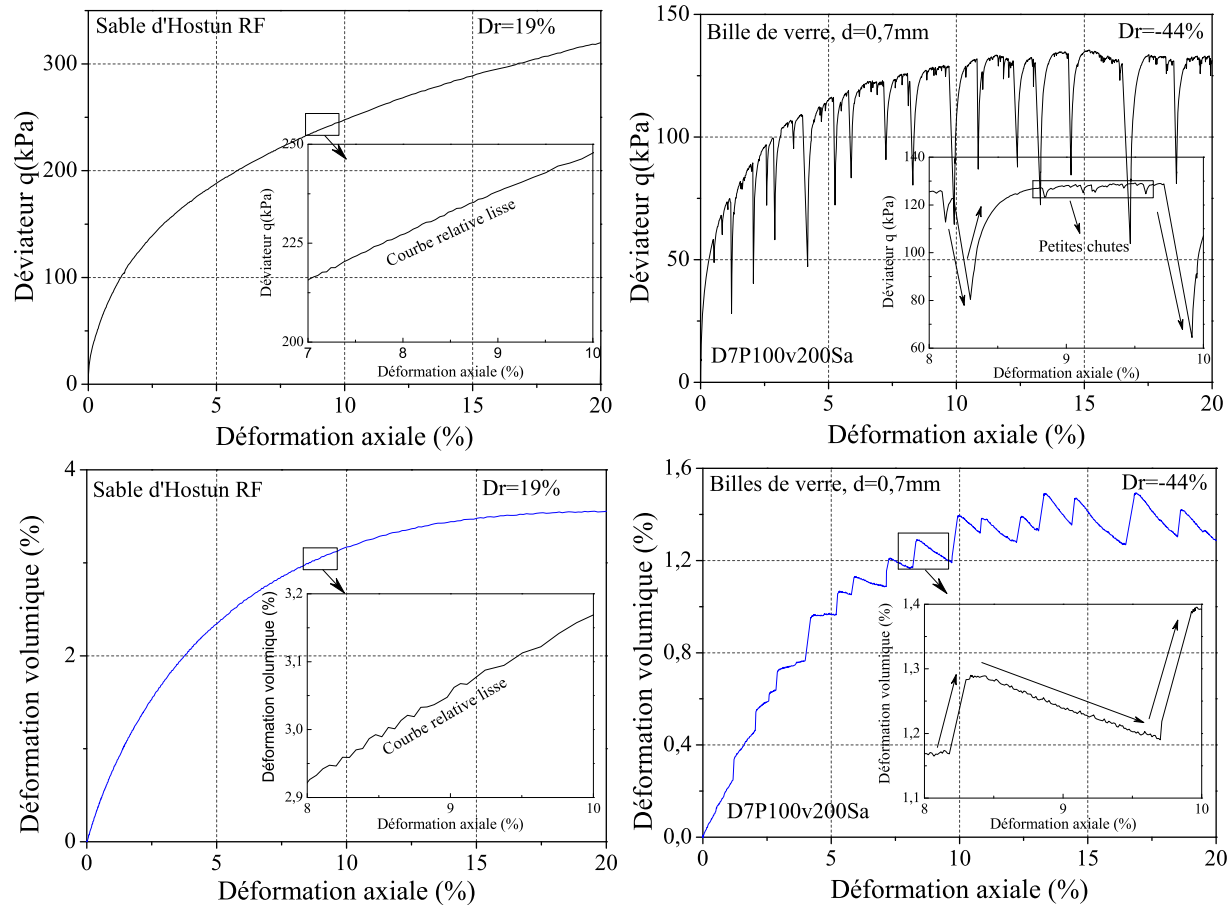


FIG. 2.28 – Comportement mécanique du sable d'Hostun et des billes de verre sous le chargement monotone triaxial classique en compression. Le sable d'Hostun classique présente de très faibles fluctuations, figure à gauche. Les billes de verre donnent le stick-slip, figure à droite.

mique restent inférieurs à 3 kPa et à  $5 \cdot 10^{-4}$  appartiennent à la catégorie des fluctuations.

Quand nous étudions l'influence de la vitesse et de la contrainte de confinement sur le comportement du stick-slip, on observe que la taille des chutes de déviateur, le déviateur maximal et le nombre de stick-slip changent sensiblement. A faible contrainte de confinement (50 kPa), ce changement est visible. Lorsque la contrainte de confinement augmente à 400 kPa, nous ne voyons pas de changement sensible de la courbe de déviateur maximal à chaque variation de la vitesse. Une étude de l'influence de la vitesse est présentée en détail dans la section 3.3.2.2 du chapitre 3.

## 2.7.3 Exemples des résultats préliminaires sur l'appareil triaxial de précision

### 2.7.3.1 Vérification du système de mesure

Dans cette partie, nous abordons la vérification et la confrontation des données recueillies à l'homogénéité des résultats, à leur répétabilité, et aussi les caractéristiques

globales retrouvées dans la littérature. Cette étape nous permet de valider la cohérence des résultats obtenus et d'exploiter les nouveaux phénomènes observés au cours de l'étude. La première analyse concerne le comportement global de l'échantillon et son homogénéité. Pour éviter des zones de freinage en haut et en bas avec des embases, nous disposons d'un système de mesure locale constitué de 7 capteurs sans contact partagé en trois capteurs radiaux et quatre capteurs axiaux comme indiqué dans la figure 2.3. Les résultats issus de 7 capteurs sont présentés sur la figure 2.29 pour l'essai  $D7N2P80v6Sc^*$ .

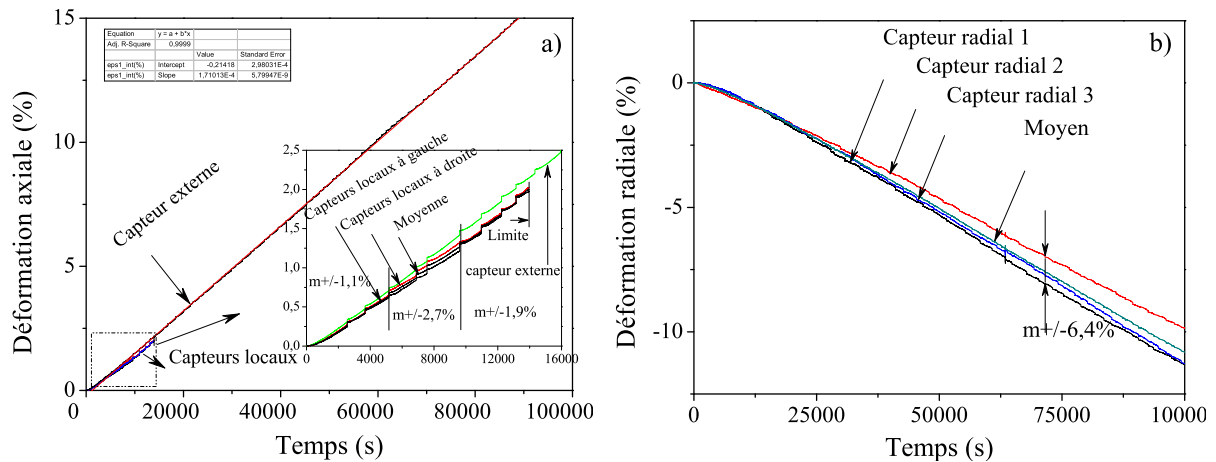


FIG. 2.29 – Comparaison des évolutions de la déformation axiale issue des deux paires de capteurs sans contact situés sur la partie gauche (CA1 et CA2) et droite (CA3 et CA4) de l'échantillon et de la déformation radiale (CR5, CR6, et CR7) issue des capteurs sans contact situés à l'angle de  $120^\circ$  l'un par rapport à l'autre au cours de l'essai triaxial de cisaillement. Essai  $D7N2P80v6Sc^*$ .

Les déformations axiales à gauche (CA1 et CA2) et à droite (CA3 et CA4) sont présentées dans la figure 2.29 à gauche ainsi que la valeur moyenne utilisée par la suite pour l'analyse des résultats. Les deux valeurs à gauche et à droite sont très proches tout au long de l'essai avec un écart type inférieur à 1,2% pour une déformation axiale de 0 à 0,8 % et inférieur à 4,6% en fin de l'essai. Ceci témoigne de la très bonne homogénéité du dispositif et de l'échantillon.

La figure 2.29 à droite indique les valeurs de trois capteurs radiaux (CR5, CR6, CR7). La réponse du système indiquant une différence d'environ 19% entre trois capteurs est également satisfaisante. Cette différence englobe l'excentrement entre le piston de la presse et l'axe de l'échantillon, l'hétérogénéité de l'échantillon, et la fiabilité du dispositif de mesure.

La répétabilité est aussi un aspect important vis-à-vis des mesures expérimentales. Trois essais caractéristiques, essai a $D7N1P80v6Sc^*$ , essai b $D7N1P80v6Sc^*$ , et essai c $D7N1P80v6Sc^*$  sont donc comparés afin de valider la répétabilité des procédures de fabrication et du système de sollicitation. La vérification de la répétabilité des essais de notre étude, présentée sur la figure 2.30, porte sur les résultats globaux en moyennes déformations au cours des phases de cisaillement.

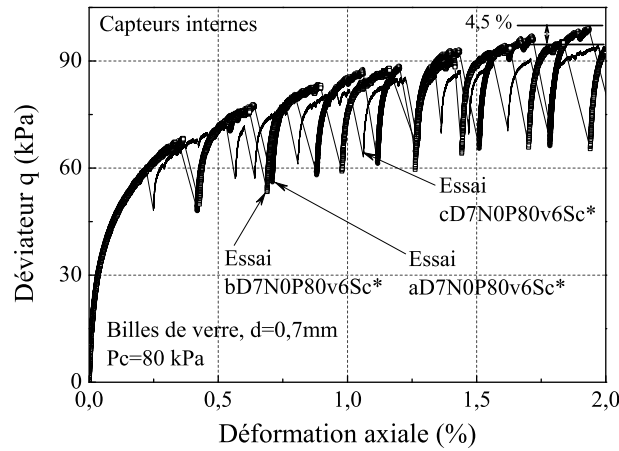


FIG. 2.30 – Courbe globale déviateur de contrainte - déformation au cours de cisaillement triaxial pour trois essais identiques, essai  $aD7N1P80v6Sc^*$ , essai  $bD7N1P80v6Sc^*$ , et essai  $cD7N1P80v6Sc^*$ .

La figure 2.30 présente trois essais identiques, essai  $aD7N0P80v6Sc^*$ , essai  $bD7N0P80v6Sc^*$ , et essai  $cD7N0P80v6Sc^*$  au cours de cisaillement, respectivement dans les plans : déviateur de contrainte - déformation axiale. Les états initiaux des échantillons ( $e= 0,684; 0,686; 0,686$ ) et les conditions de sollicitation sont similaires pour les trois essais. Leurs réponses doivent donc être identiques sur cette période. Sur ce chemin de contrainte, nous constatons une très faible différence de la courbe d'enveloppe (environ 4,5%) entre trois essais.

### 2.7.3.2 Résultats en petites déformations

Les résultats expérimentaux issus des investigations statiques et dynamiques sont présentés sur les figures 2.31 et 2.32. Les figures 2.31a et b présentent les petits cycles quasi-statiques effectués au cours de la consolidation isotrope (point 3). Les figures 5.13c et d présentent le dernier cycle de cet essai. Elles montrent que ces cycles sont bien fermés. L'interprétation de ces cycles de chargement axiaux à la pression de confinement constante est évoquée au paragraphe 2.2.3. Ces résultats permettent de déterminer les modules d'Young axiaux  $E^{stat}$  et le coefficient de Poisson  $\nu^{stat}$  du matériau à l'état isotrope.

La figure 2.32 présente quelques exemples de propagation d'ondes au cours des étapes 1, 3 et 5 de la consolidation isotrope. Les signaux issus d'ondes de compression sont présentés dans la figure 2.32 à droite. Les temps d'arrivée de ces ondes sont indiqués pour chaque point d'investigation. Identiquement, la figure 2.32 à gauche présente les signaux de propagation d'ondes. Les temps d'arrivée de ces ondes sont également indiqués. La détermination de ces ondes repose sur l'utilisation de plusieurs fréquences (15, 20, 25, 30 kHz pour les deux ondes de cisaillement et 20, 25, 30 kHz pour les deux ondes de compression). Les méthodes d'identification des temps d'arrivée de ces ondes ainsi que les méthodes d'analyse et d'interprétation sont présentées dans le paragraphe 2.2.4

Nous trouvons que les temps d'arrivée des ondes de compression et de cisaillement diminuent de manière très significative avec l'augmentation de la pression de confinement

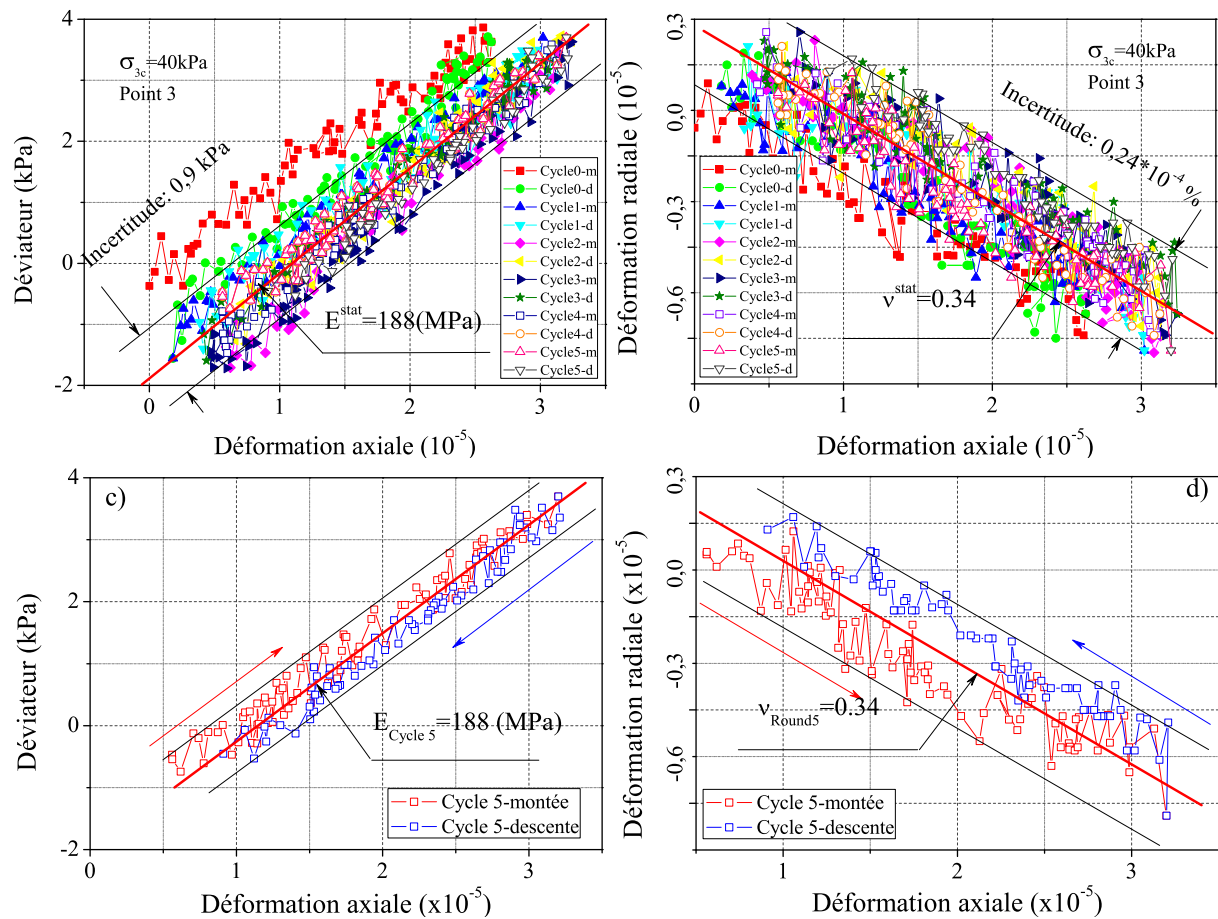


FIG. 2.31 – Evolution du déviateur  $q$  et de la déformation radiale  $\varepsilon_r$  sous sollicitations cycliques, essai  $D7N2P80v6Sc^*$  au point d'investigation 3 ( $\sigma_3 = 40 \text{ kPa}$ )

au cours de la consolidation isotrope. Ceci signifie que l'augmentation de la rigidité du matériau est également constatée à partir des enregistrements des temps d'arrivée des ondes présentés dans la figure 2.32.



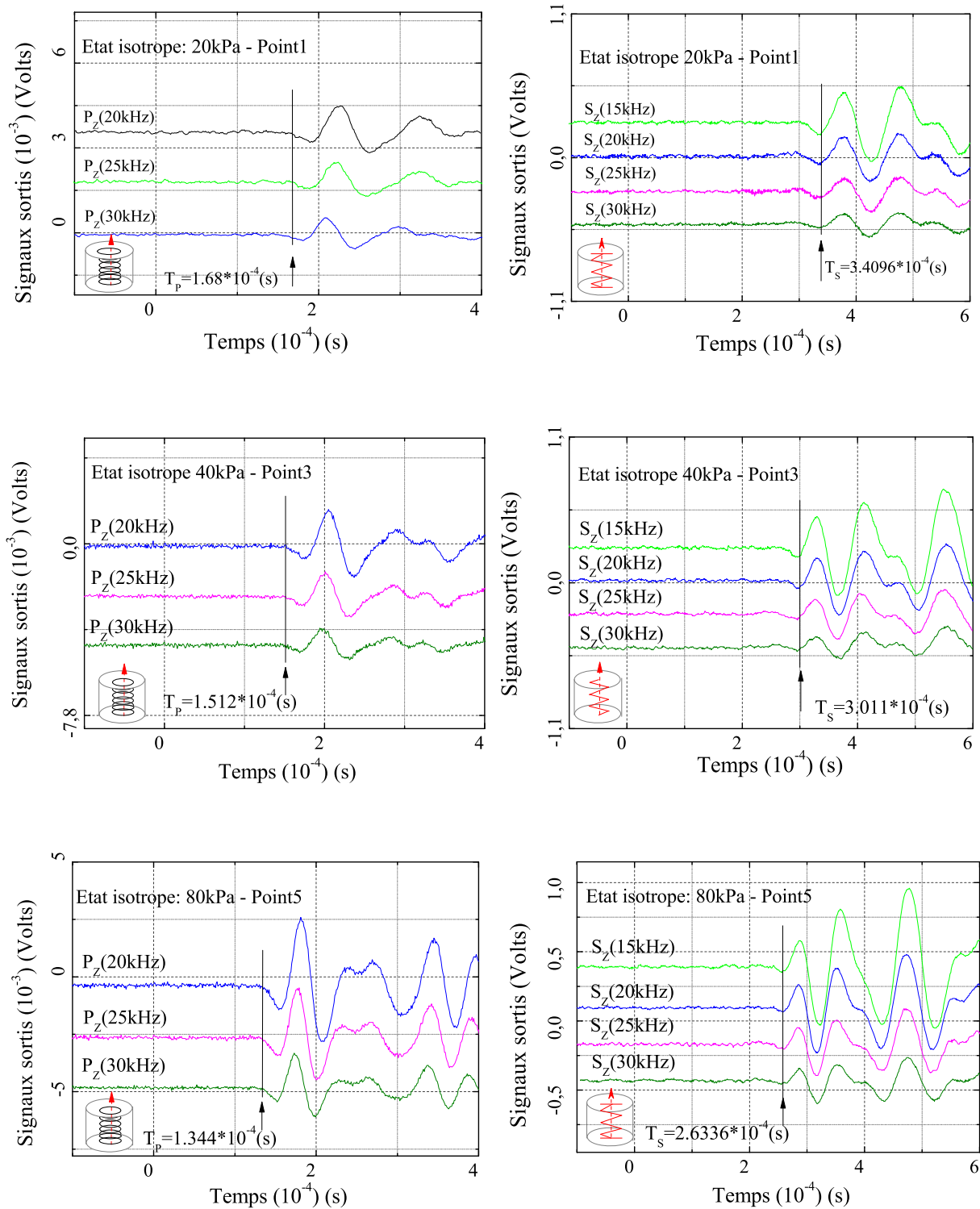


FIG. 2.32 – Enregistrement des signaux d’ondes de compression à gauche et de cisaillement à droite au cours des étapes 1, 3 et 5 de la consolidation isotrope. Le temps d’arrivée des ondes est déterminé à partir de signaux à 15, 20, 25, 30 kHz pour les ondes de cisaillement et 20, 25, 30 kHz pour les deux ondes de compression. Essai N1D7P80v6Sc\*.

## 2.8 Conclusions

Au travers de la présentation des deux types de l'appareil triaxial, l'appareil triaxial de précision a résolu les limites de l'appareil triaxial classique comme l'alignement approximatif de l'axe de chargement ou l'impossibilité de mesurer des modules quasi-élastiques en très petites déformations ou par des cycles en contraintes de très faibles amplitudes. Il intègre, en outre, un système de mesure locale avec les capteurs sans contact et les mesures de module dynamique par propagation d'ondes. Donc, l'appareil triaxial de précision est un appareil d'essai innovant et performant correspondant à un dispositif expérimental complexe. Ces améliorations permettent au cours de notre étude l'application de sollicitations quasi-statiques et dynamiques en milieu sec et humide.

Le nouveau matériau modèle est présenté dans le paragraphe 2.3. Une analyse des propriétés géométriques des particules constitutives de ce matériau est réalisée, aux moyens d'analyses d'images et d'études granulométriques de diffraction laser en milieu de l'eau. Cette étude permet de considérer que ces billes de verre sont quasiment rondes.

Ensuite, un bilan rappelle et dresse les objectifs des cinq séries d'essais des billes de verre réalisées sur l'appareil triaxial classique et de précision. Ces essais ont pour objet d'étudier les caractéristiques du comportement des billes de verre.

Enfin, quelques résultats préliminaires dans le domaine des grandes et petites déformations en condition saturée en eau et sèche sont présentés. Sont tout d'abord présentées les courbes globales dans l'espace des contraintes et des déformations sous sollicitation de cisaillement. Un exemple d'investigation statique en petites déformations et dynamique par propagation d'ondes est également présenté.



# Chapitre 3

## Comportement des billes de verre saturées à l'appareil "triaxial classique"

### 3.1 Introduction

Ce chapitre présente les résultats consacrés à l'étude du comportement d'assemblages granulaires modèles lâches comme les billes de verre. Pour cela, on utilisera trois séries d'essais expérimentaux, décrites au chapitre précédent sur l'appareil triaxial classique.

Cette étude s'attache à décrire le comportement global en grandes déformations du matériau modèle que sont les billes de verre lâches. A travers des essais triaxiaux, nous verrons qu'il se distingue nettement du comportement obtenu sur un matériau classique comme le sable d'Hostun. Le comportement de ce sable, très connu en laboratoire, présente de petites fluctuations dans la relation contrainte - déformation. En comparant les comportements des deux matériaux, les billes de verre montrent un comportement saccadé avec des variations brusques de contrainte et de déformation que l'on appelle souvent phénomène de "stick-slip".

Nous mettrons d'abord en évidence, au travers de cette étude, les caractéristiques importantes du comportement de "stick-slip" des billes de verre. Ensuite, nous analyserons les paramètres influençant ce comportement saccadé, telles que la pression de confinement, la vitesse d'écrasement, la taille des grains, ainsi que les facteurs principaux qui contrôlent cette instabilité.

## 3.2 Paramètres caractéristiques du stick-slip

Un exemple typique montrant les caractéristiques du stick-slip est présenté dans la figure 3.1. On observe une grande chute du déviateur de contrainte et une augmentation de la déformation volumique sur un grand incrément de déformation axiale.

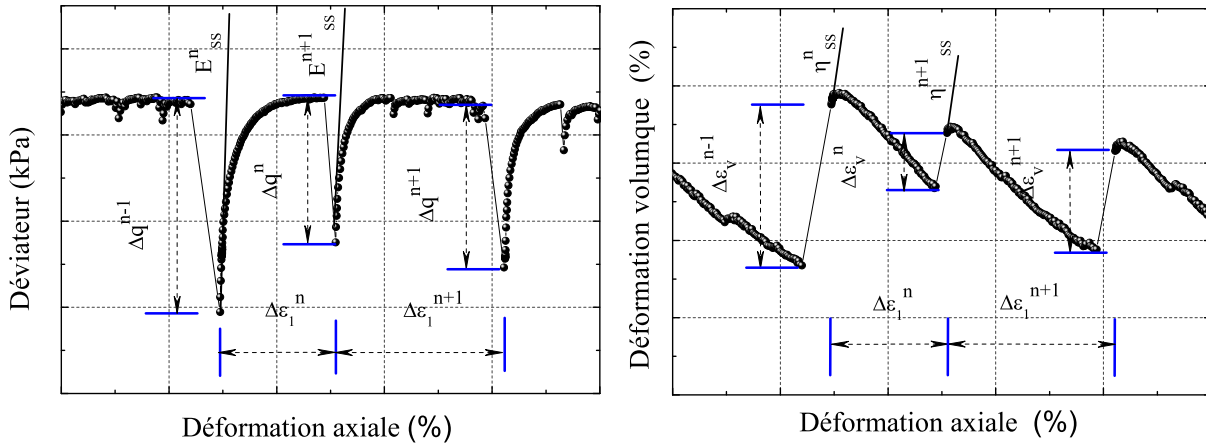


FIG. 3.1 – Un exemple de l'agrandissement de la courbe mécanique: déviateur de contrainte - déformation. Extrait de l'essai D7P100v200Sa.

On note que :

- $\Delta q^{n-1}$ ,  $\Delta q^n$ ,  $\Delta q^{n+1}$  sont les amplitudes de trois chutes successives de déviateur  $n-1$ ,  $n$ ,  $n+1$ .
- $\Delta \varepsilon_1^n$ ,  $\Delta \varepsilon_1^{n+1}$  sont les intermittences de la déformation axiale entre deux chutes successives ( $\Delta q^{n-1}$ ,  $\Delta q^n$ ) et ( $\Delta q^n$ ,  $\Delta q^{n+1}$ ).
- $\Delta \varepsilon_v^n$ ,  $\Delta \varepsilon_v^{n+1}$  sont les amplitudes de la déformation volumique entre deux chutes successives ( $\Delta q^{n-1}$ ,  $\Delta q^n$ ) et ( $\Delta q^n$ ,  $\Delta q^{n+1}$ ).

On a  $\Delta \varepsilon_1^n = \varepsilon_1^n - \varepsilon_1^{n-1}$ . Elle correspond au temps  $\Delta t^n = H \cdot \Delta \varepsilon_1^n / v$  qui s'écoule entre deux chutes de force. Dans ce cas,  $H$  est la hauteur de l'échantillon au début de cisaillement et  $v$  est la vitesse constante de cisaillement imposée.

Nous définissons aussi le module d'Young  $E_{ss}$  et le coefficient de Poisson  $\nu_{ss}$  de chaque stick-slip comme indiqué dans la figure 3.1. Le module d'Young et le coefficient de Poisson des stick-slips sont les pentes initiales des courbes : déviateur de contrainte - déformation axiale et déformation radiale - déformation axiale considérées sur chaque stick-slip, par les relations suivantes :

$$E_{ss}^i = \frac{\Delta q^i}{\Delta \varepsilon_a^i} \quad (3.1)$$

$$\nu_{ss}^i = \frac{\Delta \varepsilon_r^i}{\Delta \varepsilon_a^i} \quad (3.2)$$

Avec  $i$  le numéro du stick-slip. En effet, le module d'Young du stick-slip est considéré maximal lorsque l'amplitude de la déformation axiale est très faible inférieure à  $2 \cdot 10^{-5}$

m/m, où le comportement du matériau est considéré comme élastique. Nous exploiterons les caractéristiques élastiques du matériau de billes de verre sur la machine triaxiale de précision, présentée dans le chapitre suivant.

On s'intéresse sur la figure 3.1 représentant trois stick-slips à la relation déviateur - déformation axiale. Chaque chute est très rapide, elle a lieu sur une durée au plus égale au temps séparant deux acquisitions, qui est de l'ordre de 2 secondes, et correspond à une très faible déformation d'environ  $3 \cdot 10^{-5}$  pour une vitesse de déformation constante de 0,2 mm/min. Elle est suivie par une remontée sensiblement plus lente (récupération de la résistance d'avant la chute), qui se déroule sur un faible intervalle de déformation. Après cette remise à niveau, la courbe du déviateur de contrainte-déformation évolue lentement jusqu'à ce qu'une nouvelle chute  $\Delta q^{n+1}$  se produise au seuil suivant  $\Delta \varepsilon_1^{n+1}$ . Nous appelons  $q_{max}(\varepsilon_1)$  le niveau de la résistance avant la chute. On prolonge  $q_{max}(\varepsilon_1)$  par continuité pendant les chutes, de telle sorte que  $q_{max}(\varepsilon_1)$  forme la courbe enveloppe de déviateur.

Concernant la déformation volumique  $\varepsilon_v$ , qui est mesurée simultanément que le déviateur de contrainte, le phénomène de stick-slip existe aussi. Chaque chute de contrainte  $\Delta q$  qui correspond à la phase "slip", est associée à une augmentation de déformation volumique  $\varepsilon_v$ . L'intermittence de déformation axiale peut se diviser en deux étapes : d'abord une partie de l'intermittence de  $\Delta \varepsilon_1$  notée  $\Delta \varepsilon_{1stick}$  est récupérée par un volume contractant correspondant à une chute brutale de déviateur, puis le reste noté  $\Delta \varepsilon_{1slip}$  par une dilatance de volume avant le prochain stick-slip. Nous avons aussi  $\varepsilon_{vmax}(\varepsilon_1)$ , qui est l'enveloppe des déformations volumiques maximales, semblable à  $q_{max}(\varepsilon_1)$ .

Alors, ces variables  $q_{max}$ ,  $\Delta q$ ,  $\Delta \varepsilon_1$ ,  $\Delta t$ , présentées dans la littérature à l'état sec [2], [59], en ajoutant les nouveaux paramètres  $\Delta \varepsilon_v$ ,  $\varepsilon_{vmax}$  à l'état saturé, et  $E_{SS}$ ,  $\nu_{SS}$  à l'aide de la machine triaxiale de précision permettent de caractériser complètement ce nouveau comportement des assemblages de billes de verre. De plus, nous ajoutons aussi un autre paramètre N concernant le phénomène d'usure des billes au cours du cisaillement. Les analyses détaillées concernant ce paramètre figurent dans le chapitre 4. Le phénomène de stick-slip induit de l'instabilité. On considère deux genres d'instabilité : l'instabilité de contrainte et l'instabilité de déformation volumique.

## 3.3 Résultats des billes de verre lâches saturées en grandes déformations

### 3.3.1 Présentation des résultats des billes de verre lâches

Cette section est consacrée à la présentation des résultats obtenus au cours des essais triaxiaux réalisés en conditions saturées. Les échantillons sont réalisées par la méthode "sous-compaction humide", et sur l'appareil triaxial classique. On s'intéresse aux trois séries d'essais ci-dessous concernant la variation de la pression de confinement, de la vitesse et de la taille des billes :

- Série d'essais  $n^{\circ}1$  principalement liée à l'étude de la caractérisation globale des stick-slips, et à l'effet de la contrainte de confinement. Cette série est réalisée à la vitesse

constante de  $200 \mu\text{m}/\text{min}$ , et la contrainte de confinement prend les valeurs successives de 50, 100, 200 et 400 kPa. La valeur de  $200 \mu\text{m}/\text{min}$  est choisie pour avoir les points de mesure avec un maximum de résolution de la centrale d'acquisition.

- Série d'essais complémentaire n°2 sur l'étude de l'effet de la vitesse. Pour réduire le nombre des essais, chaque essai dans cette série est conduit avec une succession de vitesses constantes de 100-200-500-2000-200  $\mu\text{m}/\text{min}$ .
- Série d'essais expérimentale complémentaire n°3 sur l'étude de la taille des grains. Trois types de taille des grains  $d = 300\mu\text{m}$ ,  $500\mu\text{m}$  et  $700\mu\text{m}$  sont utilisés dans cette série.

Ensuite, nous analyserons les caractéristiques observées des billes de verre lâches telles que la synchronisation des chutes entre déviateur de contrainte et déformation volumique, le saut de déplacement axial relié à la surpression interstitielle, l'apparition des boucles d'hystérésis dans la courbe déviateur - déformation volumique, et aussi le phénomène quasi-périodique.

Au total, 10 essais pour les trois premières séries d'essais saturés représentés dans cette section ont été réalisés. Toutes les caractéristiques sont précisées dans le tableau 3.1. Nous apportons uniquement dans ces tableaux les essais pour lesquels au moins un paramètre a été changé.

Série	Essai	d $\mu\text{m}$	d/D	$\sigma'_3$ (kPa)	$e_o$ ( $Dr_o$ )	$e_c$ ( $Dr_c$ )
n°1 vitesse constante	D7P50v200Sa	700	0,01	50	0,768(-73)	0,767(-72)
	D7P100v200Sa	700	0,01	100	0,764(-69)	0,761(-67)
	D7P200v200Sa	700	0,01	200	0,762(-68)	0,757(-63)
	D7P400v200Sa	700	0,01	400	0,744(-52)	0,739(-47)
n°2 vitesse variable	D7P50vvaSa	700	0,01	50	0,756(-62)	0,751(-58)
	D7P100vvaSa	700	0,01	100	0,762(-68)	0,758(-64)
	D7P200vvaSa	700	0,01	200	0,766(-71)	0,764(-69)
	D7P400vvaSa	700	0,01	400	0,741(-48)	0,736(-43)
n°3 taille des grains	D5P50vvaSa	500	0,007	50	0,760(-28)	0,751(-21)
	D3P50vvaSa	300	0,004	50	0,821(-74)	0,794(-56)

TAB. 3.1 – Récapitulatif de l'ensemble des essais saturés des séries n°1; n°2; n°3 réalisées sur l'appareil triaxial classique.  $e_o$  et  $e_c$  sont l'indice des vides à la fabrication et à la fin de consolidation.

### 3.3.1.1 Série d'essais saturés à la vitesse d'écrasement constante

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats globaux des billes de verre lâches au cours des chemins de sollicitation déviatoire de compression simple de la série d'essais saturés à la vitesse d'écrasement constante sur l'appareil triaxial classique. Les résultats globaux de cette série d'essais sont présentés ci après, figures 3.2, 3.3, 3.4 et 3.5 pour les quatre essais de la première série dans différents plans de contraintes et de déformations. Tous ces essais sont réalisés à vitesse d'écrasement constante égale à  $0,2 \text{ mm}/\text{min}$  et à contrainte latérale effective variant de 50 kPa à 400 kPa. Les caractéristiques physiques

de ces quatre essais telles que l'indice des vides, la compacité, et la densité relative sont présentées dans le tableau 3.1. Globalement, le déviateur arrive rapidement au palier de plasticité en grandes déformations, sans pic, malgré la présence des stick-slips, et une contraction volumique est obtenue dans la gamme des contraintes latérales effectives variant de 50 à 400kPa.

De façon générale, il y a six courbes globales présentées dans différents plans : a - déformation axiale  $\varepsilon_1$  - déviateur de contrainte q; b - pression moyenne effective p - déviateur de contrainte q; c - déformation axiale  $\varepsilon_1$  - déformation volumique  $\varepsilon_v$ ; d - déformation volumique  $\varepsilon_v$  - déviateur de contrainte q; e - déformation axiale  $\varepsilon_1$  - pression interstitielle U et f - indice des vides e - pression moyenne effective p pour chaque essai. Notons que  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  ou  $\varepsilon_3$  sont les déformations axiales  $\varepsilon_a$  et radiales  $\varepsilon_r$ . Les courbes a et c présentent les relations classiques apparues en mécanique des sols pour l'essai drainé. Les boucles d'hystérésis sont représentées par deux représentations complémentaires : courbes d et f. Normalement, les courbes b et e ne s'utilisent pas pour les essais CID, car la surpression interstitielle  $\Delta u$  est égale à zéro, et le chemin de contrainte effective est une droite de pente  $\frac{\Delta q}{\Delta p}=3$  dans le plan pression moyenne effective - déviateur de contrainte.

#### a) Présentation des résultats de l'essai à pression de confinement de 50 kPa

Comme prévu dans la littérature géotechnique et physique, le phénomène de stick-slip apparaît dans l'essai des billes de verre très lâches, figure 3.2. La figure 3.2a présente de nombreux stick-slips irréguliers dans le plan déviateur de contrainte - déformation axiale. Les instabilités du stick-slip arrivent sur une grande gamme de déformation du premier stick-slip en petites déformations 0,41% jusqu'aux grands stick-slips en grandes déformations. La taille maximale de stick-slip se trouve à partir de 10% de déformation axiale avec une amplitude du déviateur égale à 35 kPa, soit 56% du déviateur maximal. L'agrandissement inséré indique que les grands stick-slips sont suivis par des petits stick-slips. Le nombre des stick-slips dont l'amplitude du déviateur est supérieure à 10 kPa est de 15. Les petites chutes dont l'amplitude de déviateur se situe entre 3 kPa et 10 kPa sont au nombre de 34. Le premier stick-slip, supérieur à 5 kPa, arrive à un rapport de contrainte  $\eta=0,56$  correspondant à un angle de frottement  $13^\circ 9$  dans le régime non linéaire. Concernant la localisation de déformation, nous remarquons que rien ne permet de conclure à l'existence d'une bande de cisaillement (voir les photographies après compression dans l'annexe H).

Contrairement aux investigations expérimentales précédentes, les échantillons des billes de verre présentés dans cette étude sont entièrement saturés pour lesquels la déformation volumique peut être finement mesurée par l'eau expulsée ou transférée à l'échantillon. La figure 3.2c présente de nombreux stick-slips irréguliers dans le plan déformation volumique - déformation axiale dans lequel le comportement est globalement contractant avec un palier en grandes déformations. Donc, le comportement évolue vers l'état critique. On s'aperçoit aussi qu'il existe des chutes de déformation volumique pour lesquelles la valeur maximale de chute volumique est de 0,28 %. L'existence des chutes de déviateur et de déformation volumique montre l'instabilité globale du comportement des billes de verre. Un agrandissement du stick-slip de la figure 3.2a et b montre la synchronisation du déviateur et de la déformation volumique. Notons que la chute du déviateur  $\Delta q$  est toujours associée à une large contractance du stick-slip qui se produit pendant



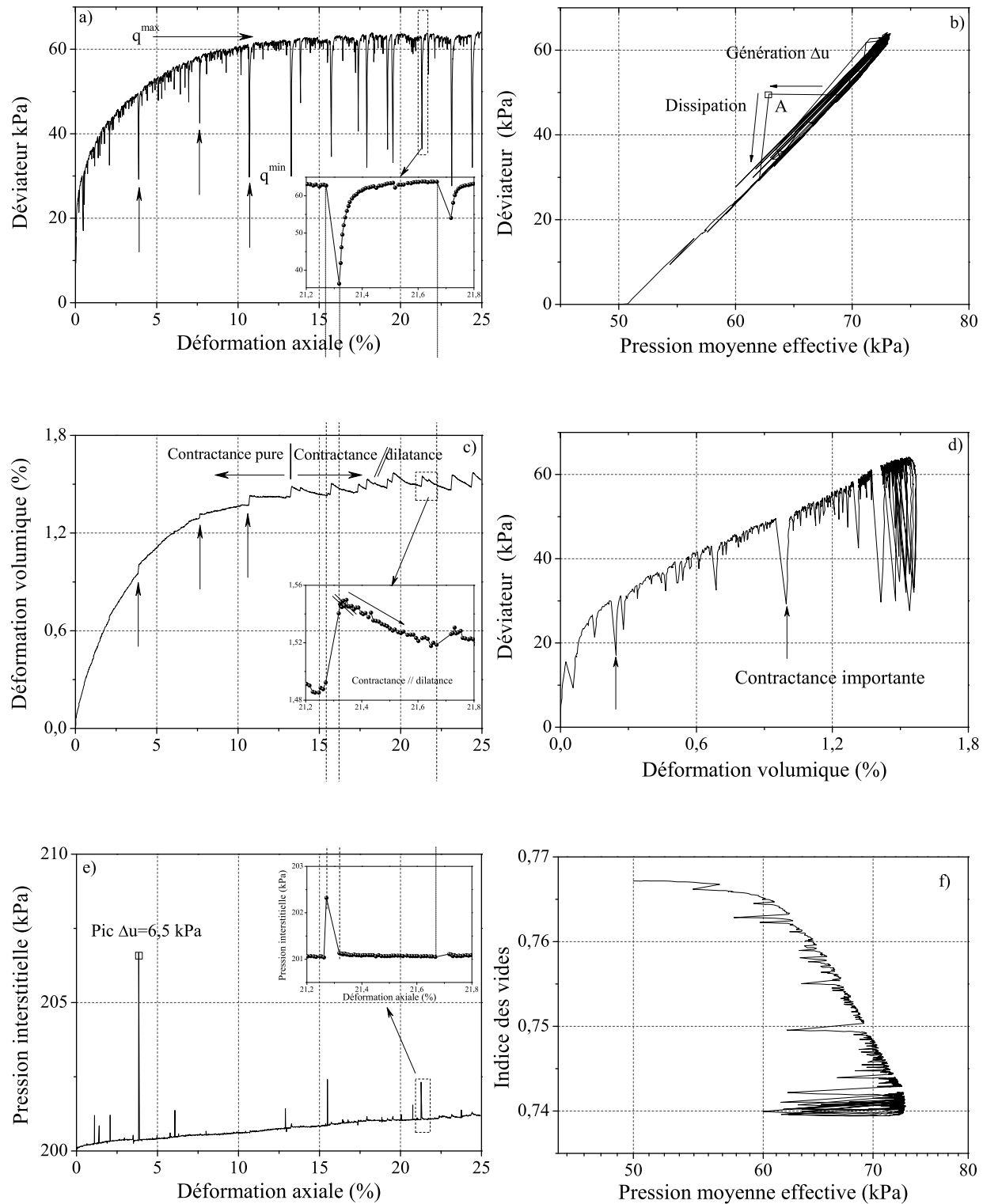


FIG. 3.2 – Courbes globales de l'essai D7P50v200Sa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre  $d=700\mu\text{m}$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 50$  kPa.

un temps quasiment instantané d'environ 2 secondes (le temps de réponse de la centrale d'acquisition). Ensuite, c'est une longue récupération du déviateur de contrainte associée aux caractéristiques de contractance et de dilatance, avec une dilatance presque linéaire. Les caractéristiques locales de contractance et de dilatance apparaissent à partir de 14 % environ de déformation axiale.

Sur la figure 3.2d, présentant les résultats expérimentaux dans le plan déviateur de contrainte - déformation volumique, apparaissent des boucles d'hystérésis en grandes déformations. Nous remarquons aussi une contractance importante lorsqu'il se produit du stick-slip en petites et moyennes déformations.

La relation de pression interstitielle - déformation axiale est présentée dans la figure 3.2e. Cette figure montre des augmentations brusques de la pression interstitielle pour certains stick-slips malgré le drainage. Le pic de surpression interstitielle atteint 6,5 kPa, soit 11% de la contrainte effective latérale  $\sigma'_3$ . Nous remarquons que la pression interstitielle augmente rapidement pendant environ deux secondes, qui est le temps de réponse de la centrale d'acquisition, juste avant la chute de déviateur. Lorsqu'elle atteint la valeur maximale, le déviateur de contrainte commence à chuter. En même temps, la déformation volumique augmente et la pression interstitielle diminue. La dissipation de la pression interstitielle dure pendant deux secondes. Notons aussi que les surpressions interstitielles ne se produisent pas systématiquement à chaque stick-slip, et quand elles existent, leurs amplitudes ne sont pas identiques. Il est probable que la fréquence d'acquisition, qui est environ de deux secondes, ne soit pas suffisante pour pouvoir mesurer fidèlement cette génération importante, ainsi que cette dissipation est très rapide. Il se peut que la génération de surpression interstitielle se produise systématiquement à chaque stick-slip et que nos équipements de mesure soient trop lents pour les acquérir fidèlement. Il est également probable que de très grandes générations de pression interstitielle existent et donc les valeurs de pression interstitielle mesurées se situent déjà dans la phase de dissipation. Il est aussi possible de noter que la surpression résiduelle augmente légèrement jusqu'à 201 kPa, soit 2% de la contrainte latérale effective. On peut expliquer ce problème, soit par une très petite fuite venant de la membrane ou soit par un drainage imparfait. Notons qu'un bon coefficient de Skempton est obtenu (95%). Globalement, c'est un comportement d'essai de type drainé CID.

La figure 3.2b présente le chemin de contrainte dans le plan pression moyenne effective - déviateur de contrainte. En mécanique des sols, le chemin de contrainte de l'essai triaxial drainé CID est présenté par une unique droite de pente  $\frac{\Delta q}{\Delta p}=3$ . Pourtant, dans nos essais drainés CID sur les billes de verre, le chemin de contrainte apparaît par la présence de plusieurs droites de pente  $\frac{\Delta q}{\Delta p}=3$ . En effet, avant la chute de déviateur, apparaît le pic de pression interstitielle. Cette surpression interstitielle entraîne une diminution de la contrainte latérale effective, donc la pression moyenne effective diminue. C'est ce qui explique le décalage horizontal du chemin de contrainte vers la gauche. Ensuite, la chute du déviateur apparaît. Il se produit une dissipation très rapide de la surpression interstitielle. Donc, la contrainte latérale effective augmente. Le chemin de contrainte redevient une droite de pente  $\frac{\Delta q}{\Delta p}=3$  de l'essai drainé CID classique. Comme il y a une différente cinématique pendant la chute du déviateur, nos essais drainés CID sur les billes de verre ne sont plus des essais drainés CID classiques.

### b) Présentation des résultats de l'essai à pression de confinement de 100 kPa

La figure 3.3 présente les résultats expérimentaux de l'essai à pression de confinement de 100 kPa. Globalement, nous avons les mêmes observations que celles de l'essai à pression de confinement de 50 kPa ci-dessus. En effet, il existe des stick-slips avec un palier de plasticité en grandes déformations, figure 3.3a. Sur la figure 3.3c, nous observons aussi des stick-slips de déformation volumique avec un palier de déformation volumique en grandes déformations. Le comportement est globalement contractant. La synchronisation devient plus visible. Les grandes boucles d'hystérésis en grandes déformations et la contractance importante en petites et moyennes déformations sont observables dans la figure 3.3d. Il y a des surpressions interstitielles, figure 3.3e, reliées avec le décalage du chemin de contrainte effective, figure 3.3f.

Nous remarquons que le nombre des stick-slips diminue et les petits stick-slips disparaissent peu à peu lors de l'augmentation de la contrainte de confinement. La taille des stick-slips devient plus grande avec une valeur maximale égale à 75 kPa, soit 56% de déviateur maximal. Cet essai a 20 stick-slips ayant plus de 10 kPa de l'amplitude du déviateur et 13 petits stick-slips qui ont une amplitude du déviateur entre 3 et 10 kPa. Le premier stick-slip se produit à 0,52 % de déformation axiale avec un déviateur de contrainte de 52 kPa, correspondant à un angle de frottement de  $12^{\circ}9$ . De même, la taille des stick-slips de déformation volumique est aussi plus grande que celle de l'essai réalisé à une pression de confinement de 50 kPa. La pente de dilatance des stick-slips en déformation volumique est linéaire et parallèle entre elles en grandes déformations. Le pic maximal mesuré de la pression interstitielle atteint 240 kPa, soit 40 % de la contrainte latérale effective. La surpression résiduelle interstitielle est estimée à 201 kPa, soit 1% de la contrainte latérale effective. Sur l'agrandissement de la figure 3.3f sont montrés plusieurs petites fluctuations de la pression interstitielle. Nous examinerons ce problème dans le paragraphe 3.3.3.2 suivant.

Durant les stick-slips en grandes déformations, on note l'apparition d'une diminution légère du déviateur de contrainte témoin d'un comportement de type *écrouissage négatif*. Dans ce cas, le comportement de stick-slip est du type *écrouissage positif* avec une augmentation du déviateur de contrainte. Il suivi ensuite d'un *écrouissage négatif*.

### c) Présentation des résultats de l'essai à pression de confinement de 200 kPa

Les résultats expérimentaux de l'essai à pression de confinement de 200 kPa sont présentés dans la figure 3.4. Les observations réalisées précédemment pour les essais à pression de confinement de 50 et 100 kPa restent valables pour cet essai. Les stick-slips de déviateur et de déformation volumique deviennent de plus en plus grands et réguliers. La régularité des stick-slips montre le comportement quasi-périodique des billes de verre. On compte environ 16 grands sticks-slip de plus de 10 kPa d'amplitude du déviateur, soit 1,36 % de déformation axiale pour chaque grand stick-slip. L'amplitude maximale des chutes est de 220 kPa, soit 76 % du déviateur maximal. Cette valeur augmente par rapport à celles des essais à pression de confinement de 50 et 100 kPa. Les petits stick-slips, dont l'amplitude du déviateur est entre 3 et 10 kPa, sont au nombre de 11. On remarque qu'il existe des fluctuations dont l'amplitude du déviateur est inférieure à 3 kPa. Par contre, la courbe est quasiment lisse pour le stick-slip en déformation volumique correspondant. La

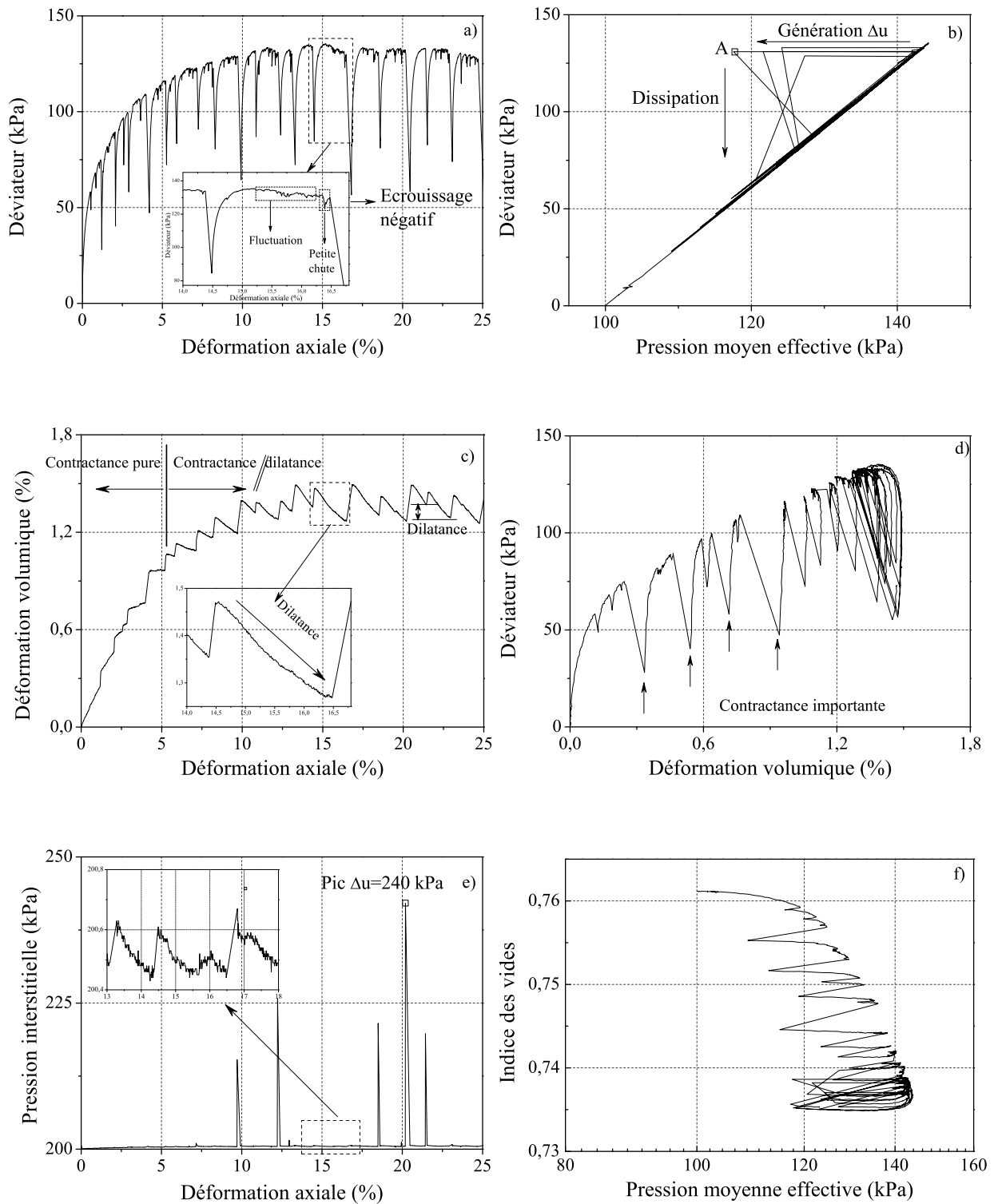


FIG. 3.3 – Courbes globales de l'essai D7P100v200Sa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre  $d=700\mu\text{m}$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 100$  kPa.

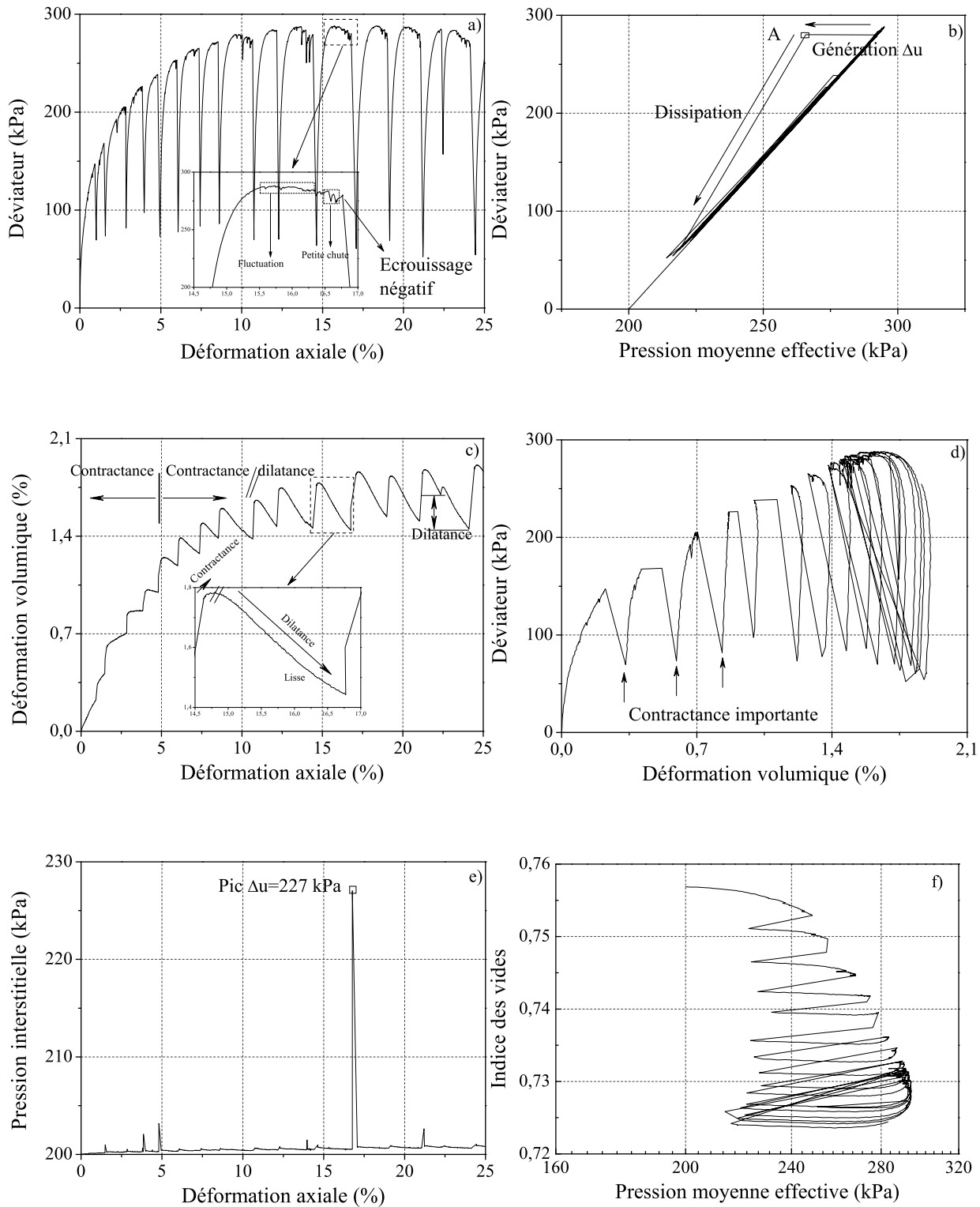


FIG. 3.4 – Courbes globales de l'essai D7P200v200Sa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre  $d=700\mu\text{m}$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 200$  kPa.

courbe moyenne de déformation volumique est globalement stable et contractante avec un palier en grandes déformations. La surpression interstitielle maximale est de 27 kPa, soit 13,5 % de la pression latérale effective. Nous remarquons aussi que les pentes de dilatance sont linéaires et parallèles entre elles en grandes déformations. La pression interstitielle résiduelle augmente légèrement et se stabilise en grandes déformations avec sa valeur de 201 kPa. C'est le même ordre de grandeur que ceux des essais à pression de confinement de 50 et 100 kPa.

Le comportement de type *écrouissage négatif* apparaît vers la fin des stick-slips avant l'apparition d'un nouveau stick-slip. L'*écrouissage négatif* apparaît pour tous les stick-slips au-delà de 15 % de déformation axiale.

#### d) Présentation des résultats de l'essai à pression de confinement de 400 kPa

La figure 3.5 montre les résultats expérimentaux de l'essai à pression de confinement de 400 kPa. Nous remarquons aussi que les observations des essais à pression de confinement de 50, 100 et 200 kPa restent valables pour cet essai. Elles sont clairement visibles avec les grands stick-slips synchronisés de déviateur de contrainte et de déformation volumique. Il y a 9 grands stick-slips, soit environ 2,78 % de déformation axiale pour chaque stick-slip. L'amplitude maximale des chutes est de 536 kPa, soit 98 % de déviateur maximal. On observe que le déviateur minimal du stick-slip est presque à zéro pour quelques stick-slips. C'est-à-dire que, dans ce cas, la tige de capteur de contrainte axiale n'est plus connectée avec la surface de l'échantillon à cause de la chute brusque de déviateur. La régularité des stick-slips de déviateur et de déformation volumique montre le comportement quasi-périodique des billes de verre. La pente de dilatance est quasiment la même en grandes déformations. La surpression interstitielle maximale est de 310 kPa, soit 25 % de la contrainte latérale effective. La surpression interstitielle résiduelle est estimée à 201 kPa. Cette valeur est la même pour l'ensemble de la série. Il est probable qu'un drainage imparfait puisse engendrer cette surpression résiduelle. Le comportement de type *écrouissage négatif* se produit aussi pour les stick-slips en grandes déformations.

#### e) Pseudo angle de frottement et cohésion

Deux paramètres globaux peuvent être déduits de cette première série: les angles de frottement à la rupture et la cohésion. Dans notre cas, nous ne pouvons pas mesurer l'angle de frottement interne comme on le fait classiquement en mécanique des sols à cause de la présence du phénomène des chutes de contrainte et de déformation. La présence de ce phénomène ne permet pas de connaître exactement le niveau de résistance à partir duquel on peut calculer l'angle de frottement (en haut des chutes, en bas des chutes ou au centre des chutes).

Donc, nous définissons un pseudo angle de frottement maximal  $\phi_{rup}$  correspondant au plateau formé par la courbe d'enveloppe maximale en grandes déformations. Le calcul de l'angle de frottement suit la formule du critère de Mohr-Coulomb présenté dans le plan "contrainte normale  $\sigma$  -contrainte de cisaillement  $\tau$ ":

$$\tau = c + \sigma \tan(\phi) \quad (3.3)$$

Les valeurs de  $c$  et de  $\phi$  correspondent respectivement à la cohésion et à l'angle de frottement interne du matériau.

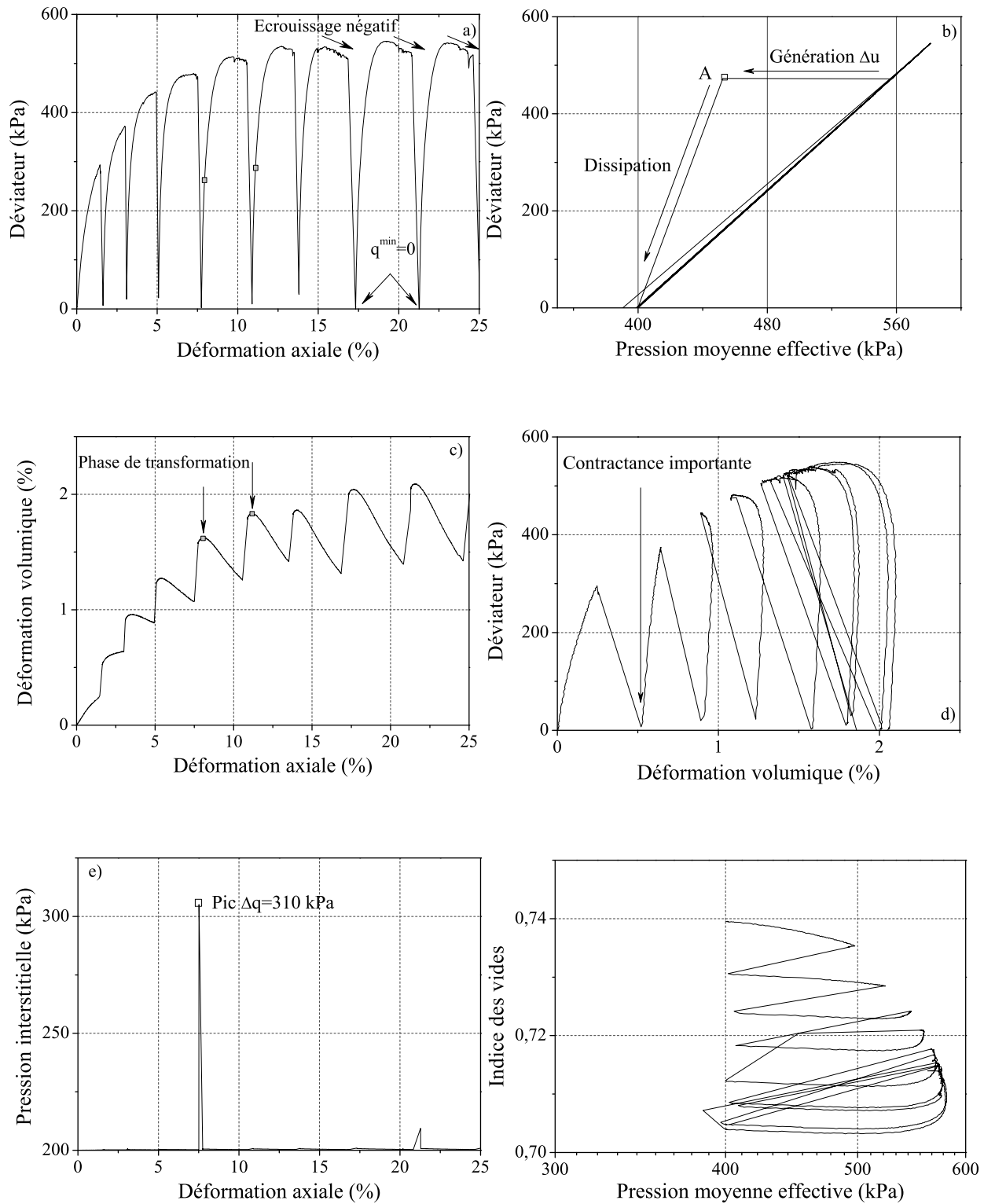


FIG. 3.5 – Courbes globales de l'essai D7P400v200Sa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre  $d=700\mu\text{m}$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 400\text{ kPa}$ .

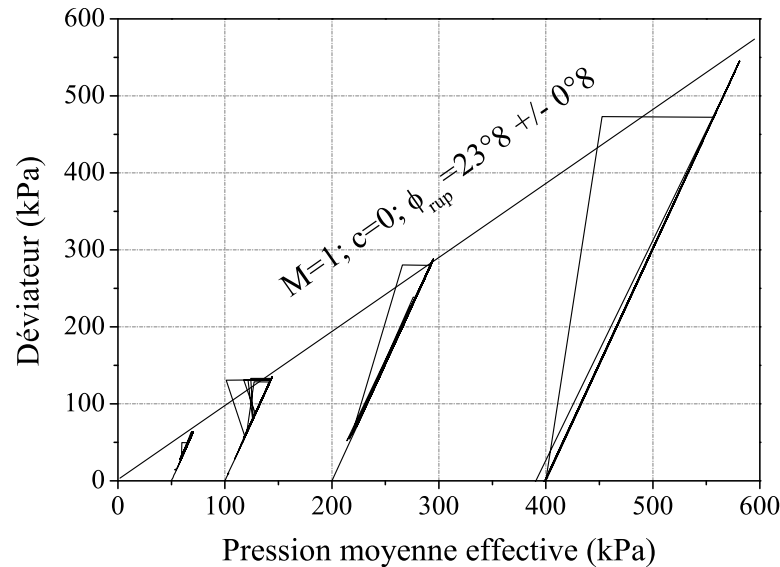


FIG. 3.6 – L'ensemble des résultats expérimentaux sur les billes de 700 µm à vitesse fixe de 0,2 mm/min dans le plan q/p.

Sur cette figure, nous pouvons déterminer l'enveloppe de rupture, le coefficient  $M$  qui est de 1 et une cohésion nulle. Dans ce cas, l'angle de frottement est déterminé par la formule suivante:

$$\sin(\phi) = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 + \sigma_3} \quad (3.4)$$

Ici,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_3$  sont la contrainte suivant la direction verticale  $z$  et horizontale  $x$ ,  $y$ . Dans la littérature, l'angle de frottement à la rupture du matériau de sables pour une densité relative de l'ordre de 15% dans les travaux de Finge [40], est de  $35^{\circ}5$  en compression. En comparaison, le pseudo angle frottement maximal obtenu dans notre cas par les assemblages de billes de verre lâches est de  $23^{\circ}8 \pm 0^{\circ}8$ , figure 3.6.

La figure 3.7 montre l'évolution du rapport des contraintes de l'ensemble des essais à vitesse constante 0,2 mm/min. La forme similaire de cette courbe q/p signifie que l'angle de rupture est indépendant de la contrainte  $\sigma'_3$  en grandes déformations.

Essais	$q_{max}$	$\phi_{rup}$
D7P50v200Sa	63,3 kPa	22°8
D7P100v200Sa	134,8 kPa	23°7
D7P200v200Sa	286,5 kPa	24°7
D7P400v200Sa	548,9 kPa	24°1
Valeur moyenne		23°8
Ecart-type		0°8

TAB. 3.2 – Angle de frottement de Coulomb à la rupture de la série d'essais saturés à la vitesse d'écrasement constante des billes de verre lâches sur l'appareil triaxial classique.

Le tableau 3.2 récapitule les valeurs de l'angle de frottement de tous les essais de cette série, avec la contrainte latérale effective variant de 50 kPa à 400 kPa au cours de



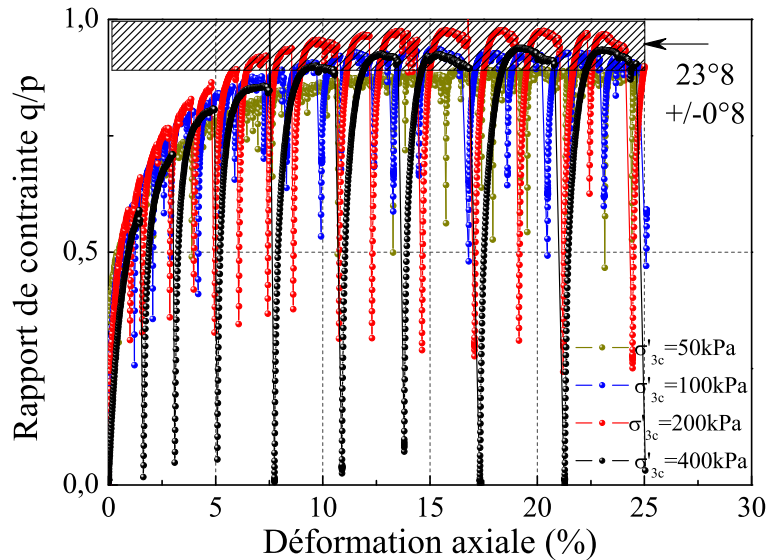


FIG. 3.7 – Evolution du rapport des contraintes  $q/p$  de l'ensemble des essais à vitesse constante.

cette étude.

**g) Conclusions provisoires:** pour la série d'essais saturés à vitesse d'écrasement constante

L'ensemble des résultats de la première série d'essais saturés des billes de verre à vitesse d'écrasement constante présentée dans ce paragraphe permet d'aboutir aux conclusions suivantes :

- Comme un milieu granulaire, le matériau 'billes de verre' présente une cohésion c nulle et un angle de frottement à la rupture égal à  $23^{\circ}8 \pm 0^{\circ}8$ .
- Le stick-slip est un phénomène d'instabilité globale en déviateur de contrainte et en déformation volumique, relié à la dilatance du matériau.
- Le comportement de stick-slip dépend de la contrainte latérale effective. Lorsque la contrainte latérale effective augmente, le nombre des stick-slips diminue, l'amplitude du déviateur, de la déformation volumique et l'intermittence de la déformation axiale augmentent.
- Le stick-slip est quasi-périodique pour une grande contrainte de confinement.
- La chute brusque de déviateur est toujours associée et synchronisée avec la plus large contractance (une compaction du matériau) du stick-slip et la longue phase de récupération avec une petite contractance et ensuite une dilatance. La rapidité de la phase de contraction crée une surpression interstitielle qui se dissipe très rapidement.

- L'existence des grandes boucles d'hystérésis en grandes déformations. La courbe moyenne de déformation volumique est stable et globalement contractante avec dilatation nulle.
- Il y a des différences cinématiques pendant la phase de frottement et la phase de glissement : un effondrement avec une vitesse très rapide et une perte de contrôle de déformation pendant la phase de frottement et un contrôle total de déformation pendant la phase de glissement.

### 3.3.1.2 Série d'essais saturés avec changement de vitesse d'écrasement

Les résultats expérimentaux de la deuxième série d'essais avec changement de vitesse d'écrasement sont présentés dans les différentes courbes déviateurs de contrainte - déformations et pressions interstitielles - déformations, figures 3.8, 3.9, 3.10 et 3.11.

Pour étudier l'effet de la vitesse, nous faisons varier la vitesse par paliers en commençant par une petite valeur de 0,1 mm/min, puis nous augmentons la vitesse dans un ordre croissant en doublant cette vitesse à 0,2 mm/min, ensuite nous passons à 0,5 mm/min avant de la quadrupler à 2 mm/min et de la redescendre à la valeur initiale de 0,2 mm/min. De cette façon, nous pouvons étudier l'influence de la vitesse sans trop augmenter le nombre des essais selon la proposition d'Adjemian [2]. Pourtant, faire varier plusieurs fois la vitesse au cours du même essai présente des inconvénients: l'étude statistique, et les possibilités de comparaison sont limitées. Nous réalisons quatre essais dans cette série à contrainte latérale effective constante égale à 50, 100, 200 ou 400 kPa, pour un indice des vides égal à 0,751; 0,758; 0,764; 0,736, chacun à la même variation de la vitesse d'écrasement. Chaque vitesse dure environ 5% de la déformation axiale de l'échantillon.

Comme la première série d'essais, la deuxième série d'essais exprime les caractéristiques des billes lâches contractantes. Le déviateur de contrainte arrive rapidement au palier de plasticité pour des grandes déformations d'environ 7%, sans pic, malgré la présence des stick-slips. Une contractance volumique est obtenue dans la gamme des contraintes latérales effectives utilisées, soit pour des pressions allant de 50 à 400 kPa. Nous sommes en présence des billes lâches, ayant un comportement contractant.

#### a) Présentation des résultats de l'essai à pression de confinement de 50 kPa

La figure 3.8 présente les résultats expérimentaux de l'essai à pression de confinement de 50 kPa avec variation de la vitesse d'écrasement. Globalement, la présence de la chute de déviateur et de déformation volumique montre l'instabilité globale du comportement des billes de verre. Le premier stick-slip dont l'amplitude du déviateur est de 4,3 kPa, apparaît à 0,67% de déformation axiale. Nous remarquons que le nombre de stick-slips diminue lors de l'augmentation de la vitesse d'écrasement. Les stick-slips en déviateur et en déformation volumique disparaissent presque totalement pour des vitesses élevées, vers 2 mm/min dans notre cas (20 fois de la vitesse minimale 0,1 mm/min), figures 3.8a et c. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus sur des billes de verre [2] (contrainte latérale effective 30-60 kPa) et sur du métal [82] à grande vitesse d'écrasement pour lesquels l'instabilité du frottement disparaît. Notons aussi que le nombre des stick-slips augmente de nouveau lorsque la vitesse revient à 0,2 mm/min en fin de l'essai. Pour la dernière vitesse 0,2 mm/min, la courbe enveloppe supérieure du déviateur est hors la courbe moyenne. De plus, sur la figure 3.8a, la courbe enveloppe de contrainte de déviateur - déformation axiale est affectée par une augmentation ou diminution de la vitesse de déformation. Le palier de cette courbe enveloppe baisse lors de l'augmentation de la vitesse d'écrasement. Et lorsque la vitesse de déformation revient à la vitesse initiale, la courbe enveloppe rejoint la courbe vierge à vitesse de déformation initiale. Dans ce cas, la taille des stick-slips est proportionnelle à la vitesse (voir la figure 3.19). La taille des stick-slips est donc plus grande lorsque la vitesse augmente. De plus, le nombre des stick-slips diminue avec l'aug-

mentation de la vitesse quelle que soit la contrainte latérale effective.

La caractéristique de synchronisation reste valable pour l'essai avec changement de la vitesse. L'agrandissement du stick-slip de la figure 3.8a et c montre la synchronisation du déviateur et de la déformation volumique. La chute de déviateur est associée avec une large contractance du stick-slip qui se produit rapidement pendant environ deux secondes. C'est le temps de réponse de la centrale d'acquisition. Ensuite, c'est la longue récupération de déviateur de contrainte qui relie la contractance et la dilatance du matériau, pendant laquelle la dilatance est presque linéaire. Nous remarquons que la pression interstitielle augmente brusquement avant la chute du déviateur, figure 3.8e. La surpression interstitielle ne se produit pas systématiquement à chaque stick-slip, et quand elle existe, ses amplitudes ne sont pas identiques. On a remarqué ce problème dans le paragraphe 3.3.1.1 ci-dessus. Il concerne la sensibilité de nos équipements de mesure. Dans cet essai à 50 kPa, la surpression interstitielle maximale atteint 7,5 kPa, soit 15 % de la contrainte latérale effective lorsque la vitesse revient à 0,2 mm/min. Il est possible de noter qu'il n'existe pas de surpression interstitielle pour les grandes vitesses (2 mm/min dans notre cas par exemple). Donc, pour les grandes vitesses, il ne se produit pas de chute de déviateur, ni de chute de déformation volumique, et ni de surpression interstitielle. Nous remarquons aussi que la surpression résiduelle augmente légèrement jusqu'à 201 kPa, soit 2% de la contrainte latérale effective. La boucle d'hystérésis existe aussi sur le plan déviateur - déformation volumique, figure 3.8d. Cette boucle d'hystérésis se produit seulement en grandes déformations.

#### **b) Présentation des résultats de l'essai à pression de confinement de 100 kPa**

Les résultats expérimentaux de l'essai à pression de confinement de 100 kPa avec variation de la vitesse d'écrasement sont présentés sur la figure 3.9. Toutes les observations présentées sur l'essai à pression de confinement de 50 kPa ci-dessus sont aussi encore valables pour cet essai à 100 kPa. L'instabilité globale est montrée de façon claire avec de grandes chutes de déviateur et de déformation volumique, même à vitesse élevée (vers 2 mm/min dans notre cas). Le premier stick-slip apparaît à 0,38 % de déformation axiale avec une amplitude du déviateur de 32,9 kPa. On remarque que les amplitudes du déviateur et de la déformation volumique augmentent lors d'une augmentation de la contrainte latérale effective. Le nombre de stick-slips de déviateur et de déformation volumique diminue lorsqu'on augmente la vitesse d'écrasement. La taille des stick-slips de déviateur et de déformation volumique décroît lors de l'augmentation de la vitesse. Elle ne disparaît pas totalement, comme durant l'essai à pression de confinement de 50 kPa ci-dessus. La courbe enveloppe de déviateur et de déformation volumique baisse lorsque la vitesse augmente. Et, elle retrouve l'évolution normale quand la vitesse revient à la vitesse initiale, figure 3.9a et c. La figure 3.9d présente les boucles d'hystérésis en grande déformation avec une contractance importante apparue à 0,6% de déformation volumique ou à 3% de déformation axiale.

Comme l'essai à pression de confinement de 50 kPa, la synchronisation du déviateur et de la déformation volumique de l'essai à pression de confinement de 100 kPa est aussi clairement visualisable à l'aide des agrandissements du stick-slip en déviateur et en déformation volumique, figures 3.9a, c. On remarque que la surpression interstitielle correspond toujours au stick-slip, pourtant elle ne se produit pas systématiquement. L'agrandissement

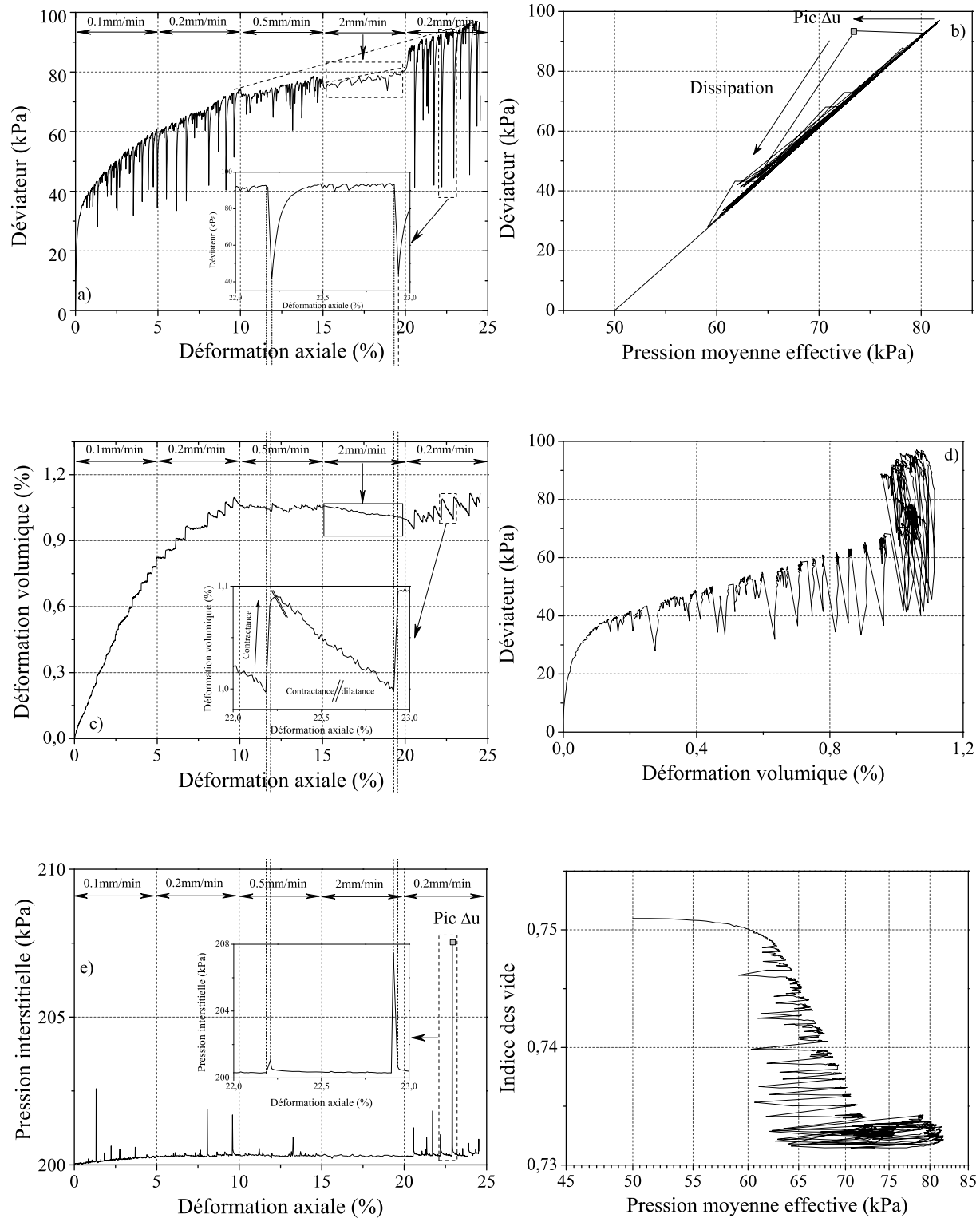


FIG. 3.8 – Courbes globales de l'essai D7P50vvaSa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre  $d=700\mu\text{m}$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 50$  kPa.

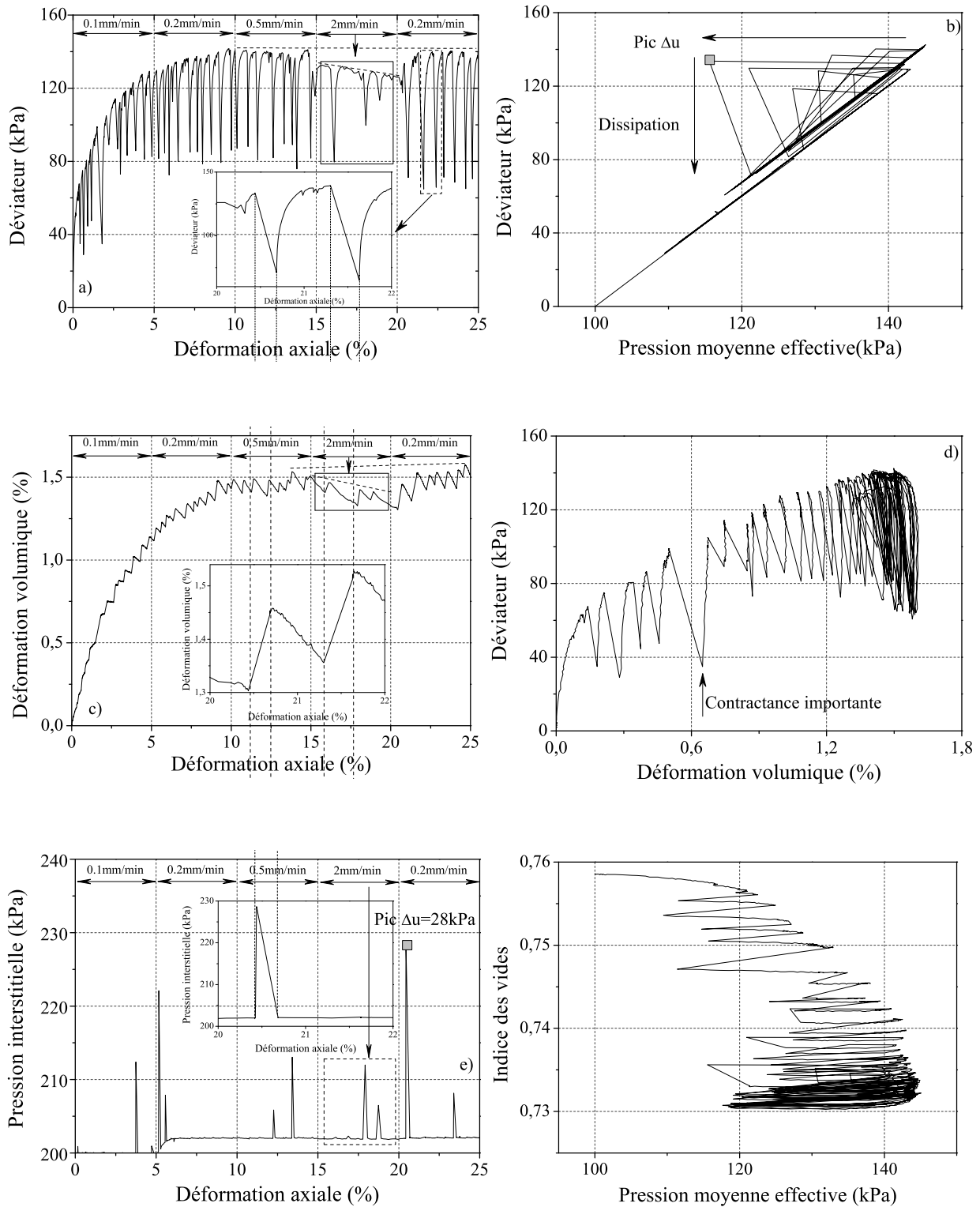


FIG. 3.9 – Courbes globales de l'essai D7P100vvaSa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre  $d=700\mu\text{m}$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 100 \text{ kPa}$ .

de la figure 3.9e montre qu'il y a seulement une grande surpression interstitielle pour deux stick-slips présentés. Il faut noter aussi qu'il y a deux surpressions interstitielles dans la tranche de vitesse de 2 mm/min, qui ont pour amplitudes respectives 12 et 6 kPa. Pour l'essai à pression de confinement de 50 kPa, aucune surpression interstitielle n'était observée à grande vitesse. Il est donc possible de conclure que la surpression interstitielle se produit pour tous stick-slips. Néanmoins, la sensibilité de nos équipements n'est pas suffisante pour acquérir fidèlement toute génération de la surpression interstitielle. Par ailleurs, notons que la surpression interstitielle maximale est de 28,5 kPa, soit 28,5 % de la contrainte latérale effective. Ce pic de surpression interstitielle se trouve dans la gamme de vitesse 0,2 mm/min. La pression résiduelle atteint 202 kPa, soit 2 % de la contrainte latérale effective.

### c) Présentation des résultats de l'essai à pression de confinement de 200 kPa

La figure 3.10 présente les résultats expérimentaux de l'essai à pression de confinement de 200 kPa avec variation de la vitesse d'écrasement.

Globalement, cet essai a les mêmes caractéristiques que les essais à pression de confinement de 50 et 100 kPa présentés ci-dessus. Visuellement, les chutes de déviateur et de déformation volumique deviennent plus grandes lorsqu'on augmente la pression de confinement. Par conséquent, le nombre des stick-slips de l'essai à pression de confinement de 200 kPa diminue par rapport à celui des essais à pression de confinement de 100 et 50 kPa. Les courbes enveloppes du déviateur et de la déformation volumique sont influencées par la vitesse d'écrasement. Elles baissent lorsque la vitesse augmente. A la vitesse de 2 mm/min, on observe bien cet abaissement, figure 3.10a et c. Le premier stick-slip apparaît à 0,57 % de déformation axiale une amplitude du déviateur de 17 kPa. La synchronisation du déviateur et de la déformation volumique reste toujours valable pour cet essai. La figure 3.9f montre que la surpression interstitielle maximale atteint 87 kPa à la vitesse 0,2 mm/min, soit 43,5 % de la contrainte latérale effective. La pression résiduelle est de 201 kPa, soit 0,5 % de la contrainte latérale effective.

### d) Présentation des résultats de l'essai à pression de confinement de 400 kPa

Les résultats du dernier essai de cette série sont présentés sur la figure 3.11. On remarque que cet essai présente les mêmes caractéristiques que celles déjà observées pour les essais à pression de confinement de 50, 100 et 200 kPa. Une caractéristique apparaît seulement pour cet essai, c'est le type "écrouissage négatif" qui se produit en grande vitesse (2 mm/min dans ce cas).

Sur la figure 3.11c, on trouve que la pente de dilatance est presque constante même si la vitesse d'écrasement est variable. On va exploiter ce point dans le paragraphe 3.3.3.4. La figure 3.11e nous montre que la surpression interstitielle maximale atteint 204 kPa, soit 51% de la contrainte de confinement latérale  $\sigma'_3$ . Ce pic de surpression interstitielle se produit à la vitesse d'écrasement 2 mm/min. Pour l'ensemble des essais dans cette série, nous remarquons que le pic de surpression interstitielle apparaît souvent à la vitesse d'écrasement 0,2 mm/min, sauf pour l'essai à 400 kPa. La pression résiduelle est estimée à 201 kPa, soit 0,25 % de la contrainte de confinement latérale  $\sigma'_3$ .

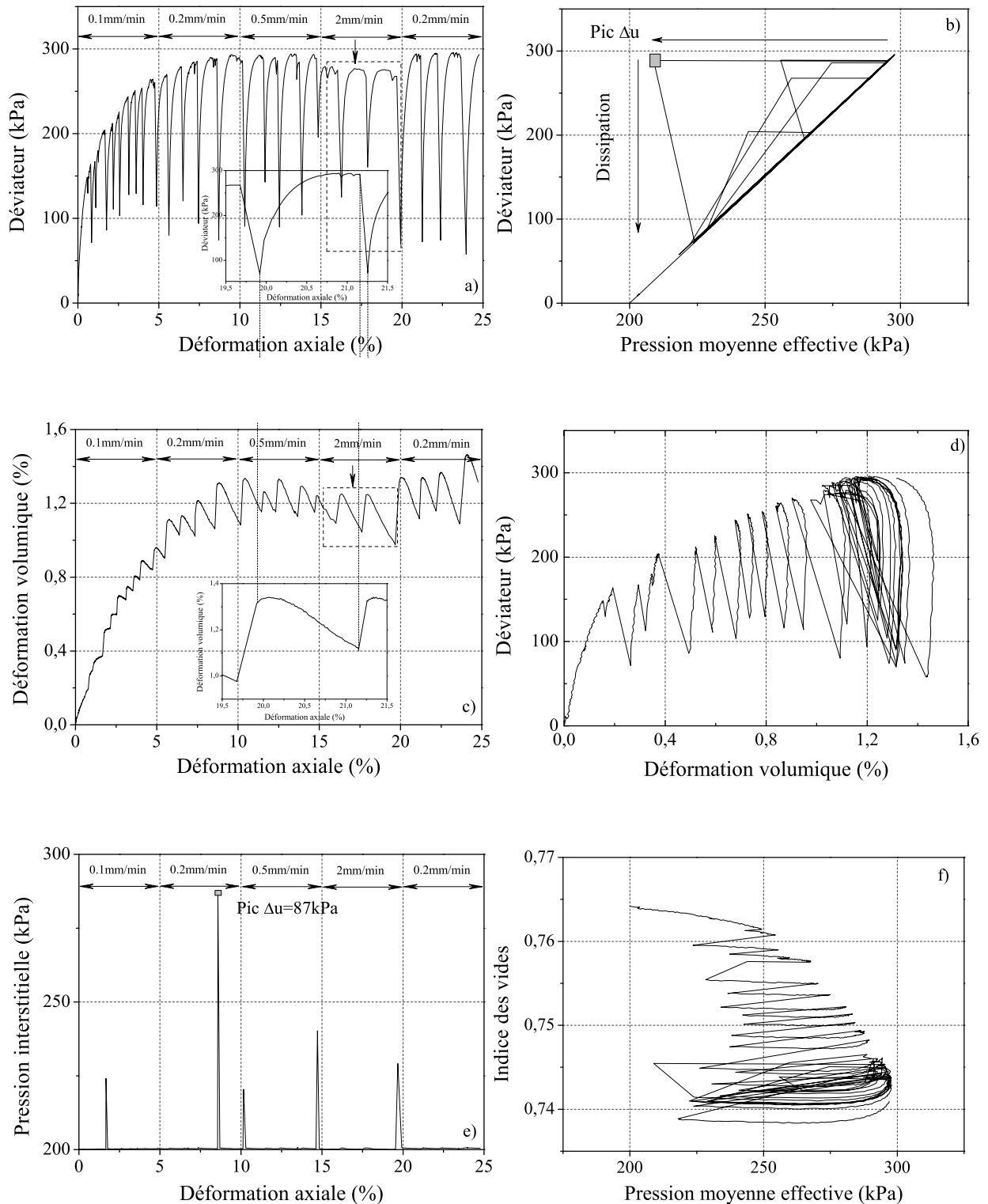


FIG. 3.10 – Courbes globales de l'essai D7P200vvaSa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre  $d=700\mu\text{m}$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 200$  kPa.



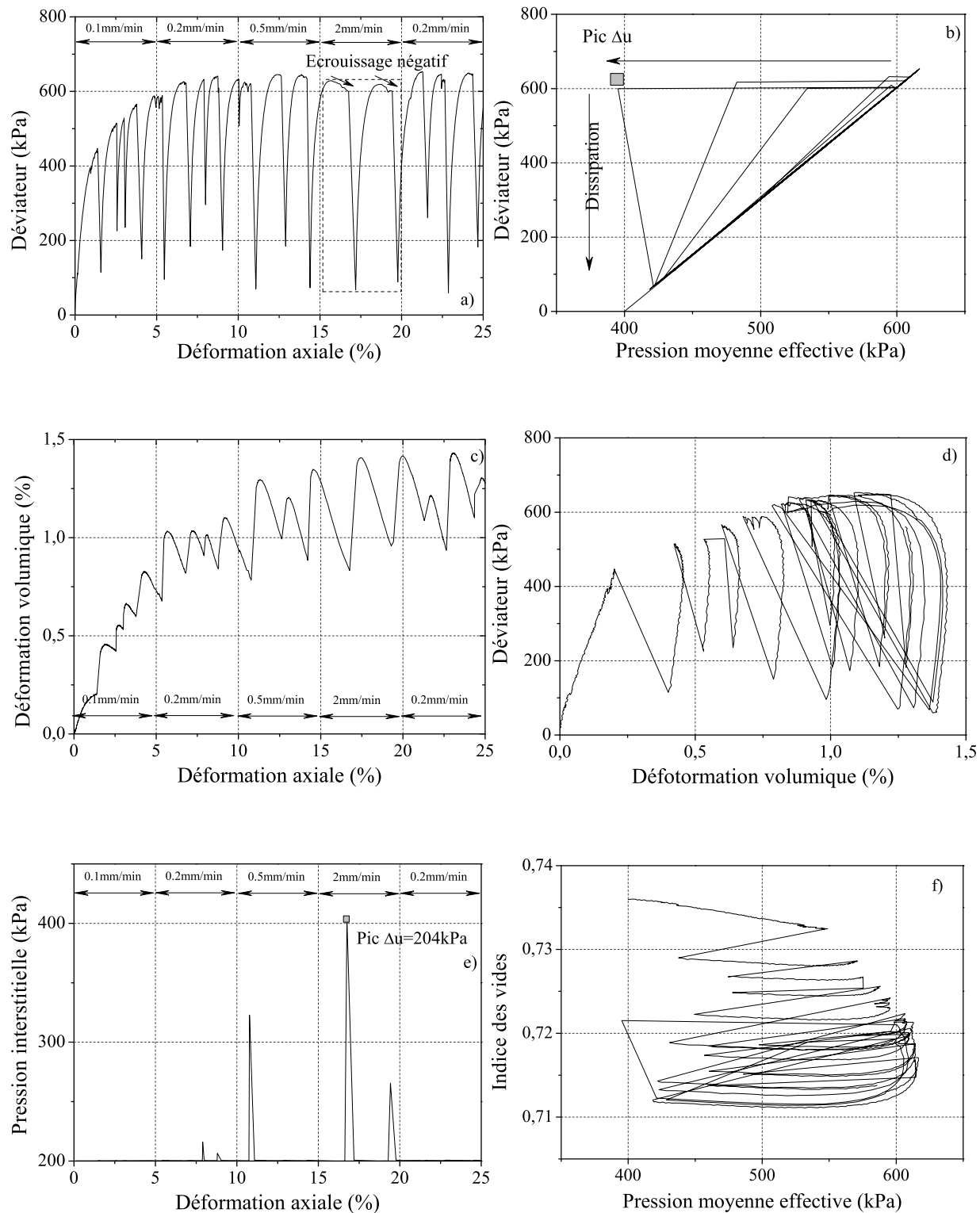


FIG. 3.11 – Courbes globales de l'essai D7P400vvaSa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre  $d=700\mu\text{m}$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 400\text{ kPa}$ .

La dépendance en vitesse de la résistance globale de l'échantillon démontre que ce comportement n'est pas quasi-statique. Il est donc potentiellement instable. On trouvera en section suivante une étude détaillée de la sensibilité du comportement aux variations de la vitesse.

### e) Pseudo angle de frottement

L'ensemble des résultats expérimentaux de la série d'essais avec la vitesse variable est présenté dans le plan déviateur de contrainte - pression moyenne effective, figure 3.12. Sur cette figure, l'enveloppe de rupture donne un pseudo angle de frottement mobilisé de  $24^{\circ}3 \pm 0^{\circ}9$  et une cohésion nulle. Cette valeur est voisine de celle de la première série à la vitesse constante. Ce résultat confirme les paramètres caractéristiques obtenus sur des billes de verre de  $700 \mu\text{m}$  dans la première série d'essais avec la vitesse constante.

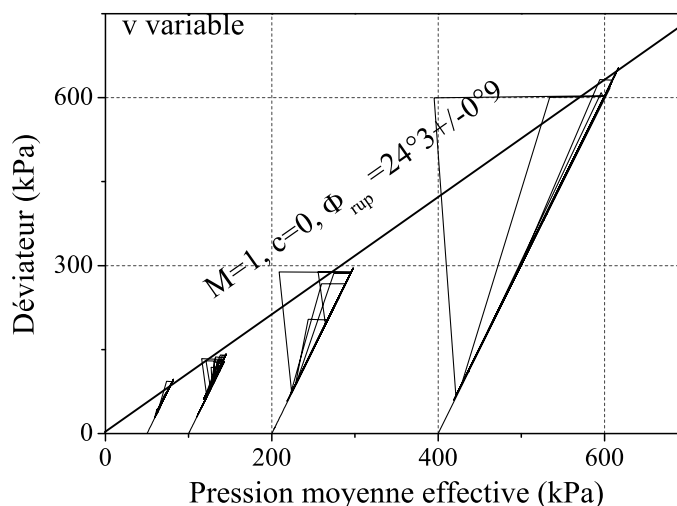


FIG. 3.12 – L'ensemble des résultats expérimentaux sur les billes de  $700 \mu\text{m}$  à vitesse variable dans le plan  $q/p$ .

### g) Conclusions provisoires : pour la série d'essais saturés à vitesse d'écrasement variable

L'ensemble des résultats de la deuxième série d'essais saturés des billes de verre à vitesse d'écrasement variable présentés dans ce paragraphe permet d'aboutir aux conclusions suivantes :

- Confirmation des caractéristiques globales des billes de verre avec la cohésion  $c$  nulle et l'angle de frottement à l'état de rupture voisin de  $23^{\circ}8$  que l'on a obtenus pour la première série d'essais à vitesse constante.
- Confirmation des caractéristiques presque complètes des stick-slips (synchronisation, boucles d'hystérésis en grandes déformations) de la première série d'essais à vitesse constante.
- Mise en évidence de la dépendance à la vitesse d'écrasement du comportement des stick-slips. Lorsque la vitesse d'écrasement augmente, le nombre des stick-slips dimi-

nue, l'amplitude du déviateur et l'intermittence des déformations axiales diminuent aussi.

### 3.3.1.3 Série d'essais saturés avec prise en compte de la taille de grains

Dans cette section, nous utilisons trois types de billes de verre correspondant aux diamètres moyens de 300, 500 et 700  $\mu m$  dans les mêmes conditions d'essais avec la pression de confinement égale à 50 kPa et une même taille de l'échantillon 70x70 mm. Pour les trois essais, nous avons utilisé la même masse de billes choisie égale à 380 grammes. L'indice des vides à 100 kPa de ces essais est respectivement égal à 0,794; 0,751 et 0,751. Ce qui nous donne une compacité égale à 0,557; 0,571 et 0,571 respectivement.

De manière à réduire le nombre d'essais, nous réalisons cinq fois le changement de la vitesse pour chaque essai. Chaque vitesse est maintenue constante sur environ 5% de la déformation axiale. Les essais sur les petites billes montrent qu'elles présentent un comportement de billes lâches contractantes. Le déviateur de contrainte pour les essais des billes 300 et 500  $\mu m$  à 50 kPa forme un palier sans pic et une déformation volumique contractante est obtenue, figures 3.13 et 3.14. Par contre, l'essai des billes 700  $\mu m$  présente un accroissement du déviateur de contrainte, figure 3.8. Dans ce paragraphe, nous présentons en détail les résultats des billes 300  $\mu m$  et 500  $\mu m$ .

#### a) Présentation des résultats de l'essai des billes de verre, $d=300 \mu m$ à pression de confinement de 50 kPa

Les courbes mécaniques de l'essai des billes de verre de diamètre  $d=300 \mu m$  à pression de confinement de 50 kPa sont présentées dans la figure 3.13. Nous remarquons que les amplitudes des chutes de déviateur restent de taille quasi constante lorsque la vitesse d'écrasement est faible, et qu'elles régressent lorsque la vitesse d'écrasement est élevée (2 mm/min dans notre cas). Nous constatons aussi que l'amplitude moyenne du déviateur à vitesse 2 mm/min atteint 19,0 kPa pour le diamètre de grains  $d=300 \mu m$ , tandis que l'amplitude du déviateur est quasiment nulle pour le diamètre  $d=700 \mu m$  ( $\langle \Delta q \rangle = 2,5$  kPa) (voir la figure 3.8). Donc, la taille des grains et la vitesse jouent un rôle important pour le comportement des billes de verre. Pour les petits grains, on trouve que le niveau de résistance de la courbe enveloppe n'est pas nettement influencé par le changement de vitesse. La première chute de déviateur dont l'amplitude est de 18,2 kPa, apparaît à 0,06 % de déformation axiale. Dans ce cas, la première chute apparaît lorsque le déviateur dépasse 24,4 kPa ( $q/p = 24,4/58,1 = 0,42$ ), correspondant à un angle de frottement de  $11^\circ 3$ . La figure 3.13d montre que la boucle d'hystérésis apparaît en grande déformation. Un saut important de déformation volumique apparaît à 1,15 % de déformation axiale.

Les agrandissements sur les figures 3.13a, c et e montrent que la synchronisation reste toujours valable pour la taille des grains  $d=300 \mu m$ . La surpression interstitielle correspond ici aussi au point avant la chute de déviateur. La figure 3.13e présente de nombreuses surpressions interstitielles. La surpression interstitielle maximale atteint 17 kPa, soit 34% de la contrainte de confinement. La pression interstitielle résiduelle est estimée à 201 kPa, soit 2% de la contrainte de confinement.

#### b) Présentation des résultats de l'essai des billes de verre, $d=500 \mu m$ à pression de confinement de 50 kPa

La figure 3.14 présente les résultats expérimentaux de l'essai à pression de confinement de 50 kPa avec les billes de verre de diamètre de 500  $\mu m$ . La figure 3.14a montre que l'amplitude de déviateur est très régulière pour les petites vitesses. L'amplitude de

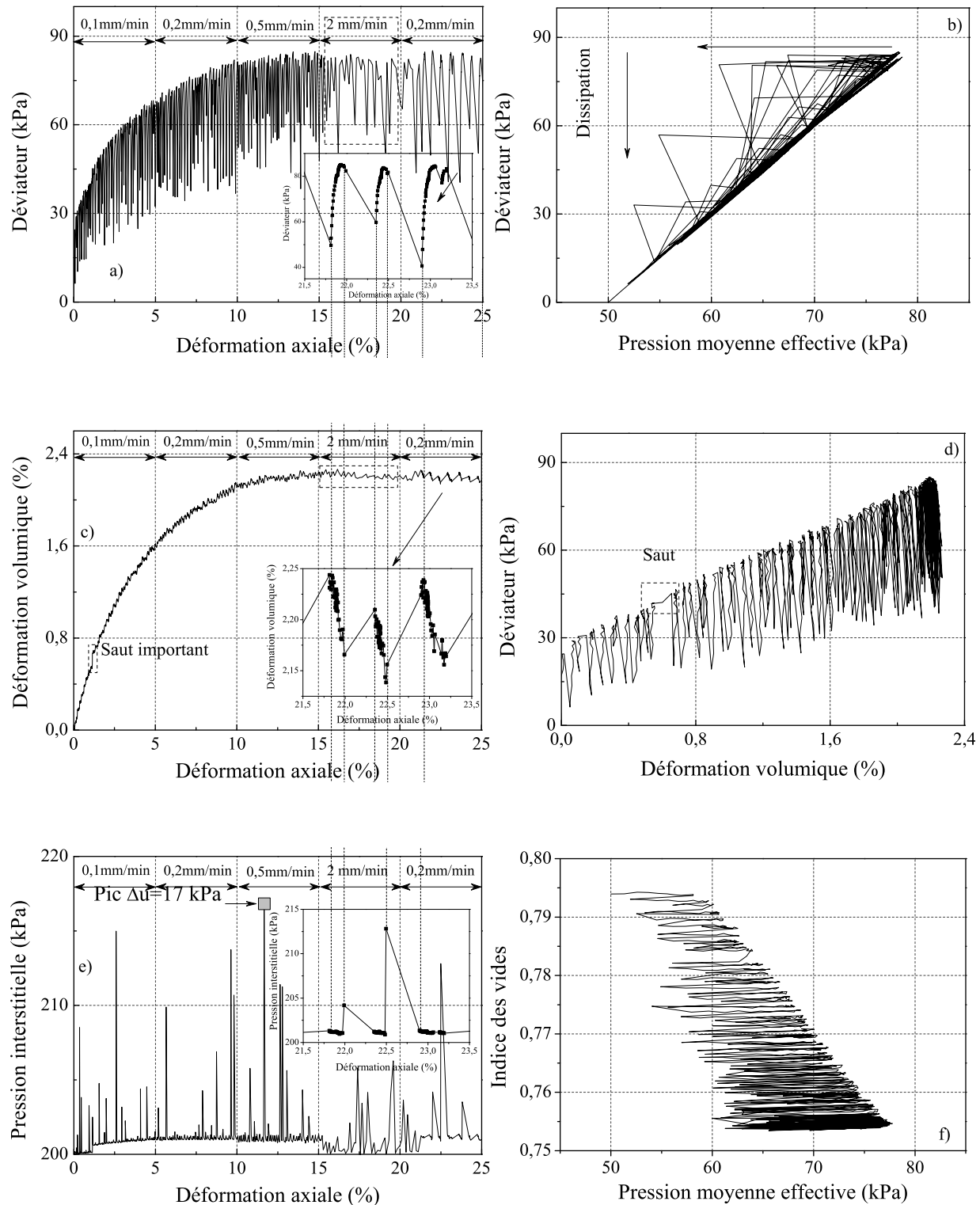


FIG. 3.13 – Courbes globales de l'essai D3P50vvaSa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre  $d=300\mu\text{m}$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 50\text{ kPa}$ .

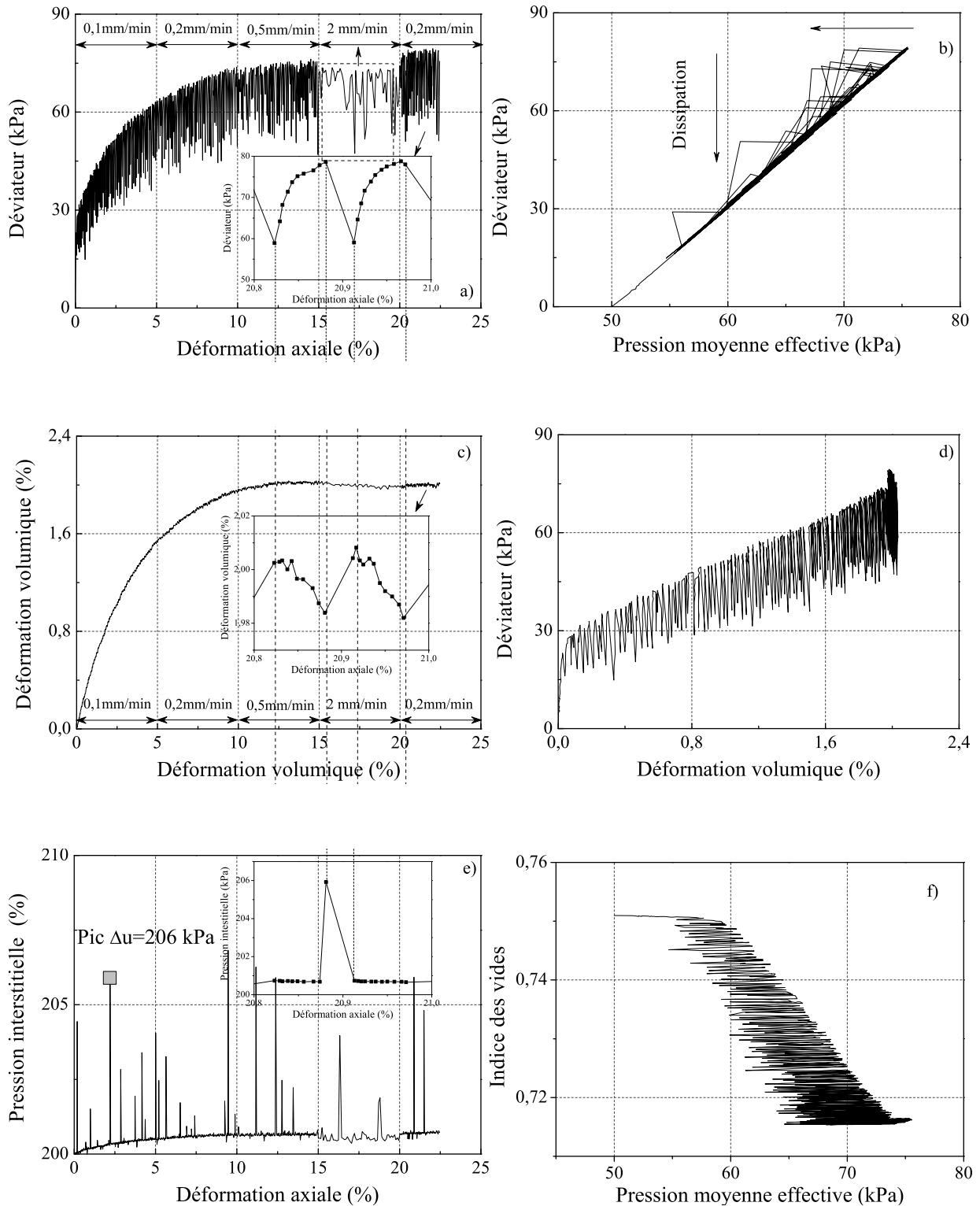


FIG. 3.14 – Courbes globales de l'essai D5P50vvaSa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre  $d=500\mu\text{m}$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 50$  kPa.

déviateur devient irrégulière lorsque la vitesse est grande. Il semble que les petites billes de verre ou le nombre des grains et les petites vitesses favorisent la caractéristique quasi-périodique du stick-slip. Nous constatons que l'amplitude du déviateur est plus petite que pour celle des billes de verre  $300 \mu m$  (voir le tableau 3.5). C'est-à-dire que l'amplitude de déviateur est fonction du diamètre des grains. Ce point est l'objet de l'analyse du paragraphe 3.3.2.3. On remarque aussi une variation brutale de la courbe enveloppe du déviateur aux points de changement de la vitesse de 0,5 vers 2 et de 2 vers 0,2 mm/min. On impose une augmentation croissante de la vitesse et ensuite un retour à la vitesse initiale, et l'on remarque que le niveau de résistance est à chaque fois inférieur au précédent et remonte vers l'allure normale lorsque la vitesse revient à la vitesse initiale. La première chute de déviateur dont l'amplitude est de 7,5 kPa, apparaît à 0,06% de la déformation axiale. Cette première chute apparaît lorsque le déviateur de contrainte dépasse 23,5 kPa, correspondant à un angle de frottement de  $11^\circ$ .

La synchronisation du déviateur et de la déformation volumique reste toujours valable pour les billes de verre de  $500 \mu m$ , figures 3.13a et c. La surpression interstitielle correspond aussi au point avant la chute de déviateur. La surpression maximale est de 6 kPa, soit 12% de la contrainte de confinement. La pression interstitielle résiduelle est de 201 kPa, soit 2% de la contrainte de confinement.

Globalement, on constate que la taille des chutes est décroissante avec l'augmentation de la taille des grains, figures 3.13, 3.14 et 3.8. Il semble que les petites billes possèdent un plus grand nombre des stick-slips que les grosses billes. Une analyse détaillée sera présentée dans le paragraphe 3.3.2.3.

### c) Pseudo angle de frottement

Comme on a réalisé un seul essai à la contrainte de confinement de 50 kPa pour les billes de verre 300 et  $500 \mu m$  et en acceptant l'hypothèse de la cohésion nulle, nous pouvons déterminer l'enveloppe de rupture qui donne un pseudo angle de frottement mobilisé de  $27^\circ 3$  pour les billes  $300 \mu m$  et de  $26^\circ 2$  pour les billes  $500 \mu m$ .

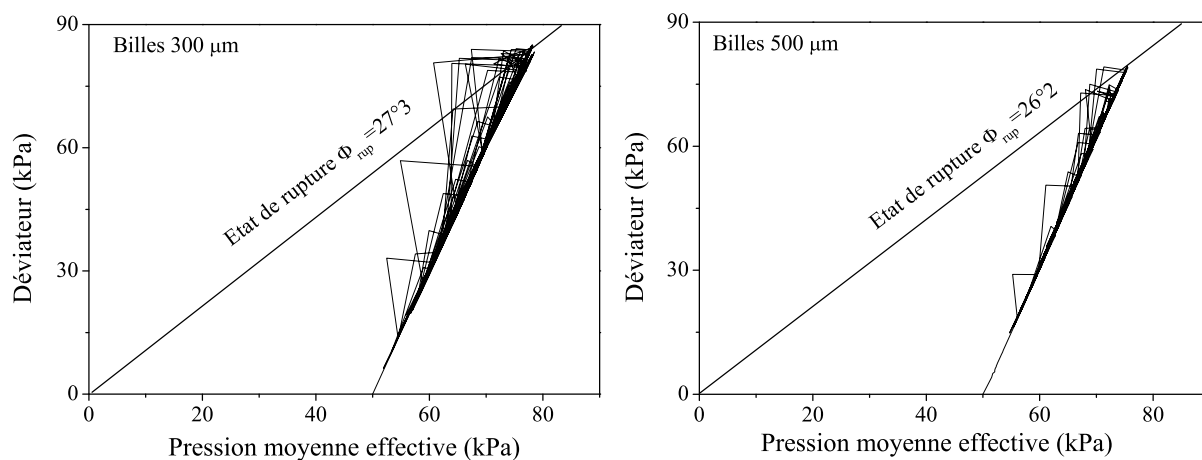


FIG. 3.15 – Pseudo angle de frottement pour les billes de verre 300 et  $500 \mu m$ .

Nous remarquons que le pseudo angle de frottement diminue avec l'augmentation de la taille des billes.

**d) Conclusions provisoires :** *pour la série d'essais saturés avec prise en compte de la taille des grains*

L'ensemble des résultats de la troisième série d'essais saturés avec la prise en compte de la taille des grains présenté dans ce paragraphe permet d'aboutir aux conclusions suivantes :

- Pour les billes 300 et 500  $\mu m$ , les pseudos angles de frottement sont respectivement de  $27^{\circ}3$  et  $26^{\circ}2$ .
- Reconfirmer les caractéristiques presque complètes des stick-slips comme nous l'avons conclu pour la deuxième série d'essais à la vitesse variable.
- La petite taille des grains ou le nombre de grains et la faible vitesse d'écrasement favorisent le comportement quasi-périodique des billes de verre.
- Le comportement des billes de verre dépend de la taille des grains ou du nombre des grains.



### 3.3.2 Paramètres influençant le comportement global des billes de verre de verre

Dans cette section, nous mettrons en évidence les paramètres influençant le comportement global du matériau modèle "billes de verre" tels que la contrainte de confinement  $\sigma'_{3c}$ , la vitesse de déformation  $d\varepsilon_1/dt$  et la taille de l'échantillon  $d/D$ . Ces paramètres sont considérés comme les paramètres de contrôle des caractéristiques des billes de verre.

#### 3.3.2.1 Effets de la contrainte de confinement

La série d'essais saturés sur les billes de verre de diamètre moyen  $\langle d \rangle = 700 \mu\text{m}$  sous différentes contraintes de confinement  $\sigma'_{3c} = 50, 100, 200$  et  $400$  kPa est présentée dans la section 3.3.1.1. La figure 3.16 présente l'ensemble des résultats de cette série dans les relations de déviateur - déformation axiale et de déformation volumique - déformation axiale. Pour le sable d'Hostun, nous trouvons que le rapport  $q/p$  est plus important lorsque la contrainte de confinement latérale varie [76], [81]. Pour les billes de verre, il semble que ce rapport ne change pas lorsque la contrainte de confinement latérale varie (voir la figure 3.7).

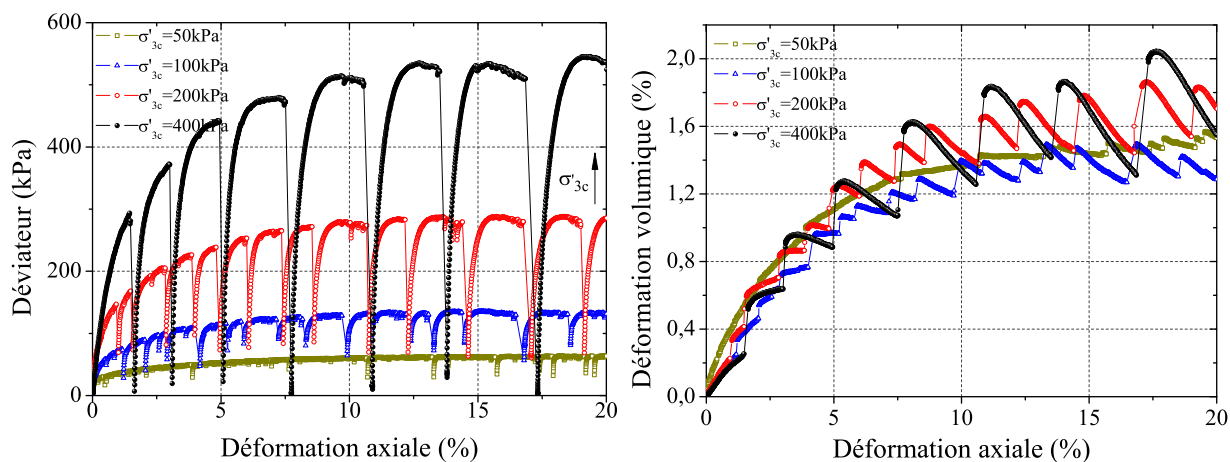


FIG. 3.16 – Courbes globales dans les plans contrainte de déviateur-déformations au cours d'essais triaxiaux drainés en conditions saturés d'eau sur billes de verre  $700 \mu\text{m}$  avec la vitesse constante  $v=0,2 \text{ mm/min}$ .

Nous observons que le nombre de stick-slips diminue avec la contrainte de confinement. Par contre, l'amplitude de chute de contrainte  $\Delta q$  et la déformation volumique  $\Delta\varepsilon_v$  augmentent. La diminution du nombre de stick-slips correspond à l'augmentation de l'intermittence de déformation axiale  $\Delta\varepsilon_1$ . En ne gardant que les stick-slips dont l'amplitude dépasse 3 kPa, nous pouvons calculer les variables du stick-slip. Nous présentons, dans le tableau récapitulatif 3.3, les variables du stick-slip pour la série d'essais avec la vitesse d'écrasement constante.

La figure 3.17 montre la relation entre l'amplitude du déviateur  $\Delta q$ , l'intermittence de la déformation  $\Delta\varepsilon_1$ , ainsi que l'amplitude de déformation volumique  $\Delta\varepsilon_v$  et la contrainte de confinement latérale.

La figure 3.17a montre que la valeur moyenne des chutes de déviateur (appelée amplitude moyenne,  $\langle \Delta q \rangle = \Sigma \Delta q^i / n$ ) et la valeur maximale de ces chutes (appelée

Essais	Nombre stick-slip	$\Delta q_{max}$ (kPa)	$\langle \Delta q \rangle$ (kPa)	$\Delta \varepsilon_{1max}$ (%)	$\langle \Delta \varepsilon_1 \rangle$ (%)	$\Delta \varepsilon_{vmax}$ (%)	$\langle \Delta \varepsilon_v \rangle$ (%)	$\langle \Delta t \rangle$ (s)
D7P50v200Sa	49	34,4	4,5	0,47	0,16	0,095	0,010	34,8
D7P100v200Sa	33	76,4	10,5	1,10	0,22	0,199	0,012	40,8
D7P200v200Sa	27	220,1	29,5	1,33	0,23	0,379	0,015	42,4
D7P400v200Sa	20	512,8	55,0	2,33	0,29	0,406	0,016	53,9

TAB. 3.3 – Tableau récapitulatif des variables du stick-slip pour la série d'essais à vitesse d'écrasement constante.

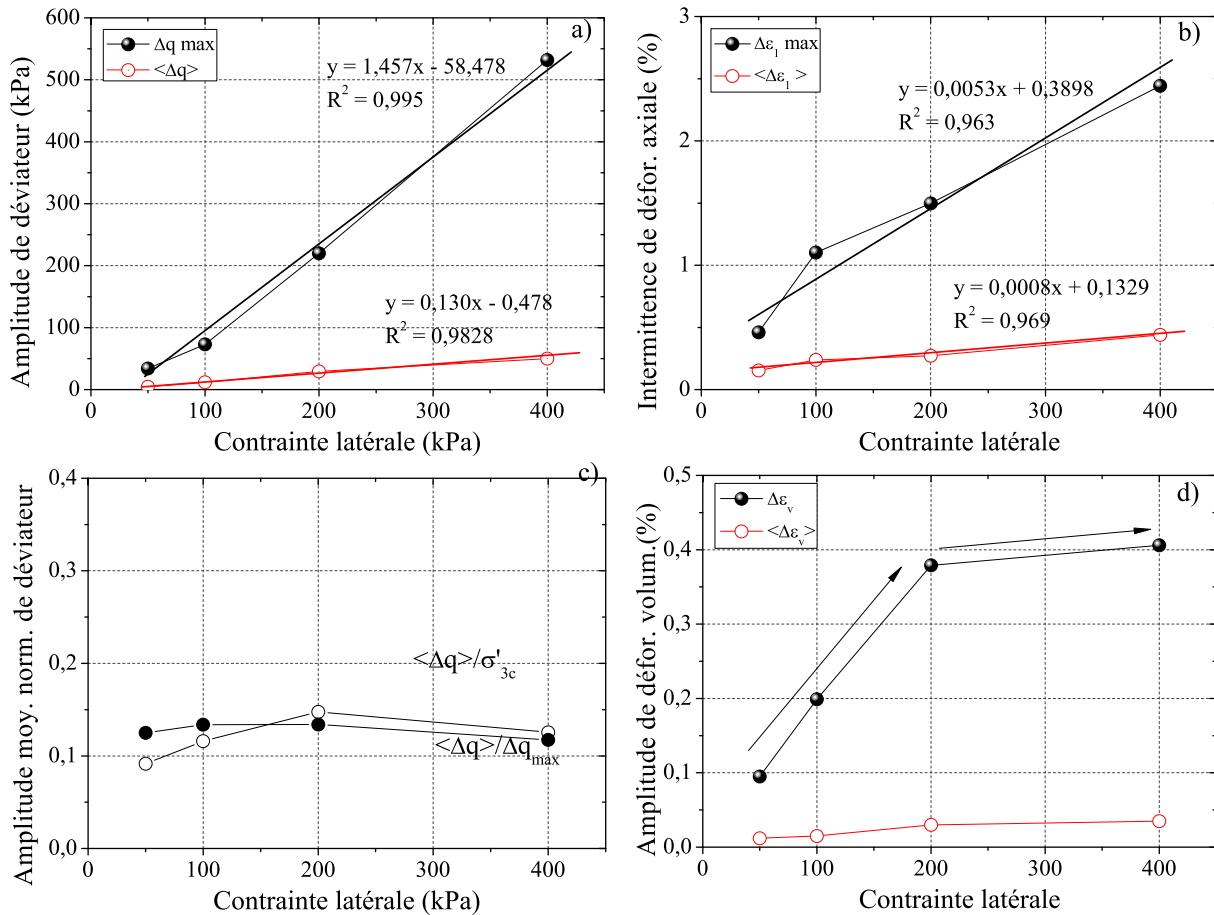


FIG. 3.17 – Effet de contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c}$  sur le comportement de stick-slip pour les billes de verre 700  $\mu\text{m}$ , à vitesse constante  $v = 0,2 \text{ mm/min}$ .

amplitude maximale,  $\Delta q_{max} = \text{Max}(\Delta q^i)$  augmentent linéairement avec la contrainte de confinement  $\sigma'_{3c}$ . Ceci signifie que l'amplitude du déviateur est proportionnelle à la contrainte de confinement latérale. Nous remarquons que l'amplitude moyenne normalisée des chutes ( $\langle \Delta q \rangle / \Delta q_{max}$ ) est quasi-constante quelle que soit la valeur de la contrainte de confinement latérale, figure 3.17c. Par contre, l'amplitude moyenne normalisée par la contrainte de confinement latérale atteint un pic pour  $\sigma'_{3c} = 200 \text{ kPa}$ , puis diminue.

On observe aussi sur la figure 3.17b que la tendance linéaire s'applique aussi pour l'intermittence de déformation axiale  $\Delta \varepsilon_1$ . Néanmoins, l'intermittence de déformation axiale  $\Delta \varepsilon_1$  diminue légèrement avec  $\sigma'_{3c}$ . Sur la figure 3.17d, il semble que la variation

volumique tende vers une asymptote.

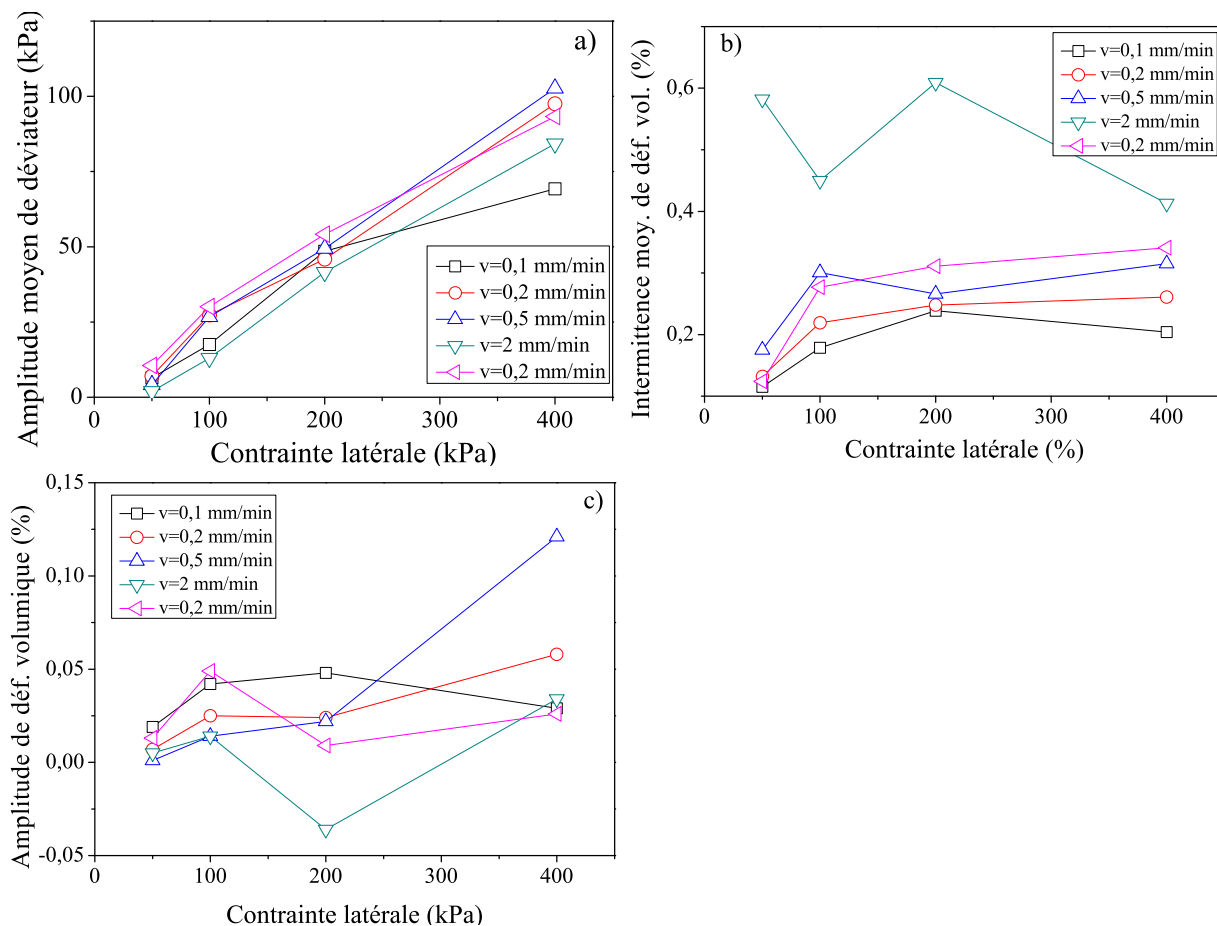


FIG. 3.18 – Effet de contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c}$  sur le comportement de stick-slip pour les billes de verre  $700 \mu\text{m}$ , à vitesse variable.

La figure 3.18 présente l'effet de la contrainte de confinement sur le comportement de stick-slip pour la série d'essais à vitesse variable. La figure 3.18a montre la relation linéaire entre l'amplitude de déviateur  $\langle \Delta q \rangle$  et la contrainte de confinement  $\sigma_{3c}$ . Elle nous confirme que l'amplitude moyenne de déviateur dépend de la contrainte de confinement. Cette remarque est similaire avec la série d'essais à vitesse constante ci-dessus. Par contre, la figure 3.18b montre que l'intermittence de déformation axiale augmente jusqu'à 100 kPa et tend vers la valeur asymptotique, sauf pour la vitesse  $v=2$  mm/min. Pour l'amplitude de déformation volumique, il semble qu'elle augmente et tend vers une valeur asymptotique, figure 3.18c.

Donc, la contrainte de confinement joue un rôle important dans le phénomène de stick-slip lorsqu'elle est supérieure à 50 kPa. Ceci est un nouvel apport par rapport aux résultats d'Adjémian [2] pour les petites contraintes variant seulement de 30 à 60 kPa.

### 3.3.2.2 Effets de la vitesse d'écrasement

Le changement de la vitesse est réalisé pour chaque essai à contrainte de confinement constante égale à 50, 100, 200 ou 400 kPa. La vitesse prend successivement cinq valeurs:

0,1; 0,2; 0,5; 2; 0,2 mm/min. Les courbes globales déviateur de contrainte - déformations et pressions interstitielles - déformations de cette série sont présentées dans la section 3.3.1.2.

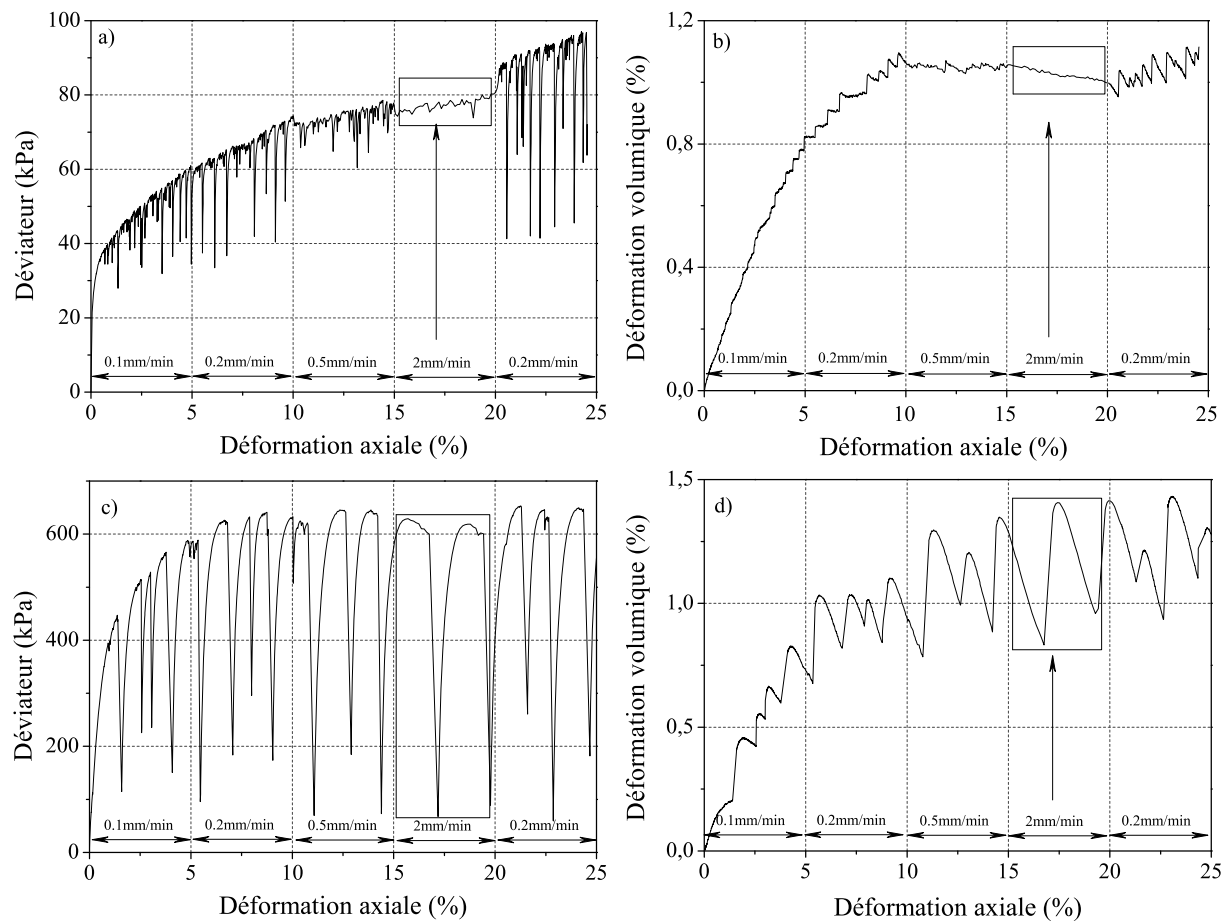


FIG. 3.19 – Courbes globales dans les plans contrainte de déviateur - déformations de deux essais typiques: Essai D7P50vvaSa et Essai D7P400vvaSa de la série avec changement de la vitesse.

Dans cette section, nous comparons deux essais typiques pour mettre en évidence l'effet de la vitesse de déformation: Essai D7P50vvaSa et Essai D7P400vvaSa dans les plans déviateur de contrainte - déformation axiale et déformation volumique - déformation axiale. L'influence de la vitesse sur le comportement mécanique des billes lâches contractantes est montrée sur la figure 3.19 grâce aux courbes  $(q, \varepsilon_1)$ ,  $(\varepsilon_v, \varepsilon_1)$ . En premier temps, nous remarquons une variation brutale de la résistance maximale  $q_{max}$  et déformation volumique maximale  $\varepsilon_{vmax}$  (courbe enveloppe supérieure) à chaque changement de la vitesse. Une augmentation de la vitesse implique une diminution de la résistance maximale ( $q_{max}$ ) et de la déformation volumique maximale  $\varepsilon_{vmax}$ . On impose la vitesse dans un ordre croissant, et l'on remarque que le niveau de résistance et de déformation volumique sont à chaque fois inférieurs au précédent, et qu'ils retrouvent l'allure normale quand la vitesse revient à la valeur initiale. Lorsque la vitesse augmente, l'amplitude du déviateur  $\Delta q$ , l'intermittence de la déformation axiale  $\Delta \varepsilon_1$ , et l'amplitude de la déformation volumique  $\Delta \varepsilon_v$  diminuent et tendent à disparaître. A vitesse élevée, vers 2 mm/min, l'instabilité de glissement n'a pas le temps de se développer en totalité. Donc, la courbe devient lisse et le phénomène de stick-slip disparaît pratiquement en faible contrainte

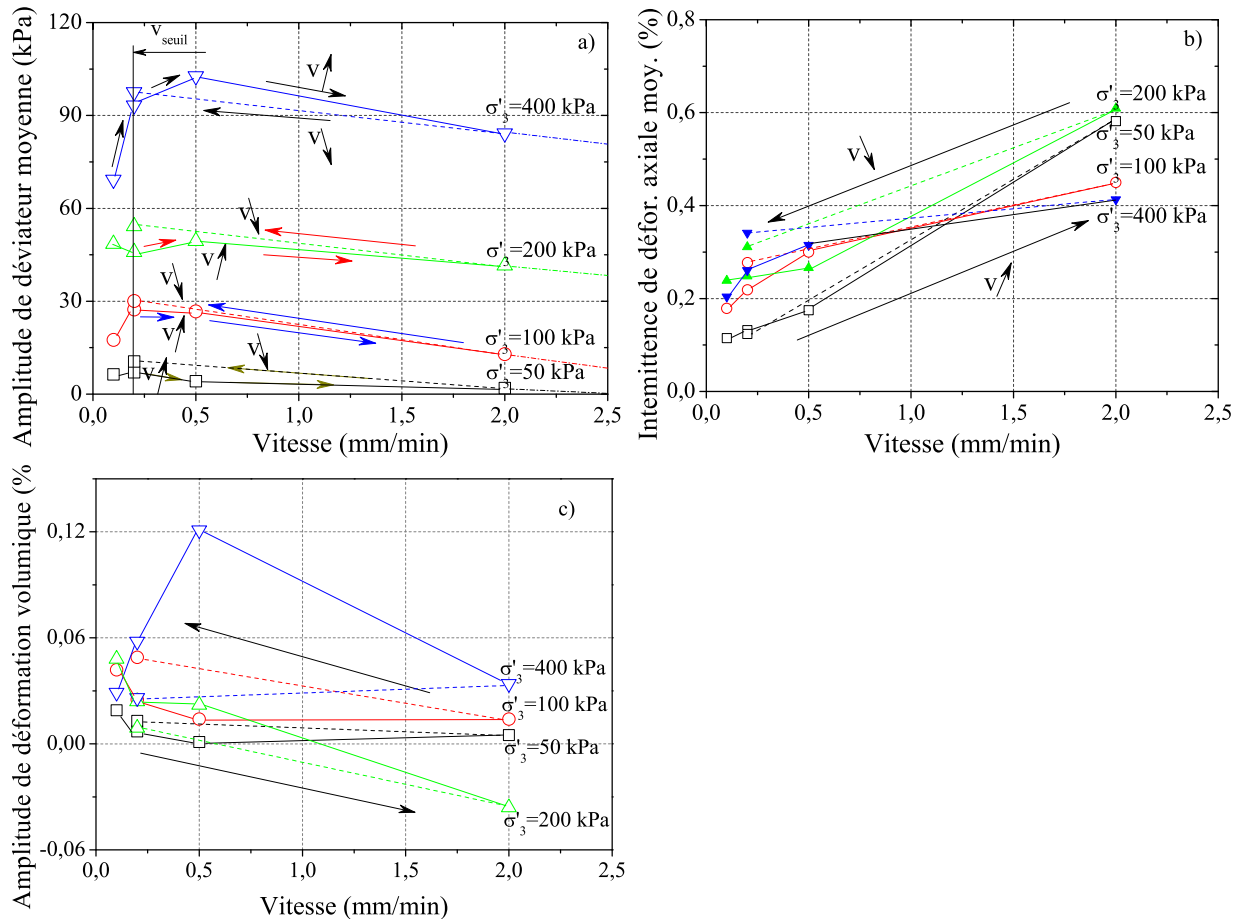
de confinement  $\sigma_{3c}$ . Nous retrouvons le comportement rhéo-fluidifiant déjà remarqué par Adjémian [2]. On observe aussi que la contrainte de confinement fait diminuer l'influence de la vitesse sur les courbes mécaniques. Cette influence de la vitesse devient absente lors de l'augmentation de la contrainte de confinement latérale. La figure 3.19 en bas illustre cette absence sur les courbes mécaniques. Dans ce cas, la taille des stick-slips est proportionnelle à la vitesse. C'est-à-dire la taille des stick-slips est plus grande lorsque la vitesse augmente. Autrement dit, le nombre des stick-slips diminue avec l'augmentation de la vitesse quelle que soit la contrainte de confinement. Il semble qu'il y ait une relation entre les caractéristiques des stick-slips et la vitesse et la contrainte de confinement. Dans sa thèse, Adjémian, a établi un schéma représentant le domaine d'apparition du stick-slip en fonction de la vitesse  $v$  et du nombre des grains  $N_b$ . Le stick-slip apparaît lorsque le nombre de grains est compris entre  $10^5$  et  $3.10^7$  et la vitesse doit être inférieure à une vitesse critique  $V_o$ . Si le nombre de grains est inférieur au nombre d'un volume élémentaire représentatif ( $VER = 8.10^6$  grains), et  $V_s < V < V_o$ , le stick-slip est de type erratique (la distribution de type 'exponentielle'). Elle a montré le seuil de vitesse de 0,05 mm/min. Au contraire, la distribution de ces variables suit une loi de type gaussienne. Le stick-slip est quasi périodique. Elle n'a pas montré quelle était cette valeur critique dans sa thèse. Dans notre étude, la relation entre trois facteurs : contrainte de confinement  $\sigma'_{3c}$ , vitesse  $v$ , et le nombre des grains  $N_b$  sera discutée en détail dans la partie discussion.

Essais	Vitesse (mm/min)	Nombre stick-slip	$\Delta q_{max}$ (kPa)	$\langle \Delta q \rangle$ (kPa)	$\Delta \varepsilon_{1max}$ (%)	$\langle \Delta \varepsilon_1 \rangle$ (%)	$\Delta \varepsilon_{vmax}$ (%)	$\langle \Delta \varepsilon_v \rangle$ (%)	$\langle \Delta t \rangle$ (s)
D7P50vvaSa	0,1	23	24,6	6,4	0,688	0,115	0,041	0,019	28
	0,2	13	31,4	7,0	0,443	0,141	0,057	0,007	19,4
	0,5	12	15,6	4,2	0,522	0,167	0,015	0,001	10,8
	2	2	3,5	2,5	0,879	0,572	0,004	0,005	11,4
	0,2	15	50,4	10,5	0,310	0,125	0,058	0,013	19,8
D7P100vvaSa	0,1	14	62,7	17,5	0,422	0,181	0,069	0,042	55,4
	0,2	11	60,5	23,5	0,349	0,219	0,069	0,025	31,7
	0,5	9	60,6	26,7	0,692	0,301	0,070	0,014	19,5
	2	3	50,7	12,2	0,962	0,483	0,081	0,014	7,6
	0,2	8	75,6	30,1	0,558	0,249	0,113	0,049	99
D7P200vvaSa	0,1	13	137,8	48,5	0,592	0,242	0,163	0,048	76,6
	0,2	8	214,5	45,9	0,684	0,253	0,212	0,024	34,8
	0,5	7	196,4	49,5	0,969	0,284	0,214	0,022	17,7
	2	4	150,0	41,6	1,533	0,655	0,130	-0,036	11,5
	0,2	5	230,6	54,2	1,533	0,435	0,179	0,009	29,3
D7P400vvaSa	0,1	9	415,5	69,3	0,804	0,213	0,194	0,029	65,8
	0,2	4	492,7	97,6	0,997	0,303	0,305	0,058	43,3
	0,5	4	561,3	102,1	1,454	0,276	0,353	0,121	19,1
	2	2	532,0	82,3	1,738	0,414	0,394	0,034	9,3
	0,2	5	571,5	93,3	1,281	0,315	0,221	0,026	54

TAB. 3.4 – Tableau récapitulatif des variables du stick-slip pour la série d'essais à vitesse d'écrasement variable.

Pour bien analyser le rôle de la vitesse sur le comportement de stick-slip, une comparaison des variables du stick-slip à chaque gamme de vitesse est bien établie. Le tableau 3.4 montre les résultats du calcul des variables du stick-slip.

La figure 3.20a montre nettement l'influence de la vitesse sur le comportement de


 FIG. 3.20 – *Effet de la vitesse sur le comportement de stick-slip.*

stick-slip. L'amplitude moyenne du déviateur atteint la valeur maximale à la vitesse de déformation de 0,2 mm/min. Ceci signifie qu'il existe un seuil de vitesse  $v_{seuil}$ , où l'amplitude moyenne est maximale. Il se situe approximativement à 0,2 mm/min. Après ce seuil, l'amplitude de déviateur diminue en augmentant la vitesse. Puis, l'amplitude de déviateur réaugmente lors du retour de la vitesse (ligne pointillée). La contrainte de confinement ne fait pas changer la position de cette vitesse.

En prolongeant la décroissance de l'amplitude moyenne du déviateur avec la vitesse d'écrasement, on remarque qu'il existe probablement une vitesse où le stick-slip va disparaître pour chaque gamme de contrainte de confinement. On l'appelle la vitesse limite  $v_{limite}$ . Cette valeur est d'environ 2,5 mm/min pour l'essai à 50 kPa, et 4 mm/min pour l'essai à 100 kPa, et beaucoup plus grande pour la contrainte de confinement plus de 200 kPa. La limite de vitesse de nos équipements est de 4 mm/min. C'est la raison pour laquelle aucune tentative n'a été faite pour l'identifier.

La figure 3.20b montre une tendance à l'augmentation de l'intermittence moyenne de déformation axiale  $\langle \Delta \varepsilon_1 \rangle$  en fonction de la vitesse de déformation avec une forte augmentation à 2 mm/min pour toutes les contraintes de confinement sauf 400 kPa. Ce qui confirme la disparition de stick-slip à grande vitesse de figure 3.20a. Lorsque la vitesse diminue, l'intermittence de la déformation axiale diminue aussi (ligne pointillée). L'in-

fluence de la pression de confinement sur l'intermittence de la déformation axiale n'est pas concluante pour cette série d'essais.

A l'inverse de l'évolution de la déformation axiale, la figure 3.20c montre une décroissance de l'amplitude de déformation volumique en fonction de la vitesse, sauf pour la contrainte de 400 kPa. L'amplitude de déformation volumique augmente avec la diminution de la vitesse (ligne pointillée). L'influence de la pression de confinement sur l'amplitude de la déformation volumique n'est pas aussi concluante pour cette série d'essais.

### 3.3.2.3 Effets de la taille des grains $d/D$

Nous utilisons trois types de billes de verre correspondant au diamètre moyen de 300  $\mu m$ ; 500  $\mu m$  et 700  $\mu m$  aux mêmes conditions d'essai  $v=0,2$  mm/min,  $\sigma_3=50$  kPa et au même type échantillon  $H = D=70$  mm pour analyser les effets de la taille des grains  $d/D$ . Les courbes mécaniques sont présentées à la section 3.3.1.3 au dessus. Le tableau 3.5 montre le résultat du calcul des variables du stick-slip de la série avec changement de taille des grains.

Essais	Vitesse (mm/min)	Nombre stick-slip	$\Delta q_{max}$ (kPa)	$\langle \Delta q \rangle$ (kPa)	$\Delta \varepsilon_{1max}$ (%)	$\langle \Delta \varepsilon_1 \rangle$ (%)	$\Delta \varepsilon_{vmax}$ (%)	$\langle \Delta \varepsilon_v \rangle$ (%)	$\langle \Delta t \rangle$ (s)
D3P50vvaSa	0,1	45	36,2	21,7	0,108	0,052	0,034	0,032	26,7
	0,2	37	45,2	28,8	0,121	0,068	0,057	0,013	19,3
	0,5	21	37,1	25,2	0,132	0,078	0,043	0,009	9,9
	2	9	32,2	18,9	0,213	0,167	0,028	0,005	6,6
	0,2	13	42,4	27,6	0,141	0,067	0,054	0,022	39,8
D5P50vvaSa	0,1	70	25,8	13,3	0,114	0,061	0,047	0,021	21,8
	0,2	52	27,4	15,7	0,143	0,083	0,022	0,007	16,0
	0,5	46	23,4	14,3	0,171	0,094	0,013	0,002	8,8
	2	9	20,5	6,5	0,453	0,205	0,002	0,003	11,0
	0,2	25	27,6	15,3	0,129	0,079	0,002	0,017	20,1
D7P50vvaSa	0,1	23	24,6	6,4	0,688	0,115	0,041	0,019	28
	0,2	13	31,4	7,0	0,443	0,141	0,057	0,007	19,4
	0,5	12	15,6	4,2	0,522	0,167	0,015	0,001	10,8
	2	2	3,5	2,5	0,879	0,572	0,004	0,005	11,4
	0,2	15	50,4	10,5	0,310	0,125	0,058	0,013	19,8

TAB. 3.5 – Tableau récapitulatif des variables du stick-slip pour la série d'essais avec changement de taille des grains.

La figure 3.21 présente les effets de la taille des grains  $d/D$  sur l'amplitude de déviateur  $\Delta q$ , de déformation volumique  $\Delta \varepsilon_v$  et l'intermittence de déformation axiale  $\Delta \varepsilon_1$ . Les courbes dans cette figure suivent une même tendance générale. La figure 3.21 a montré que l'amplitude de déviateur  $\Delta q$  diminue rapidement quand la taille des grains contenus dans l'échantillon augmente, pour toutes les vitesses considérées. Sur la figure 3.21b, nous trouvons que la déformation axiale augmente légèrement sauf à grande vitesse  $v=2$  mm/min pour l'accroissement de la taille des grains. Au contraire, sur la figure 3.21c, la déformation volumique diminue en même temps avec l'augmentation de la taille des grains.

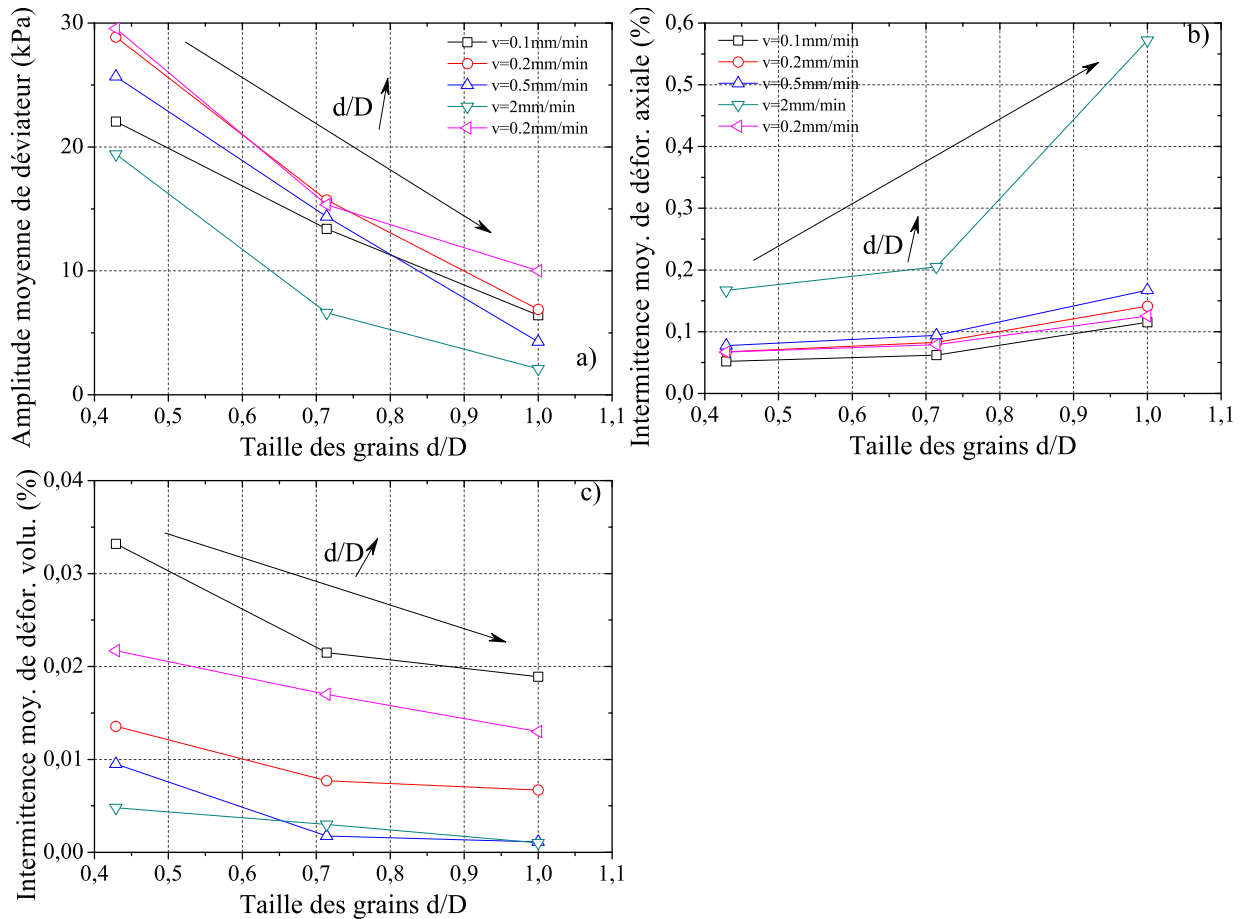


FIG. 3.21 – *Effet de la taille des grains sur le comportement de stick-slip.*

Ici, nous remarquons que le comportement des billes de verre n'est pas cohérent sous une vitesse élevée car elle peut détruire la structure interne du matériau.

### 3.3.2.4 Effets de l'usure

L'effet de l'usure a été marqué dans les travaux d'Ajémian [2]. Elle a présenté la courbe mécanique déviateur de contrainte - déformation axiale d'un essai de billes usées de diamètre  $d = 700 \mu\text{m}$  après un grand nombre d'essais. Ces essais ont été réalisés sur l'échantillon de 84 mm de haut, 50 mm de diamètre sous la contrainte de confinement de 30 kPa. Elle a montré qu'il n'y a pas de stick-slips dans la courbe mécanique déviateur de contrainte - déformation axiale mais l'échantillon ne présentait que des fluctuations, figure 3.22.

Dans nos travaux, nous observons aussi l'effet de l'usure des billes de verre  $d = 700 \mu\text{m}$  après de nombreux essais sous la pression de confinement de 100 kPa. La figure 3.23 présente les courbes mécaniques de déviateur de contrainte - déformation axiale et déformation volumique - déformation axiale. Nous remarquons qu'il n'existe pas de stick-slip dans ces courbes mécaniques. Elles deviennent lisses comme celles d'un matériau classique comme le sables d'Hostun.



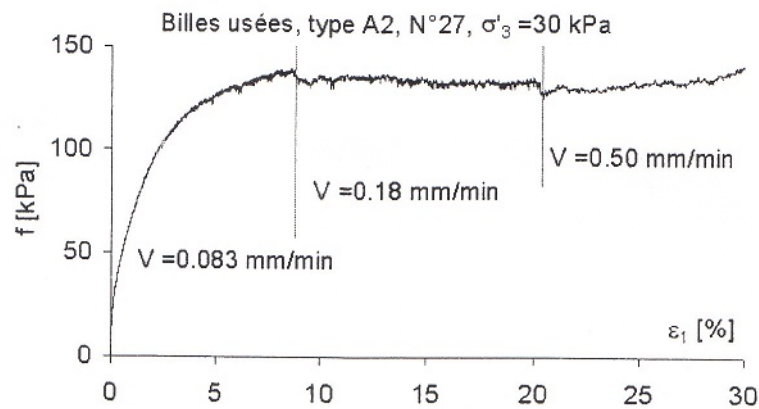


FIG. 3.22 – Courbe mécanique déviateur de contrainte - déformation axiale d'un essai des billes de verre obtenues après un grand nombre d'essais. Extrait d'Adjémian [2].

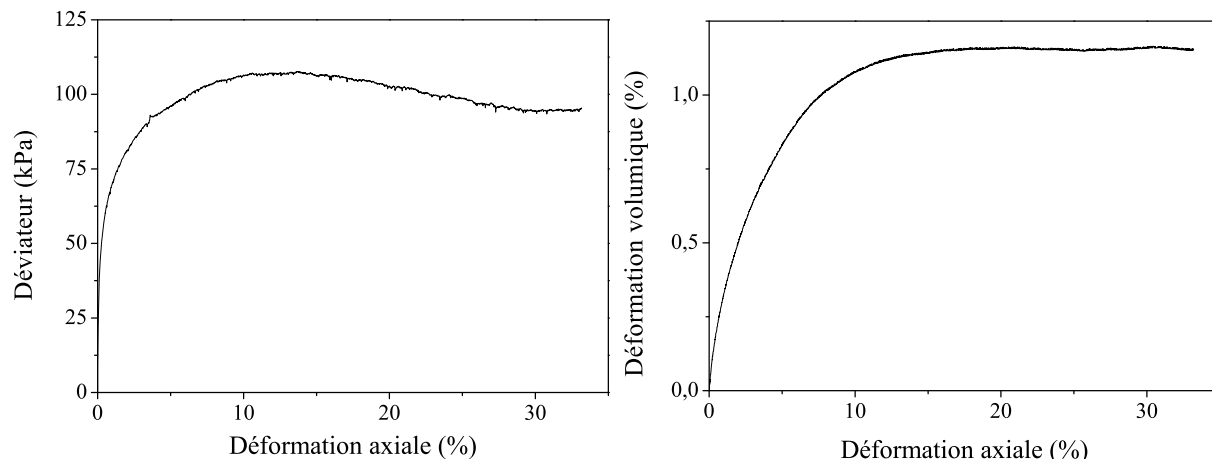


FIG. 3.23 – Effet de l'usure obtenu sur des billes de verre usées  $d=700 \mu\text{m}$ .

La question à poser est : quels sont les facteurs influençant ce phénomène ? Une étude complète sera abordée dans le chapitre 4 concernant l'effet de l'usure. Nous analyserons le changement mécanique suivant le nombre d'utilisation et aussi présenterons une étude granulométrique et d'image afin d'expliquer ce phénomène.

### 3.3.3 Aspects quantitatifs particuliers

Dans cette section, les aspects particuliers tels que la caractérisation de la synchronisation, de la chute brusque, des boucles d'hystérésis en grandes déformations ou bien de l'apparition du premier stick-slip du comportement pour des billes de verre sont présentés et analysés.

#### 3.3.3.1 Caractérisation de la synchronisation

Le stick-slip est caractérisé par la variation du réseau de forces au sein de l'assemblage granulaire. L'étude des forces intergranulaires par Dantu [29] avait mis en évidence l'existence de contacts inactifs dans l'assemblage bi-dimensionnel. Ce contact inactif est exprimé par la chute des forces intergranulaires, Adjemian [2], qui a présenté de nombreux essais triaxiaux sur les billes de verre à l'état sec, a constaté l'apparition des chutes de contraintes importantes exprimée dans la courbe : déviateur de contrainte - déformation axiale. Les variations correspondantes de ces chutes sur la relation de la déformation volumique - déformation axiale, ou de la pression interstitielle - déformation axiale pour l'essai à l'état saturé n'ont pas été étudiées dans ses travaux.

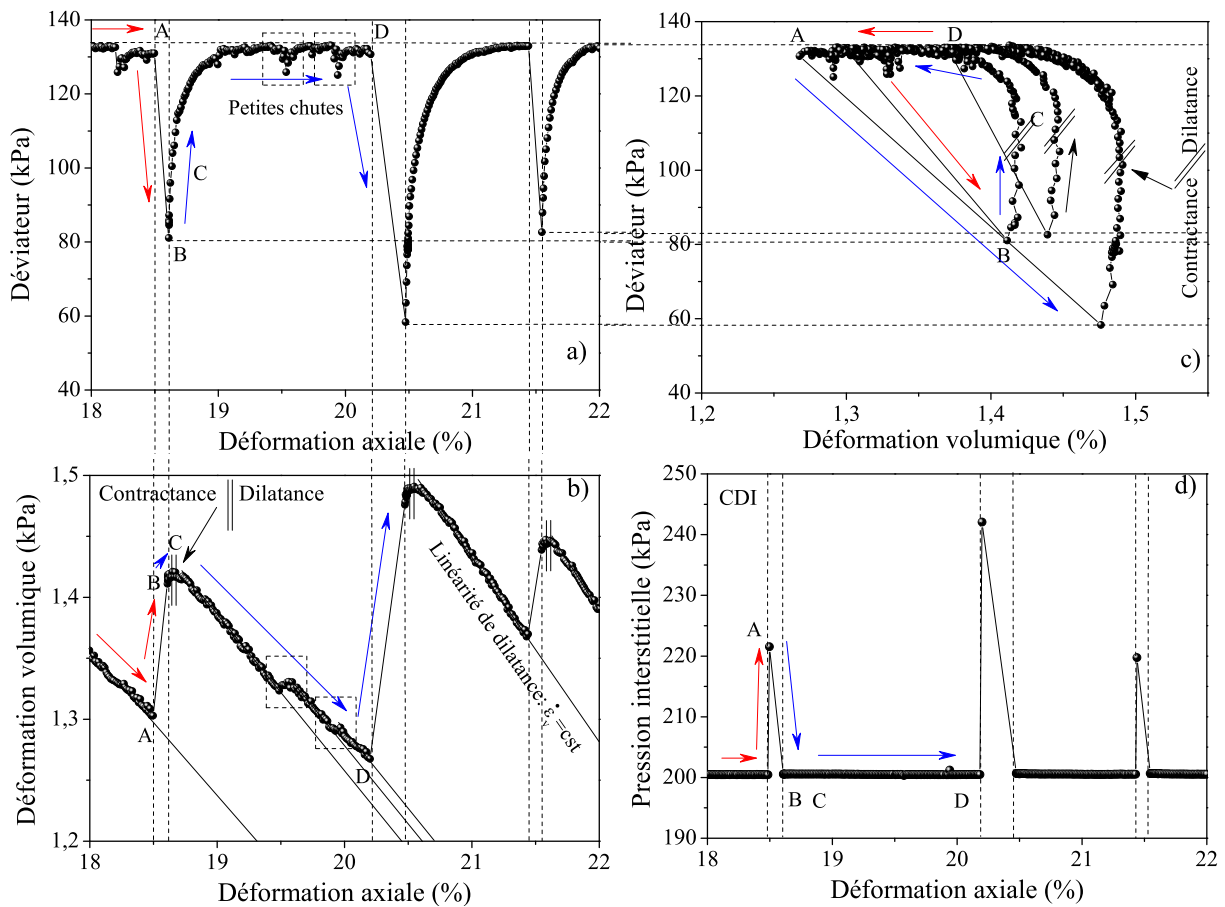


FIG. 3.24 – Représentation détaillée de la réponse de l'essai D7P100v200Sa en grande déformation, billes de verre  $d=700 \mu\text{m}$ , contrainte de confinement latéral  $\sigma'_{3c} = 100\text{kPa}$ .

Dans notre cas, à l'aide de l'essai triaxial saturé, nous nous intéressons à exploi-

ter toutes ces caractéristiques complètes pour mieux comprendre ce phénomène. Tout d'abord, pour analyser la caractérisation de la synchronisation, les courbes expérimentales sont présentées dans les plans : déviateur de contrainte - déformation; et pression interstitielle - déformation. La figure 3.24 présente trois stick-slips successifs typiques, extrait des courbes mécaniques de l'essai D7P100v200Sa à 100 kPa. Le stick-slip commence par la chute brutale du déviateur avec une vitesse beaucoup plus grande par rapport à la vitesse d'écrasement imposée (0,2 mm/min dans notre cas), ensuite il continue par la remontée du déviateur avec la vitesse d'écrasement imposée constante. Nous analysons la vitesse des chutes dans le paragraphe 3.3.3.2. Nous remarquons qu'il existe des petites chutes de taille d'environ 8 kPa dans la remontée du déviateur pour les grands stick-slips, figure 3.24a. Nous trouvons aussi que les grandes chutes correspondent aux grandes intermittences de déformations axiales, aux grandes amplitudes de déformations volumiques et aussi aux grandes surpressions interstitielles.

La figure 3.24 montre clairement la synchronisation du déviateur, de la déformation volumique et de la pression interstitielle. En effet, la chute brusque de déviateur est toujours associée et synchronisée avec la plus large contractance AB (diminution du volume) du stick-slip et la longue phase de récupération avec une petite contractance BC d'abord suivie d'une longue phase de dilatance CD linéaire. La surpression interstitielle se dissipe très rapidement en deux secondes (la fréquence d'échantillonnage des essais). C'est un phénomène associé et synchronisé avec tous les paramètres mécaniques malgré le drainage.

Nous remarquons aussi qu'il existe des boucles dans la courbe déviateur-déformation volumique. Les boucles correspondent à la phase d'accumulation des déformations et à la phase de glissement. La phase de glissement représentée par un segment AB qui se produit très rapidement en moins de deux secondes et la phase d'accumulation des déformations représentée par un segment BCD qui exprime la caractéristique du matériau granulaire contractance (segment BC) - dilatance (segment CD), figures 3.24a et d, malgré un comportement globalement contractant. Cette caractéristique est présente tout au long de l'essai triaxial saturé sous chargement monotone sur le matériau de billes de verre. Cette brusque contractance associée avec la chute de déviateur est déjà remarquée par Géminard et al. [41] en cisaillement simple 1D avec des billes de verre, sans pour autant mesurer la transition contractance - dilatance de l'état caractéristique.

### 3.3.3.2 Apparition des chutes brusques

La relation déplacement axial - temps, figure 3.25, nous montre que le déplacement axial est une fonction linéaire avec le temps pour une vitesse de déplacement imposée 0,2 mm/min ou  $2,26 \cdot 10^{-3}$ /min vitesse de déformation axiale. Dans cette courbe, on observe des écarts par rapport à cette variation linéaire. Un agrandissement de la courbe déplacement axial - temps est montré dans la figure 3.25b.

Nous trouvons que pendant la chute du déviateur, pendant environ deux secondes AB qui est la fréquence d'acquisition, le déplacement axial augmente brusquement avec le temps dans les six rectangles de la figure 3.25a. La vitesse d'écrasement de cette chute est beaucoup plus rapide que la vitesse d'écrasement imposée de 0,2 mm/min. Dans le

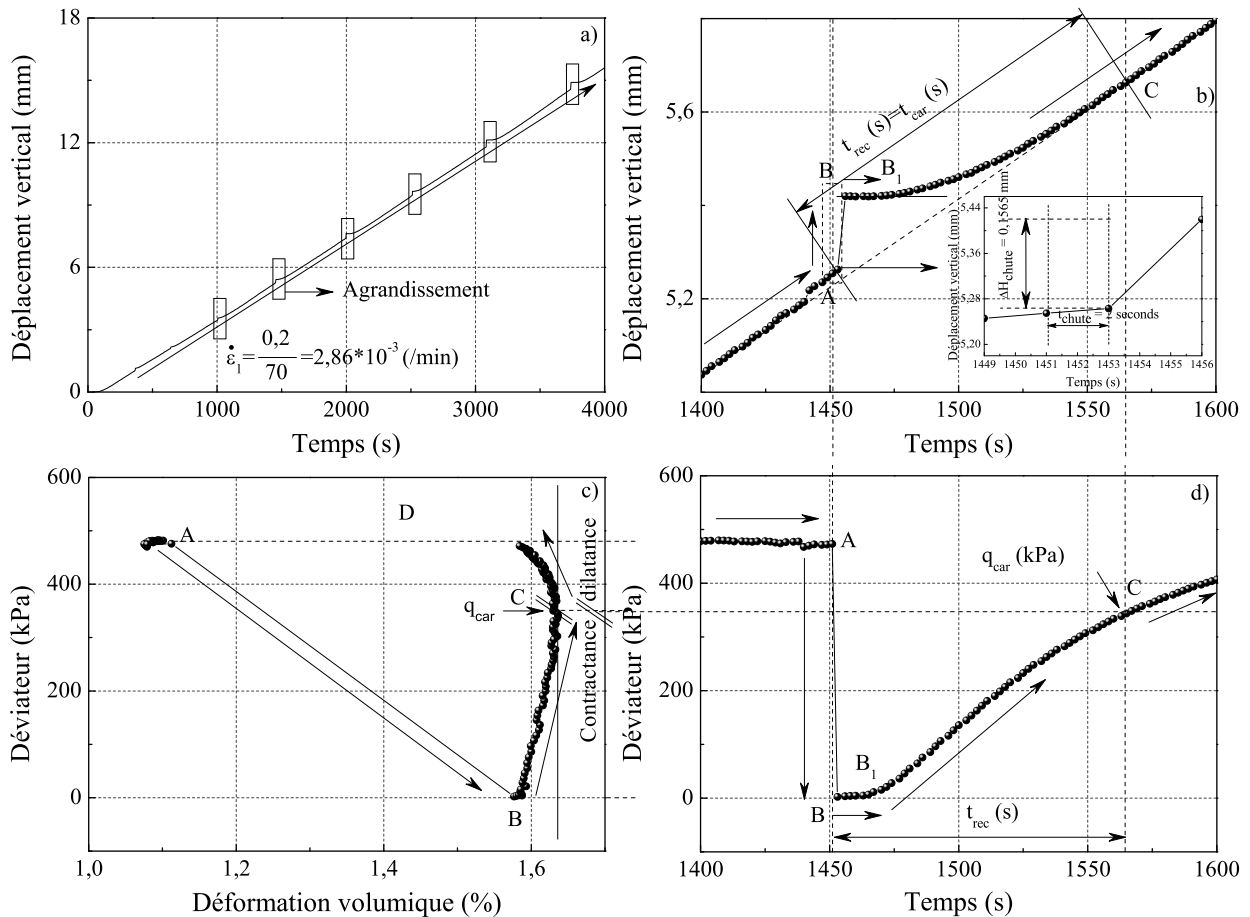


FIG. 3.25 – Courbes de relation entre déplacement axial - temps, déviateur - temps et déviateur - déformation volumique de l'essai D7P400v200Sa sur l'appareil triaxial classique, billes de verre  $d=700\mu\text{m}$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 400\text{kPa}$ .

cas montré à la figure 3.25b pour le deuxième stick-slip de l'essai à 400 kPa, nous pouvons calculer la vitesse d'écrasement pendant cette chute qui est de  $v_{chute} = \Delta H / \Delta t = 0,1565 * 60 / 2 = 4,696 \text{ mm/min}$ , soit plus de 24 fois la vitesse d'écrasement imposée. Après la chute, le déplacement vertical de l'échantillon reste figée un petit instant (segment  $BB_1$ ). Ensuite, cette courbe redevient linéaire avec le temps avant l'apparition de nouveaux écarts. Nous notons que le temps de reconnexion  $t_{rec}$  (segment AC) est le temps nécessaire pour que la vitesse d'écrasement retrouve la valeur imposée. Les figures 3.25b, c et d nous montrent que ce temps de reconnexion dans la courbe déplacement - temps est lié avec le point caractéristique de la boucle déviateur - déformation volumique en grandes déformations. La distance entre le point après la chute et le point caractéristique est appelée le temps caractéristique  $t_{car}$ . La figure 3.26 nous montre que le temps de reconnexion est presque égal au temps caractéristique pour les deux séries à vitesse constante et à vitesse variable. C'est le temps pour lequel la chute se produit et la contrainte remonte avant une nouvelle chute.

La figure 3.27 montre l'évolution de la vitesse des chutes en présentant le rapport de la vitesse des chutes par rapport à la vitesse de déplacement imposée (0,2 mm/min) de ces quatre essais saturés. Nous remarquons que la vitesse d'écrasement des chutes

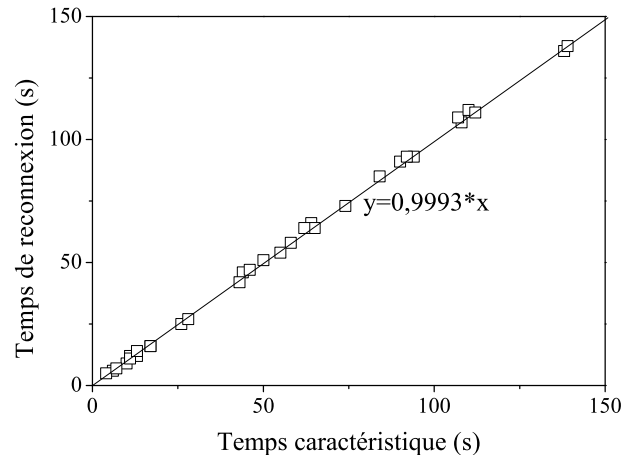


FIG. 3.26 – La relation entre le temps de connexion et le temps caractéristique.

augmente avec la contrainte de confinement latérale. La vitesse maximale de déplacement pendant les chutes est 50 fois plus élevée que la vitesse imposée (0,2 mm/min) qui se produit à la neuvième chute pour l'essai à 400 kPa, tandis que ce rapport est autour de 5 pour l'essai à 50 kPa. La vitesse d'écrasement des chutes augmente plus vite en grandes déformations avec la contrainte de confinement latérale. Notons aussi qu'il existe des grandes chutes et des petites chutes dans la courbe contrainte - déformation. Les grandes chutes correspondent à une grande vitesse d'écrasement. Au contraire, les petites chutes donnent une petite vitesse d'écrasement. La figure 3.27a montre bien deux tendances différentes de vitesse d'écrasement de ces deux types de chutes. La figure 3.27b présente la valeur moyenne du rapport de la vitesse des chutes par rapport à la vitesse imposée en fonction de la contrainte de confinement. Cette valeur est quasiment proportionnelle à la contrainte de confinement latérale.

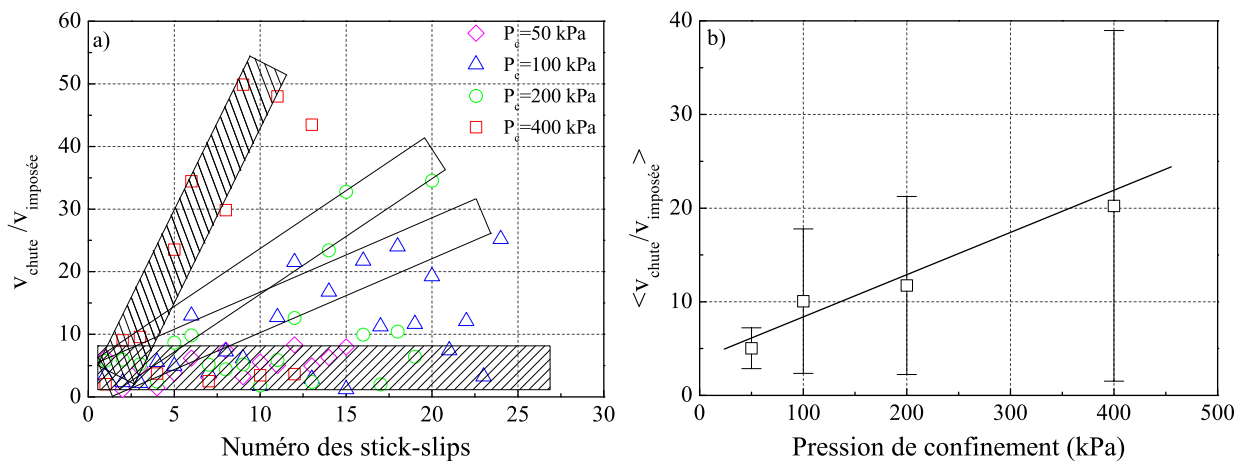


FIG. 3.27 – évolution du rapport de la vitesse des chutes par rapport à la vitesse d'écrasement imposée de la série d'essais à vitesse d'écrasement constante 0,2 mm/min et à contrainte de confinement latérale variant de 50 à 400 kPa.

La figure 3.28a montre le temps caractéristique correspondant aux huit grandes boucles en grandes déformations pour les quatre essais saturés avec la contrainte de confi-

nement latérale qui varie de 50 à 400 kPa. On trouve que le temps caractéristique croît linéairement avec la pression de confinement, figure 3.28b. L'amplitude des écarts augmente avec la contrainte de confinement latérale.

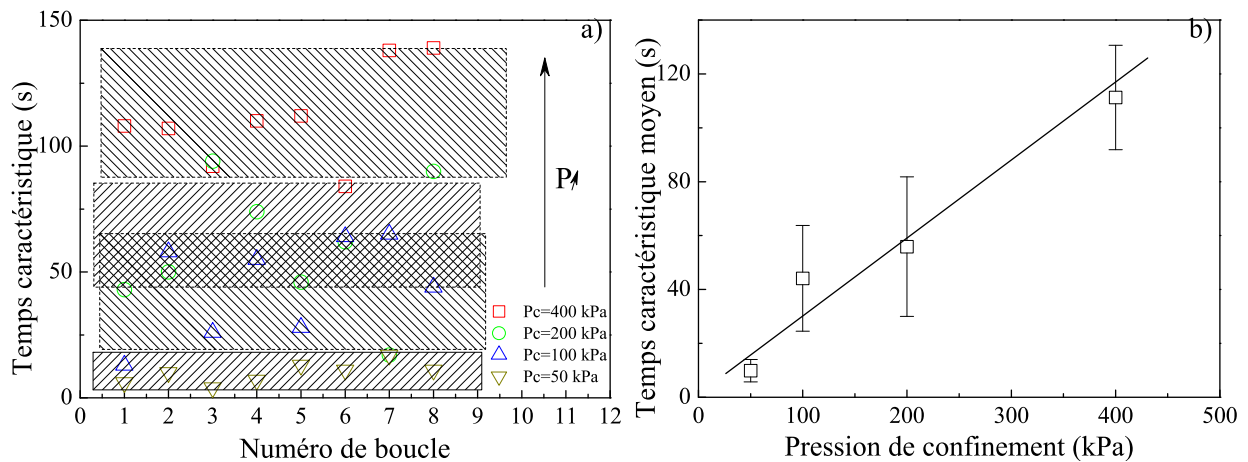


FIG. 3.28 – évolution du temps de connexion des stick-slips de la série d'essais à vitesse constante et à pression de confinement variant de 50 à 400 kPa.

Au point de vue macroscopique, nous considérons un groupe des grains dans l'échantillon au cours d'écrasement. En supposant que les grains soient bien classés pour créer l'indice des vides maximal, nous pouvons considérer le modèle macroscopique pour expliquer les phénomènes en observant les réponses des échantillons.

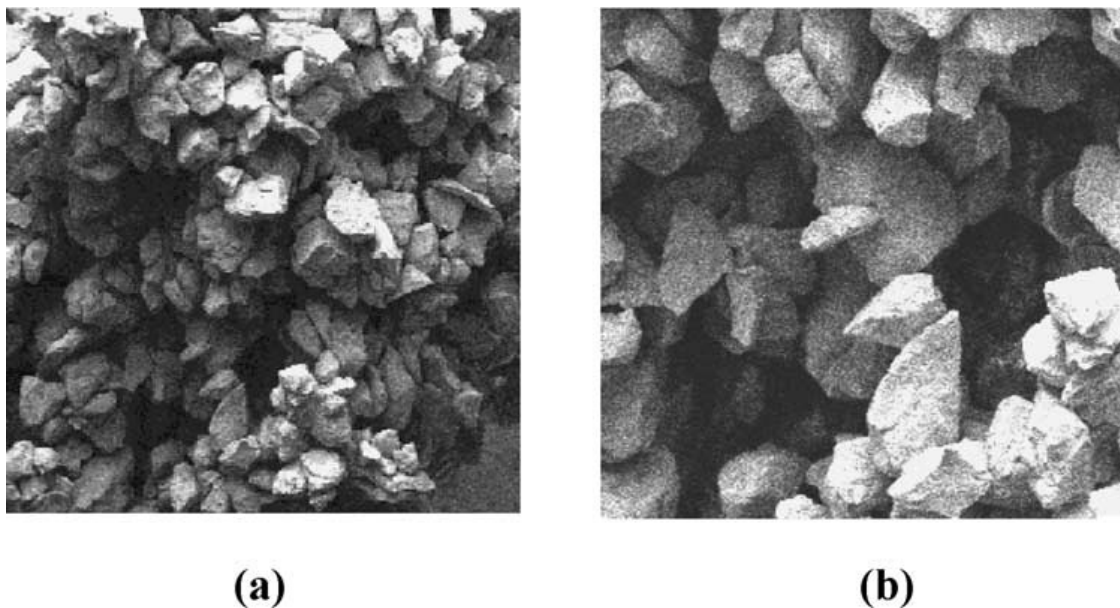


FIG. 3.29 – Observation microscopique électronique à balayage du sable d'Hostun RF très lâche fabriqué par damage humide: (a) agrégats et macropores; (b) agrégats et macropores (agrandissement). Extrait de Benahmed [12].

Les figures 3.29 a,b, extraites de Benahmed [12] montrent une structure d'agrégats et de macropores de sable d'Hostun très lâche fabriqué par damage humide et observée au microscope électronique à balayage. Nous supposons que les matériaux granulaires modèles de densité très lâche réalisée avec la même méthode de damage humide possèdent raisonnablement les mêmes types de structures; ce qui nous permet de proposer une tentative d'explication des frottements saccadés par les macropores. La figure 3.30, extraite de Benahmed [12], présente de manière schématisée une structure régulière, figure 3.30a, et une structure irrégulière en agrégat et macropores, figure 3.30b, pour les billes monodisperses.

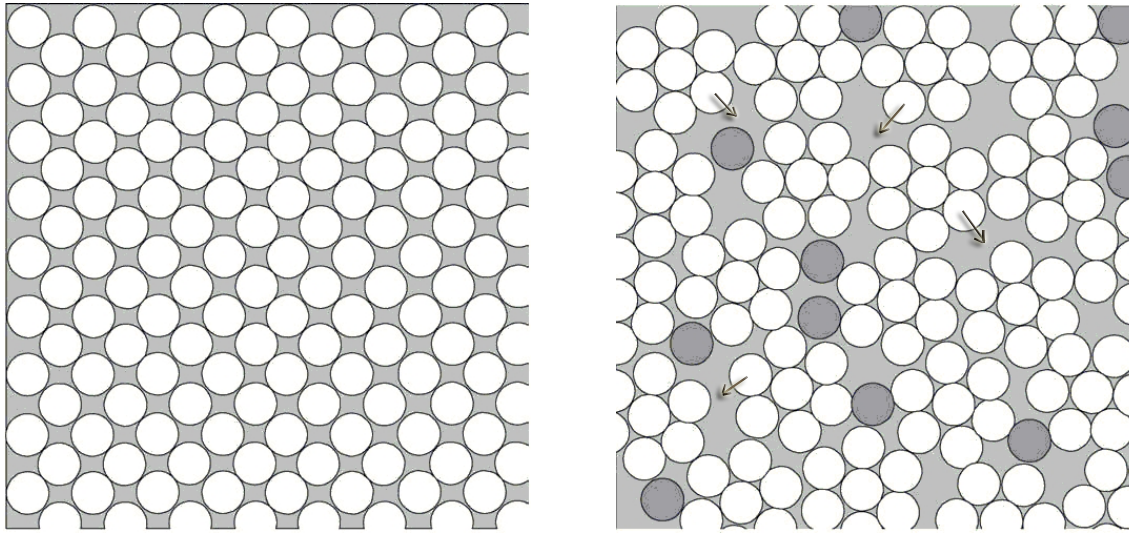


FIG. 3.30 – *Modèle physique simple illustre l'apparition chutes brusques au sein des assemblages billes de verre sous chargement monotone. Extrait de Benahmed [12].*

Pour la structure en agrégats, on utilise un agrégat modèle formé de sept grains et que l'on reproduit un certain nombre de fois à l'identique (grains en blanc sur le schéma). Pour arriver au même indice des vides avec le modèle d'une structure régulière, on ajoute un certain nombre de fois les grains en gris sur le schéma. Si on fait alors l'hypothèse que l'agrégat se comporte comme un macro grain assez peu déformable, on conçoit que la phase initiale de la déformation va correspondre à l'écrasement progressif des macropores, plus fragiles que les pores intra-agrégats. Sur la figure 3.30b, certains grains, ceux marqués par les flèches, sont les plus instables. Ces grains ont tendance à sortir de leurs positions sous la charge de l'écrasement. La mobilité de ces grains crée une suppression de pression interstitielle malgré le drainage. La déformation progressive des agrégats correspond à une déformation volumique purement contractante. Dans le cas de billes préparées par pluviation, la déformation volumique ne peut se faire que par modification de l'espace poreux inter-grains, ce qui explique un comportement volumique globalement beaucoup moins contractant que celui observé dans les essais fabriqués par la méthode de sous compactage humide. Le saut des grains dans deux types d'arrangement par rapport à la position initiale donne naissance à la chute brusque de déviateur et de déformation volumique.

De plus, nous pouvons proposer une explication complémentaire des grandes chutes brusques pour les essais saturés à l'appareil triaxial classique. Puisque la tige d'applica-

tion prolongeant le capteur de force n'est pas connectée de façon permanente à la surface supérieure de l'échantillon (3.31a). Nous pouvons émettre une hypothèse expliquant des écarts par rapport à la vitesse d'écrasement imposée. Cette tige avance à une vitesse de déplacement constante réglée à environ 0,2 mm/min. Lors d'une chute de déviateur, l'échantillon se contracte brusquement avec une autre vitesse de déformation beaucoup plus grande (5 à 50 fois). De ce fait, la tige d'application n'est presque plus connectée avec la face supérieure de l'échantillon, figure 3.31b. Néanmoins, la distance entre la tige d'application et la face supérieure est de l'ordre de 0,2 mm (le saut AB, figure 3.25b), ce qui n'est pas observable visuellement.

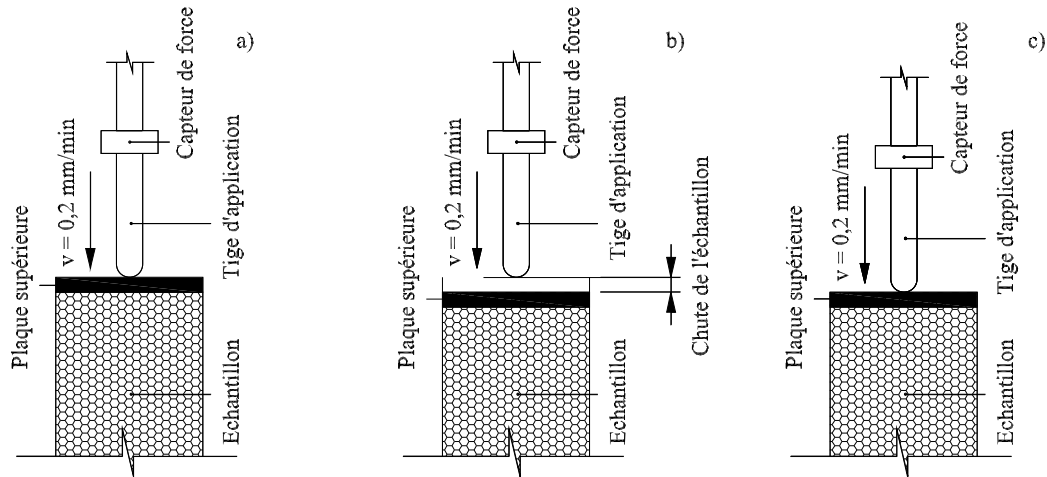


FIG. 3.31 – Schéma d'explication au moment de l'apparition des chutes.

Cette déconnexion peut expliquer une faible valeur de la force mesurée, figure 3.25d. Cette chute est suivie immédiatement par une courte période  $BB_1$  d'environ 10 secondes pendant laquelle l'échantillon est soumis à un déviateur constant et à une déformation constante. La tige d'application continue à avancer avec la même vitesse de déplacement et se connecte de nouveau au point prévu  $C$  permettant une augmentation rapide de déviateur.

Si les billes plus instables s'éjectent de leurs positions initiales sous chargement monotone, la pression interstitielle pourrait augmenter brusquement. Ensuite, elle se dissipe très rapidement environ de deux secondes à cause du drainage.

La figure 3.32 présente les surpressions interstitielles de l'essai saturé D7P100v200Sa sur les billes de verre,  $d = 700 \mu\text{m}$ . Sur la figure 3.32b, nous observons une surpression interstitielle maximale de l'ordre 242 kPa mesurée vers 20% de déformation, soit 42% de contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c}$ . Notons que l'apparition de la surpression interstitielle ne se produit pas systématiquement. La figure 3.32c ne présente que la fluctuation de la pression interstitielle lors de l'apparition des chutes de déviateur. Il semble que ce système de mesure détecte seulement la diminution graduelle de surpression interstitielle dans la phase 'stick'. Il ne peut pas détecter toutes les surpressions interstitielles déclenchées probablement dans la phase 'slip'.



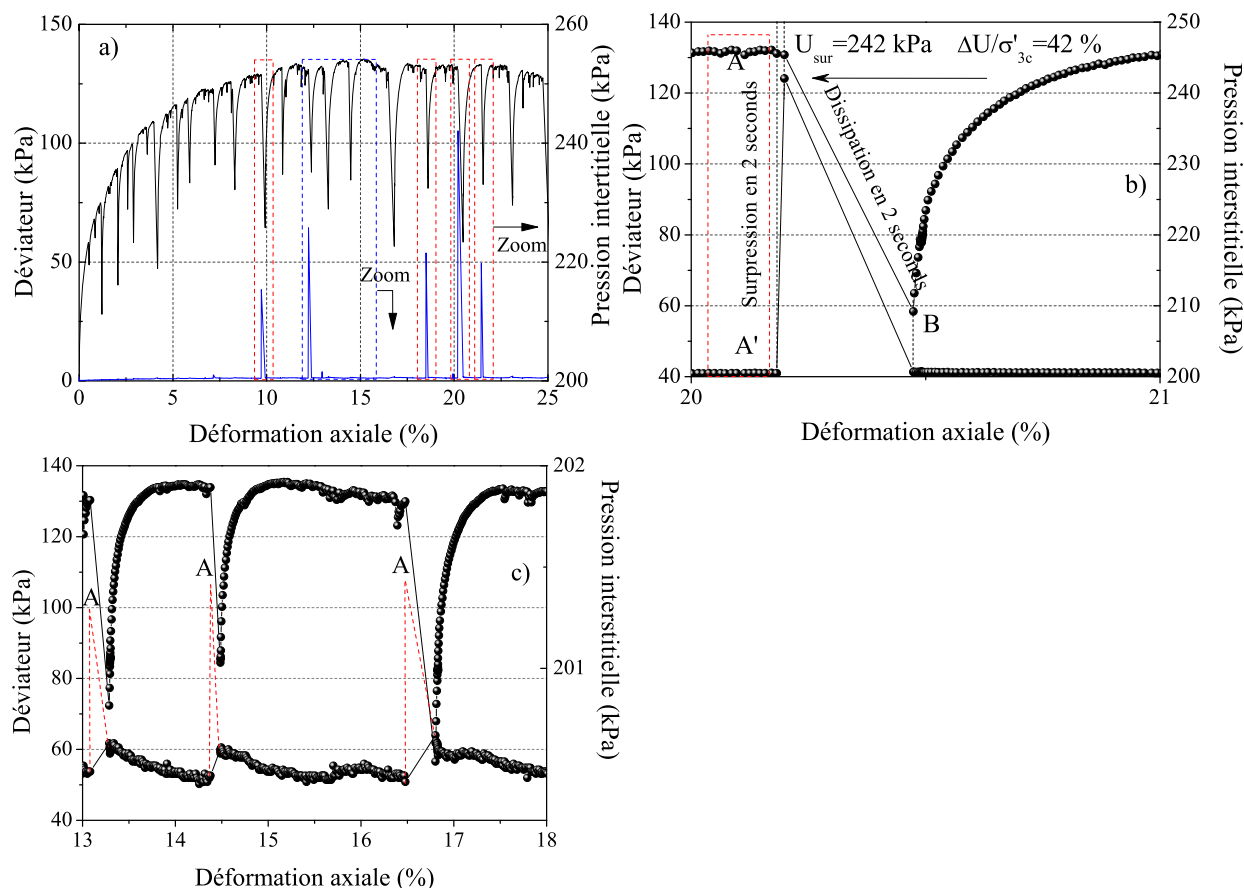


FIG. 3.32 – Apparition de surpression interstitielle dans l'assemblage des billes de verre sous l'action de cisaillement. Essai D7P100v200Sa, billes de verre  $d = 700 \mu\text{m}$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_3 = 100 \text{ kPa}$ .

Le tableau 3.6 synthétise les valeurs de surpression maximale de huit essais saturés de deux séries avec la vitesse d'écrasement constante et variée avec la contrainte de confinement de 50 à 400 kPa. Nous trouvons que la surpression maximale croît avec la contrainte de confinement. Par contre, la surpression normalisée  $\Delta U/\sigma'_{3c}$  varie aléatoirement avec la contrainte de confinement pour la série avec la vitesse d'écrasement constante. Pourtant, pour la série avec la vitesse d'écrasement variable, la surpression normalisée  $\Delta U/\sigma'_{3c}$  augmente avec la contrainte de confinement.

Remarquons que ce phénomène ne se produit qu'avec les matériaux modèles dont les formes permettent aux grains de glisser facilement les uns sur les autres comme les billes de verre. Le réarrangement de la structure au cours du cisaillement crée l'instabilité. Et la surpression est une conséquence de cette instabilité. Pour le matériau classique comme le sable d'Hostun RF, l'écrasement triaxial reste parfaitement drainé. Il semble donc que la forme des grains est aussi un facteur important pouvant expliquer le phénomène de stick-slip.

Essai	$\sigma'_{3c}$ (kPa)	$U_{ref}$ (kPa)	$U_{max}$ (kPa)	$\Delta U/\sigma'_{3c}$ (%)
D7P50v200Sa	50	200	207	14
D7P100v200Sa	100	200	242	42
D7P200v200Sa	200	200	227	13
D7P400v200Sa	400	200	306	26
D7P50vvaSa	50	200	207	14
D7P100vvaSa	100	200	228	28
D7P200vvaSa	200	200	287	44
D7P400vvaSa	400	200	404	51

TAB. 3.6 – *Suppression interstitielle maximale de l'ensemble des essais de deux séries à vitesse d'écrasement constante et variable.*

### 3.3.3.3 Apparition de la dilatance

La déformation volumique exprime globalement une caractéristique contractante pour les billes de verre à l'état très lâche. Pourtant, le phénomène du stick-slip nous apporte une caractéristique de dilatance-contractance au niveau des stick-slips même si la contractance est globale. La figure 3.33 présente deux caractéristiques différentes (contractance pure et dilatance-contractance) au niveau des stick-slips du même essai mais à une déformation axiale différente. Pour l'essai D7P200v200Sa, on s'aperçoit que le point d'apparition de la première contractance-dilatance correspond à 4% de déformation axiale et à  $q/p$  égal à  $201/246=0,75$ . Avant ce point, le comportement mécanique du stick-slip est purement contractant. Par contre, après ce point, ce comportement devient contractant-dilatant. Si on note  $\phi_{app-dil}$  l'angle de frottement interne à ce point, on peut calculer cet angle suivant la formule 3.4. Donc, l'angle de frottement dans ce cas est d'environ  $19,0^\circ$ . Le tableau 3.7 suivant récapitule les caractéristiques à ce point de changement.

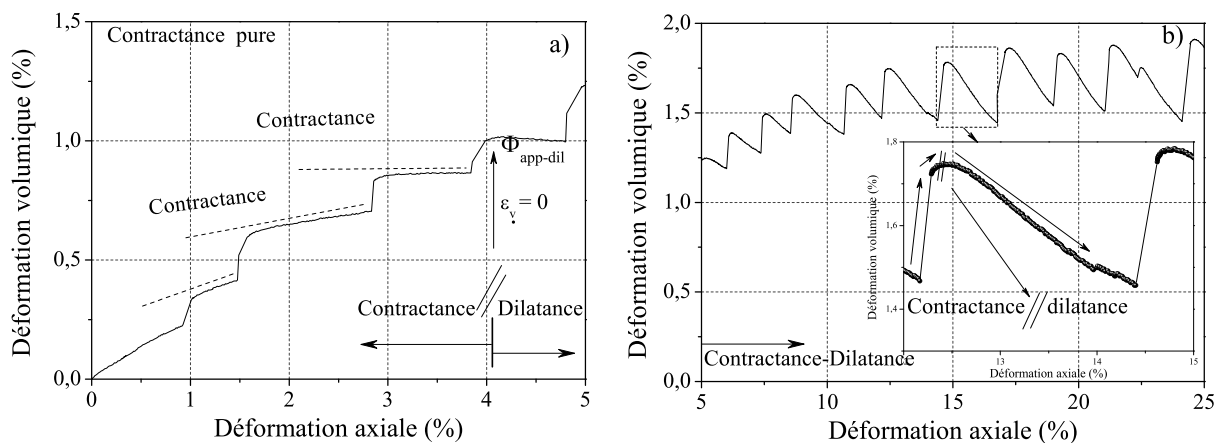


FIG. 3.33 – *Apparition de la dilatance. Extrait de l'essai D7P200v200Sa, billes de verre  $d = 700 \mu\text{m}$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_3 = 200 \text{ kPa}$ .*

Nous remarquons que la valeur moyenne de l'angle de frottement à ce point est environ égale à celle de l'état caractéristique du stick-slip (voir le paragraphe 3.3.3.6). Pour les billes de verre très lâches, l'angle  $\phi_{app-dil}$  correspondant donc au premier passage de l'état d'un stick-slip de la contractance pure à l'état d'un stick-slip de contractance-dilatance,

Essai	$\varepsilon_{1-app-dil}$ (%)	$q_{app-dil}$ (kPa)	$\phi_{app-dil}$ (°)	Essai	$\varepsilon_{1-app-dil}$ (%)	$q_{app-dil}$ (kPa)	$\phi_{app-dil}$ (°)
D7P50v200Sa	10,2	50	19,2	D7P50vvaSa	5,1	48	18,9
D7P100v200Sa	5,1	97	18,6	D7P100vvaSa	2,8	96	18,4
D7P200v200Sa	4	201	19,0	D7P200vvaSa	2,5	197	18,6
D7P400v200Sa	3	370	18,1	D7P400vvaSa	2	375	18,2
Moyenne			18,6	Moyenne			18,4
Ecart-type			0,42	Ecart-type			0,26

TAB. 3.7 – *Récapitulatif des caractéristiques au point de changement de deux séries d'essais à vitesse d'écrasement constante et à vitesse variable.*

est confondu avec l'angle de l'état caractéristique.

### 3.3.3.4 Relation contrainte-dilatance

L'une des questions fondamentales dans la modélisation du comportement contrainte - déformation d'un sol est la capacité de décrire correctement sa dilatance  $D$ , le rapport de l'incrément de la déformation plastique volumétrique  $d\varepsilon_v^p$  par rapport à l'incrément de la déformation plastique de cisaillement  $d\varepsilon_{cis}^p$  dans l'espace triaxial :

$$D = \frac{d\varepsilon_v^p}{d\varepsilon_{cis}^p} \quad (3.5)$$

où

$$d\varepsilon_v^p = d\varepsilon_1 + 2d\varepsilon_3 \quad (3.6)$$

$$d\varepsilon_{cis}^p = \frac{2(d\varepsilon_1 - d\varepsilon_3)}{3} \quad (3.7)$$

et le rapport de contrainte:

$$\eta = \frac{q}{p} \quad (3.8)$$

Dans le modèle de Camclay développé par Roscoe et al. [84], la dilatance est donnée à la base du concept plastique par la relation simple et linéaire  $D = M - b\eta$  pour l'argile, où  $M$  est le rapport des contraintes à l'état critique, et la pente de dilatance  $b$  est égale à 1. Cette relation ne prend en compte que l'écoulement plastique du matériau.

Cependant, plusieurs études sur le sable [66] montrent que la formule de la relation contrainte - dilatance du sable n'est pas toujours la même par rapport à celle de l'argile avec le concept de l'état critique, c'est parce que le comportement du sable est d'une manière ou d'une autre différent de celui de l'argile. Donc, on utilise le concept d'état 'caractéristique'. C'est l'état correspondant au passage du matériau d'un état de contractance à l'état de dilatance. C'est pourquoi le rapport des contraintes principales à l'état critique  $M$  est remplacé par le rapport des contraintes principales à l'état caractéristique  $M_{car}$  dans le modèle de Camclay. Notons que  $M_{car}$  tend vers  $M$  lorsque le sable devient lâche. Puisque cette relation du modèle Camclay correspond à une règle d'écoulement plastique, elle est applicable uniquement à partir d'un seuil de contrainte. Pour

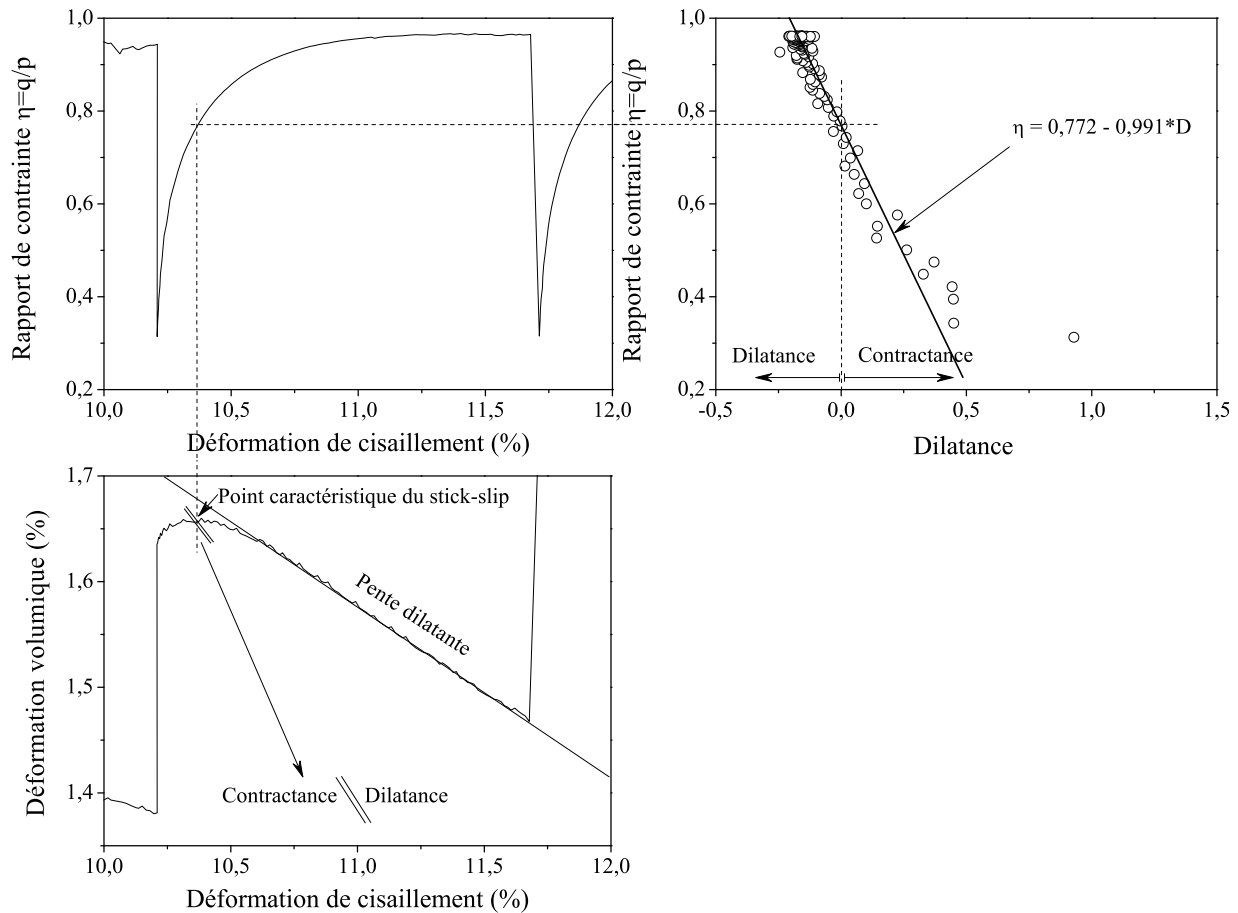


FIG. 3.34 – Relation contrainte - dilatance du dixième stick-slip de l'essai D7P200v200Sa, billes de verre  $d=700 \mu\text{m}$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 200\text{kPa}$ .

des contraintes inférieures à cette dernière, en particulier à l'état initial isotrope, qui correspond généralement au début du chargement, elle n'est pas vérifiée. Dans notre cas, la caractéristique contractance - dilatance au niveau du stick-slip des billes de verre abordée dans le paragraphe 3.3.3.3 nous offre une étude de la relation contrainte - dilatance de stick-slips, même si le comportement est globalement contractant.

La figure 3.34 présente un exemple de la relation contrainte - dilatance du dixième stick-slip de l'essai à 200 kPa avec vitesse d'écrasement constante pour les billes de verre de  $700 \mu\text{m}$ . Dans cet exemple, la relation contrainte - dilatance est traitée dans le domaine surcaractéristique correspondant au domaine de contrainte  $q/p \geq (q/p)_{car}$ . Cette relation est représentée par l'équation:  $\eta = 0,772 - 0,991D$ . Cette droite permet ainsi d'obtenir la valeur du rapport des contraintes à l'état caractéristique,  $M_{car} = 0,772$ , lorsque  $D$  vaut 0, et la pente de dilatance,  $b=0,991$ . D'autre part, cette relation contrainte - dilatance devient non linéaire pour des valeurs  $D > 0$ , c'est-à-dire dans le domaine subcaractéristique  $q/p < (q/p)_{car}$ . Dans ce domaine, le modèle modifié Camclay développé par Roscoe et Burland [85], tient compte la non linéarité par l'équation :  $D = (M^2 - \eta^2)/2\eta$ .

La relation contrainte - dilatance de l'ensemble des stick-slips de chaque essai de la série d'essais avec vitesse d'écrasement constante  $v=0,2 \text{ mm/min}$  et contrainte de confi-

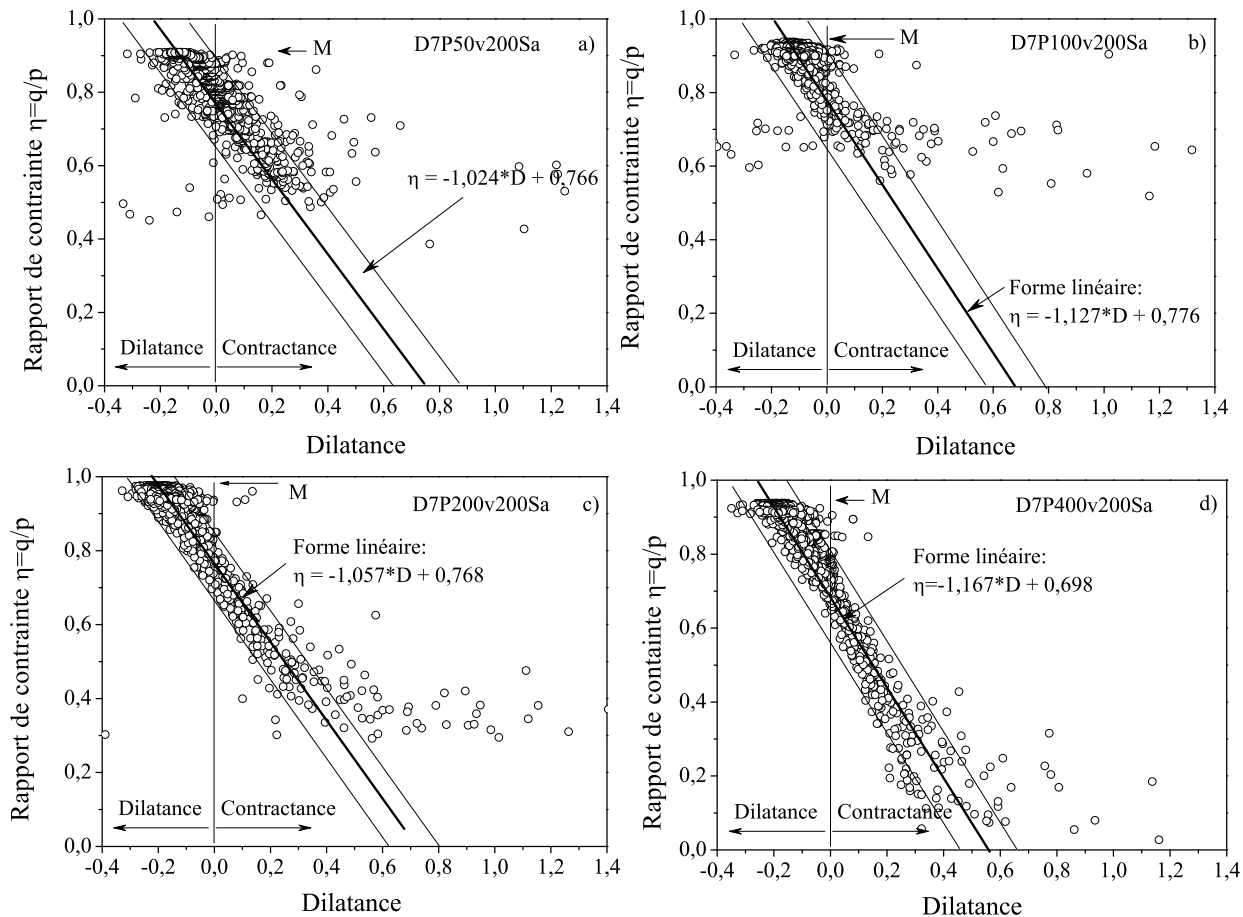


FIG. 3.35 – Relation contrainte - dilatance de la série d'essais des billes de verre  $d=700 \mu\text{m}$ , à vitesse d'écrasement constante  $v=0,2 \text{ mm/min}$ , et à contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c}$  variée de 50 à 400 kPa.

nement latérale variant de 50 à 400 kPa est présentée sur la figure 3.35. Remarquons que la pente de dilatance du stick-slip est quasiment la même pour chaque essai. La pente de dilatance de l'ensemble des stick-slips pour l'essai à 50 kPa est de 1,024. Cette pente est un peu différente et varie de façon aléatoire lorsque l'on augmente la contrainte de confinement latérale. Les relations contrainte - dilatance des stick-slips de chaque essai se superposent et l'indépendance de  $M_{car}$ , lorsque  $D$  vaut 0, vis à vis de l'indice des vides  $e$  avant cisaillement, et de la contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c}$  est à nouveau constatée. Une plus grande dispersion des résultats dans cette série est à remarquer pour les plus faibles valeurs de contrainte de confinement latérale. Le tableau 3.8 présente les résultats de dilatance de cette série d'essais, figure 3.35. La pente moyenne de dilatance  $b$  obtenue dans cette série est de  $1,094 \pm 0,056$ . La faiblesse de l'écart-type démontre que la dispersion des valeurs de la pente de dilatance dans cette série est très proche de leur moyenne. Ceci signifie que la pente de dilatance est indépendante de la contrainte de confinement latérale. Cette valeur est un peu différente de celle du modèle Camclay,  $b=1$ . Le rapport des contraintes principales à l'état caractéristique atteint 0,752 lorsque  $D$  vaut 0. Cette valeur est voisine de celle que l'on trouve dans le paragraphe 3.3.3.5.

Pour la série d'essais avec changement de la vitesse d'écrasement, la figure 3.36

Essai	b	M
D7P50v200Sa	1,024	0,766
D7P100v200Sa	1,127	0,776
D7P200v200Sa	1,057	0,768
D7P400v200Sa	1,167	0,698
Moyenne	1,094	0,752
Ecart-type	0,056	0,031

TAB. 3.8 – *Récapitulatif des résultats de la dilataance de la série d'essais avec vitesse d'écrasement fixe sur l'appareil triaxial classique.*

montre un exemple de résultats de la dilataance de l'essai à 400 kPa pour les cinq gammes de vitesses. Nous remarquons aussi que la pente de dilataance du stick-slip de chaque gamme de vitesses et de chaque essai est quasiment la même. La pente de dilataance pour les cinq gammes de vitesses 0,1; 0,2; 0,5; 2; et 0,2 mm/min dans cet essai est respectivement de 1; 1; 1,012; 1,019; 1,009, figure 3.36. La dispersion pour cette série est très faible et les valeurs restent autour de leur moyenne égale à 1,01. Ceci signifie que la pente de dilataance est indépendante de la vitesse d'écrasement. La relation contrainte - dilataance du stick-slip pour les cinq gammes de vitesses de l'essai à 400 kPa est représentée par l'équation  $\eta = 0,758 - 1,01D$ . Le tableau 3.9 présente les résultats de la dilataance de la série avec changement de la vitesse d'écrasement. La dispersion des valeurs de  $M_{car}$  et de b est très faible et ces valeurs restent autour de leur moyenne pour les différentes vitesses et contraintes de confinement. Ceci démontre l'indépendance de  $M_{car}$  et b avec la vitesse d'écrasement et la contrainte de confinement.

Essai	$\sigma'_{3c}=50\text{kPa}$		$\sigma'_{3c}=100\text{kPa}$		$\sigma'_{3c}=200\text{kPa}$		$\sigma'_{3c}=400\text{kPa}$	
	b	M	b	M	b	M	b	M
0,1 mm/min	-	-	1,011	0,779	1,082	0,784	1,000	0,793
0,2 mm/min	-	-	0,981	0,779	1,001	0,769	1,000	0,790
0,5 mm/min	-	-	1,037	0,742	1,057	0,744	1,012	0,778
2 mm/min	-	-	0,976	0,751	1,001	0,740	1,019	0,723
0,2 mm/min	-	-	1,022	0,729	0,989	0,726	1,009	0,746
Moyenne	-	-	1,010	0,753	1,032	0,755	1,010	0,758
Ecart-type	-	-	0,018	0,022	0,038	0,022	0,008	0,028
	Moyenne				Ecart-type			
b	1,017				0,009			
M	0,755				0,002			

TAB. 3.9 – *Récapitulatif des résultats de la dilataance de la série d'essais avec changement de la vitesse d'écrasement sur l'appareil triaxial classique.*

Pour l'ensemble des résultats de cette série, nous considérons que la relation contrainte - dilataance dans le domaine surcaractéristique  $q/p \geq (q/p)_{car}$  peut être représentée par l'équation  $\eta = 0,755 - 1,017D$ . Cette équation nous fournit deux valeurs importantes : la pente de dilataance b égale à 1,017 et le rapport de contrainte M égal à 0,775.

En conclusion, la pente de dilataance b et le rapport de contrainte M sont respectivement de  $1,094 \pm 0,056$  et de  $0,752 \pm 0,031$  pour la série à vitesse constante et de  $1,017 \pm 0,009$  et de  $0,755 \pm 0,002$  pour la série à vitesse variable. Ce qui revient à une simple loi de dilataance linéaire unique pour les assemblages de billes de verre, indépendante

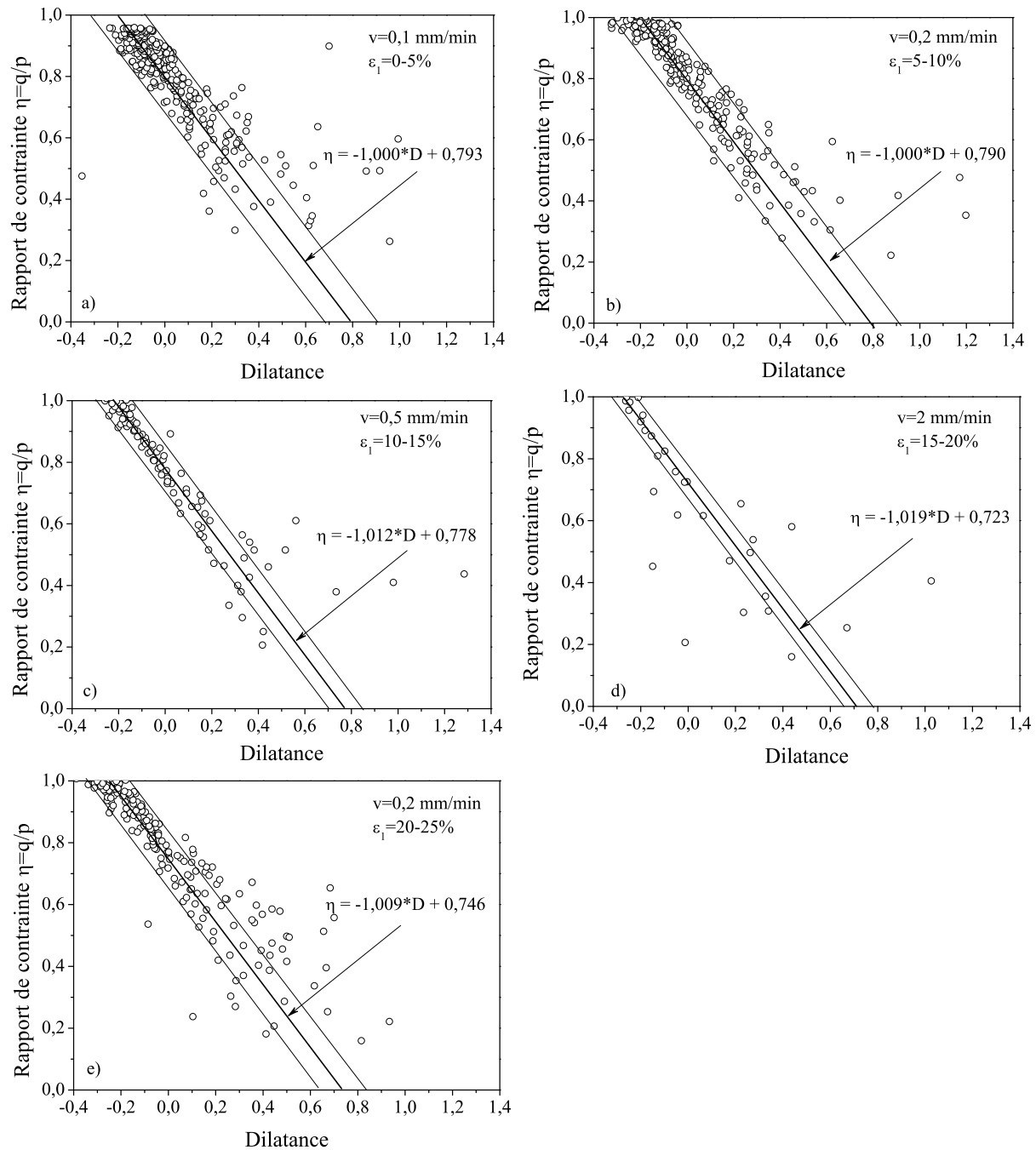


FIG. 3.36 – Relation contrainte - dilatance de l'essai  $D7P400vvaSa$  pour cinq gammes de la vitesse d'écrasement, billes de verre  $d = 700 \mu\text{m}$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 400 \text{ kPa}$ .

de la vitesse d'écrasement, à quelques incertitudes expérimentales près. Cette dilatance linéaire est conforme à la plus simple des modélisations théoriques des milieux granulaires denses; elle est proposée initialement par Schofield et Wroth [91] lors de la création du modèle de CamClay.

### 3.3.3.5 Boucles d'hystérésis en grandes déformations

Dans la section 3.3.3.1, il s'agit d'une discussion concernant les boucles d'hystérésis à partir de la première apparition de la dilatance correspondant aux phases de chute brusque et de remontée (stick et slip). La phase de remontée exprime la transition d'un état de contractance à un état de dilatance malgré un comportement global contractant.

Dans cette section, nous étudions en détail les caractéristiques qui se produisent à chaque boucle du stick-slip en grande déformation. L'état caractéristique, selon Tatsuoka [98], Luong [68], [69], correspond au passage de la contractance à la dilatance. Cet état est indépendant de l'indice des vides initial  $e_o$  et de la pression de confinement au cours de l'essai triaxial. Les auteurs montrent que la valeur de l'angle de frottement à l'état caractéristique est de  $30^\circ$  en compression pour le sable d'Hostun à l'état dense correspondant à une densité de  $D_R = 75\%$  dans les travaux de Ezaoui [39], de Pham Van Bang [81], de Mohkam [76], de Combe [24] et à  $32^\circ 5'$  pour le sable de Fontainebleau, dans les travaux de Luong [69]. Ces valeurs obtenues pour les sables sont toujours plus grandes que celles obtenues pour les assemblages des billes de verre lâches ( $D_R = -60\%$ ) qui est égal à  $19^\circ 4'$  (voir la figure 3.38). Les boucles d'hystérésis en grandes déformations pour les assemblages des billes de verre montrent l'existence de l'état caractéristique au sein du stick-slip.

Nous pouvons remarquer que les boucles n'apparaissent qu'en grandes déformations correspondant à la déformation volumique  $\varepsilon_v = 1,2\%$  (ou une déformation axiale égale à  $7\%$ ), figure 3.37. Pour les boucles d'hystérésis, nous remarquons aussi que l'état caractéristique correspondant au passage du matériau d'un état de contractance à un état de dilatance est presque constant pour ces quatre essais. On constate que sur ces figures, les états de contraintes correspondant à ces transitions volumiques sont identiques pour tous les essais, quelle que soit la pression de confinement. La valeur du rapport de contrainte ( $q/p$ ) obtenue pour ce palier varie de 0,6 à 0,8. La figure 3.38 montre que le passage s'effectue à un état de contrainte caractéristique pour chaque boucle, indépendamment de la pression de confinement au cours des essais triaxiaux.

Le tableau 3.10 résume les états caractéristiques de plusieurs boucles obtenus en grandes déformations de huit essais pour les séries d'essais à vitesse constante et à vitesse variable. Dans notre cas, nous nous intéressons aux 8 dernières boucles de ces huit essais en grandes déformations. Ces premières mesures pour différents états du matériau de billes de verre de  $700\mu$  permettent également d'obtenir un angle caractéristique moyen de  $18^\circ 5' \pm 2^\circ 6'$ .

### 3.3.3.6 Apparition de la première chute

La figure 3.39 présente l'apparition de la première chute dans le plan de déviateur normalisé-déformation axiale pour les deux séries d'essais des billes  $700\mu m$  et deux essais des billes  $500$  et  $300\mu m$  à vitesse constante et à vitesse variable au cours de cette étude. Sur cette figure 3.39, elle montre que le premier stick-slip des billes  $700\mu m$  apparaît presque dans le même état pour n'importe quelle valeur de la pression de confinement. Pour les petites billes  $300$  et  $500\mu m$ , le palier d'apparition du premier stick-slip est inférieur à celui des billes  $700\mu m$ . De plus, nous remarquons que la déformation axiale du premier stick-slip augmente avec l'accroissement de la contrainte de confinement. Il faut



Boucle	$\sigma'_{3c}=50\text{kPa}$			$\sigma'_{3c}=100\text{kPa}$			$\sigma'_{3c}=200\text{kPa}$			$\sigma'_{3c}=400\text{kPa}$		
	$t_{car}$ (s)	$q_{car}$ (kPa)	$\phi_{car}$	$t_{rec}$ (s)	$q_{car}$ (kPa)	$\phi_{car}$	$t_{car}$ (s)	$q_{car}$ (kPa)	$\phi_{car}$	$t_{car}$ (s)	$q_{car}$ (kPa)	$\phi_{car}$
Série d'essais à vitesse constante												
1	6	35	15°1	13	94	18°6	43	209	20°0	108	340	17°3
2	10	43	17°5	58	104	20°0	50	208	20°0	107	359	18°0
3	4	23	10°8	26	111	20°9	94	83	9°9	92	350	17°7
4	7	47	18°6	55	100	19°0	74	190	18°7	110	340	17°3
5	13	50	19°5	28	103	19°8	46	190	18°7	112	318	16°5
6	11	26	11°9	64	101	19°6	62	187	18°5	84	334	17°2
7	17	53	20°3	65	101	19°6	17	222	20°1	138	321	16°6
8	11	52	20°0	44	106	20°2	90	183	18°2	139	315	16°4
Moyen			16°7			19°7			18°0			17°1
Ecart-type			3°7			0°7			3°4			0°6
Ensemble			$17^{\circ}9 \pm 2^{\circ}7$									
Série d'essais à vitesse variable												
1	8	55	20,7	16	106	20,2	49	219	20,7	118	345	17,6
2	11	53	20,3	59	114	21,3	60	211	20,2	111	369	18,4
3	5	43	17,5	36	111	20,9	94	89	10,5	106	380	18,8
4	7	49	19,2	45	94	18,6	84	195	19,2	113	350	17,7
5	17	59	21,7	38	105	20,1	49	210	20,1	132	338	17,3
6	13	36	15,3	66	107	20,3	62	197	19,3	94	325	16,8
7	15	58	21,5	67	102	19,7	57	208	20,0	128	329	17,0
8	13	62	22,5	54	102	19,7	96	193	18,9	141	345	17,5
Moyen			19°8			20°1			18°6			17°6
Ecart-type			2°4			0°8			3°3			0°7
Ensemble			$19^{\circ}0 \pm 2^{\circ}3$									

TAB. 3.10 – Récapitulatif des résultats à l'état caractéristique des boucles d'hystérésis de l'ensemble de deux séries d'essais réalisés à vitesse constante et variable sur l'appareil triaxial classique.

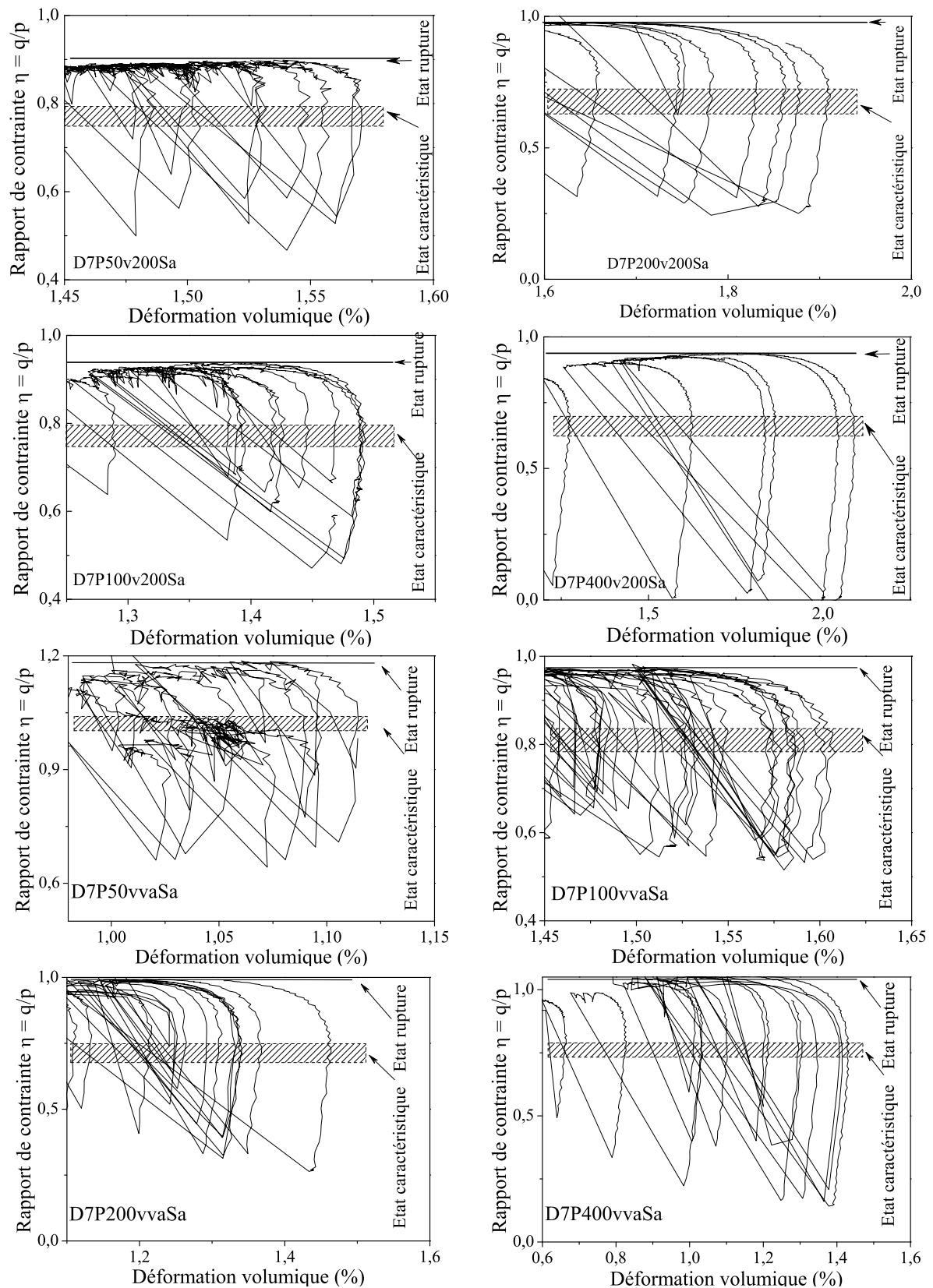


FIG. 3.37 – Observation des boucles d’hystérésis en grandes déformations pour les huit essais saturés à vitesse d’écrasement constante et variable.

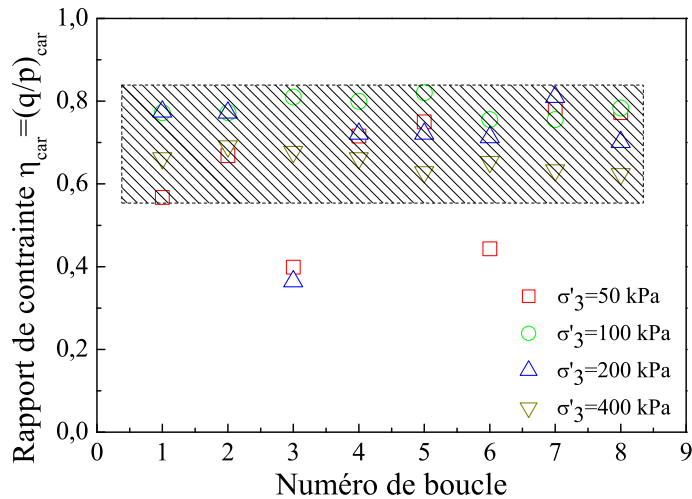


FIG. 3.38 – L'indépendance de la contrainte de confinement à l'état caractéristique des stick-slips.

bien préciser que la première chute est une chute où l'amplitude de déviateur est à plus de 5 kPa. Nous appliquons cette valeur pour déterminer la première chute pour tous les essais au cours de cette étude.

v constante				v variable			
Essai	$\varepsilon_1$ (%)	q/p	$\Phi_{pre-SS}$ (°)	Essai	$\varepsilon_1$ (%)	q/p	$\phi_{Pre-SS}$ (°)
D7P50v200Sa	0,42	0,50	13°3	D7P50vvaSa	0,61	0,61	16°1
D7P100v200Sa	0,50	0,51	13°6	D7P100vvaSa	0,39	0,55	14°6
D7P200v200Sa	0,82	0,59	15°6	D7P200vvaSa	0,7	0,62	16°3
D7P400v200Sa	1,41	0,57	15°1	D7P400vvaSa	1,33	0,62	16°3
Moyenne			14°8	Moyenne			15°8
Ecart-type			0°8	Ecart-type			0°8
Moyenne d'ensemble $\phi_{Pre-SS} = 15°3$							

TAB. 3.11 – Récapitulatif des angles de frottement pour le premier stick-slip des deux séries d'essais des billes 700  $\mu m$  à vitesse constante et variable.

d=500 $\mu m$				d=300 $\mu m$			
Essai	$\varepsilon_1$ (%)	q/p	$\Phi_{pre-SS}$ (°)	Essai	$\varepsilon_1$ (%)	q/p	$\phi_{Pre-SS}$ (°)
D5P50vvaSa	0,05	0,41	11°1	D3P50vvaSa	0,06	0,42	11°3

TAB. 3.12 – Récapitulatif des angles de frottement pour le premier stick-slip des deux essais des billes 500 et 300  $\mu m$  à vitesse variable.

Les tableaux 3.11 et 3.12 montrent les résultats de calculs concernant l'apparition du premier stick-slip de deux séries des billes 700  $\mu m$  et de deux essais des billes 500 et 300  $\mu m$ . La figure 3.40 nous fournit successivement les angles de frottement du premier stick-slip pour les billes 700, 500 et 300  $\mu m$  égaux à 15,3°; 11,1° et 11,3°.

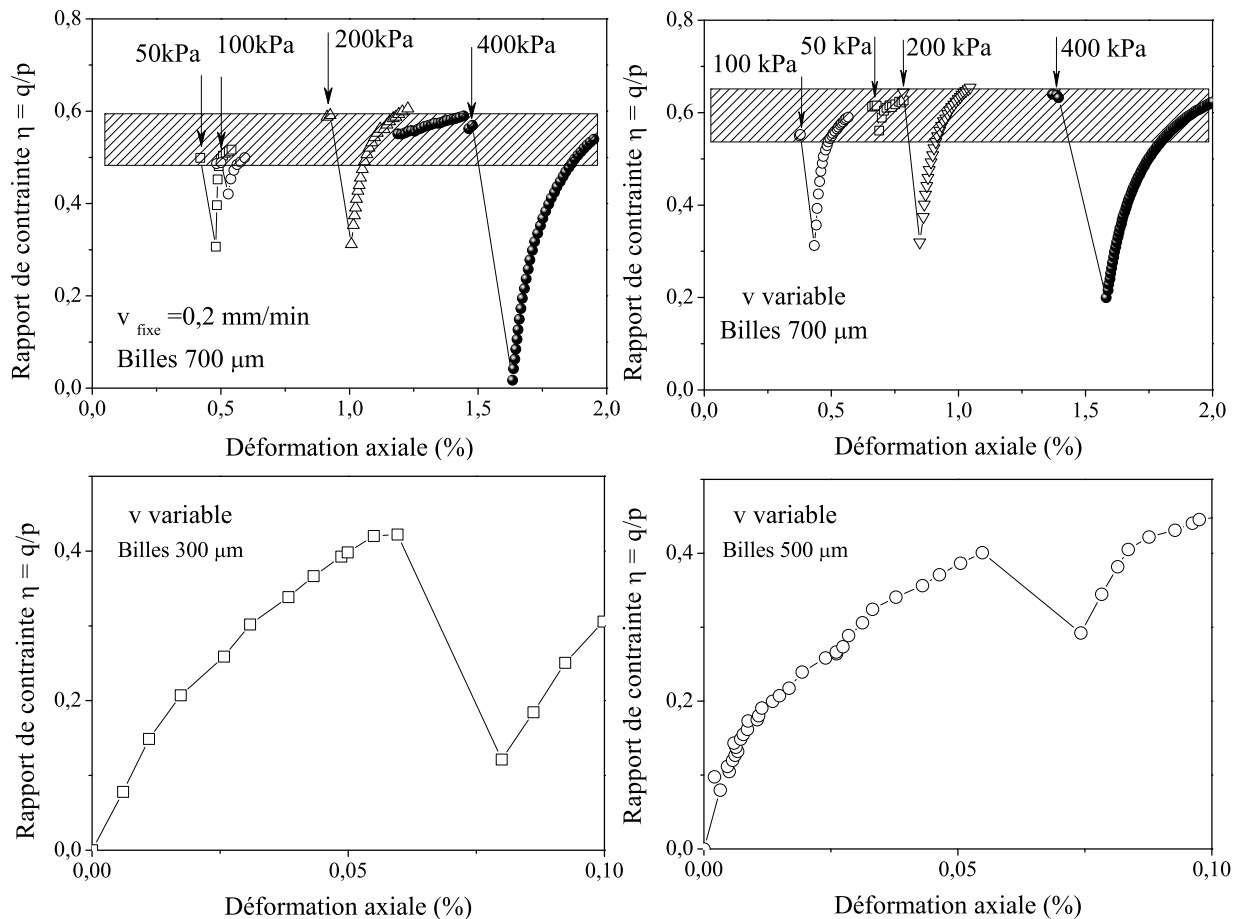


FIG. 3.39 – Apparition du premier stick-slip pour deux séries d'essais des billes  $700 \mu\text{m}$  et deux essais des billes  $500 \mu\text{m}$  et  $300 \mu\text{m}$  à vitesse constante et variable.

Nous pouvons obtenir une première caractérisation globale des stick-slips à l'appareil triaxial classique, figure 3.40. Cette figure présente aussi les droites de rupture, correspondant aux états déviatoriques maximums en contrainte, atteints au cours des huit essais saturés pour les séries d'essais des billes  $700 \mu\text{m}$  à vitesse constante et à vitesse variable et de deux essais des billes  $500 \mu\text{m}$  et  $300 \mu\text{m}$ . Sur la figure 3.40, nous remarquons que les angles mobilisés pour les états de rupture et l'état caractéristique sont respectivement de  $23^{\circ}8 \pm 0^{\circ}8$  et de  $17^{\circ}9 \pm 2^{\circ}7$  pour la série des billes  $700 \mu\text{m}$  à la vitesse constante, et de  $24^{\circ}3 \pm 0^{\circ}9$  et de  $19^{\circ}0 \pm 2^{\circ}3$  pour la série des billes  $700 \mu\text{m}$  à la vitesse variable. Pour l'ensemble des deux séries d'essais des billes  $700 \mu\text{m}$ , les angles mobilisés à l'état de rupture, à l'état caractéristique et pour le premier stick-slip sont estimés à  $24^{\circ}1$ ,  $18^{\circ}5$  et  $15^{\circ}3$ . Les angles mobilisés à l'état de rupture et pour le premier stick-slip pour les billes  $500 \mu\text{m}$  et  $300 \mu\text{m}$  sont successivement de  $26^{\circ}2$ ,  $11^{\circ}1$  et  $27^{\circ}3$ ,  $11^{\circ}3$ . Nous remarquons que l'angle mobilisé à l'état de rupture diminue lors de l'augmentation de la taille des billes. Par contre, l'angle du premier stick-slip augmente avec la taille des billes.

### 3.3.4 Cycle de décharge et de recharge

Dans le programme d'essais préliminaires, l'effet de cycle de compression drainé avec une décharge complète vers l'état initial isotrope est aussi exploré sur les billes de verre de

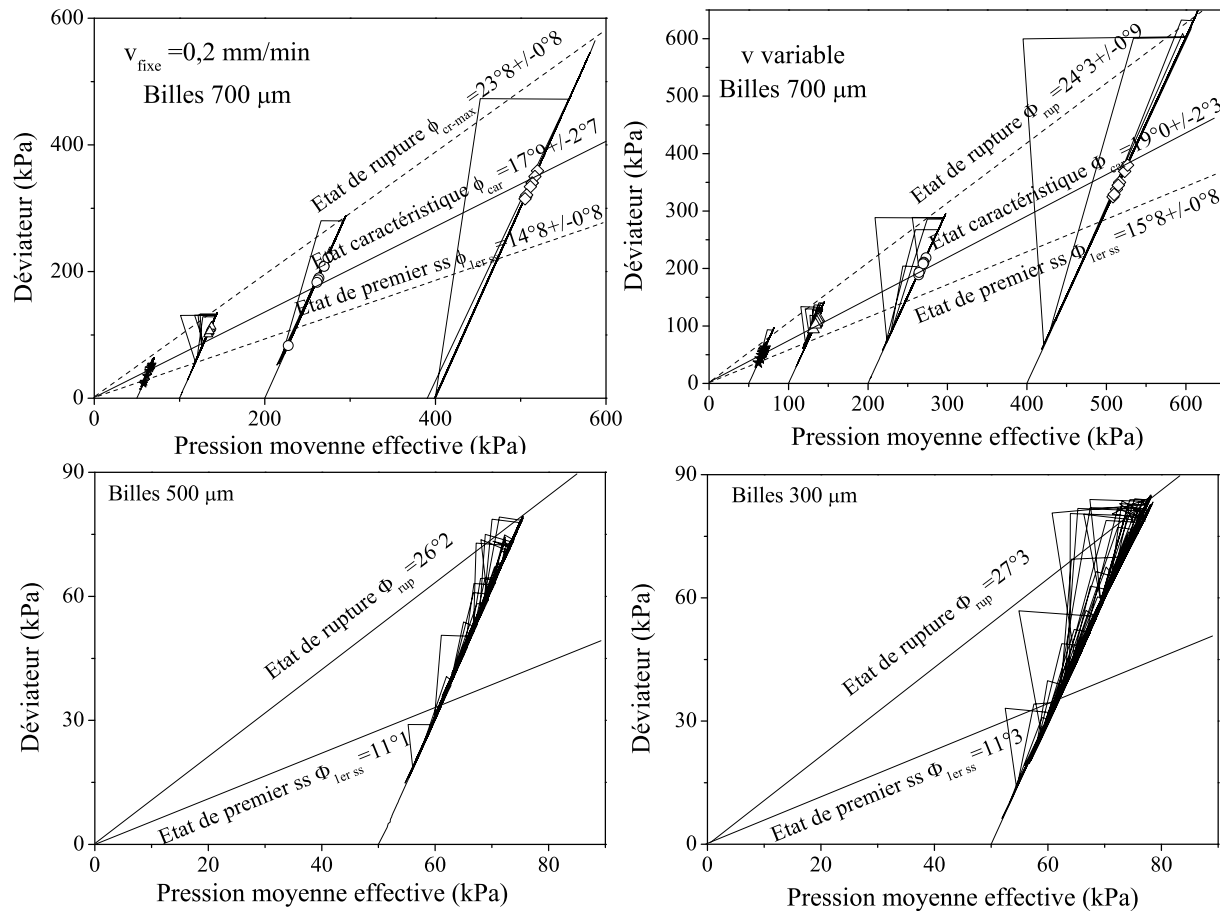


FIG. 3.40 – Comportement global des billes de verre 700, 500, 300 µm à l'appareil triaxial classique.

1,5 mm. La figure 3.41 présente un exemplaire typique de cycles drainés sur le matériaux billes de verre. L'essai est préparé à un indice des vides de 0,692 et consolidé isotropiquement jusqu'à 100 kPa, et subit de chargement monotone à la vitesse d'écrasement de 0,2 mm/min.

Pour les billes de verre, la figure 3.41a ne montre pas nettement l'effet de cycle sur son comportement. Dans les travaux de thèse de Mohkam, [76], il a été montré qu'il se produisent des modifications importantes lors des phases de décharges et de recharges sur le sable d'Hostun RF. La conclusion de l'auteur porte sur les comparaisons entre la courbe expérimentale de décharges et de recharges et la courbe de référence de première charge. Il a observé une densification du matériau au cours des cycles. Le déviateur lors de la recharge se situe au-dessus de la courbe de référence en grande déformation.

Les figures 3.41c et d montrent un agrandissement sur les cycles drainés de l'essai  $D15P100v200Sa^p$ . Le segment AB présente la phase de décharge correspondante au comportement contractant du matériau. Ensuite, par la phase de recharge présentée par un segment BC'C, la courbe de déviateur tend simplement à prolonger la courbe vierge. Dans cette phase, le matériau présente deux états contractant (BC') et dilatat (C'C) comme un stick-slip que l'on analyse dans la section suivante. Les figures 3.41d et f illustrent

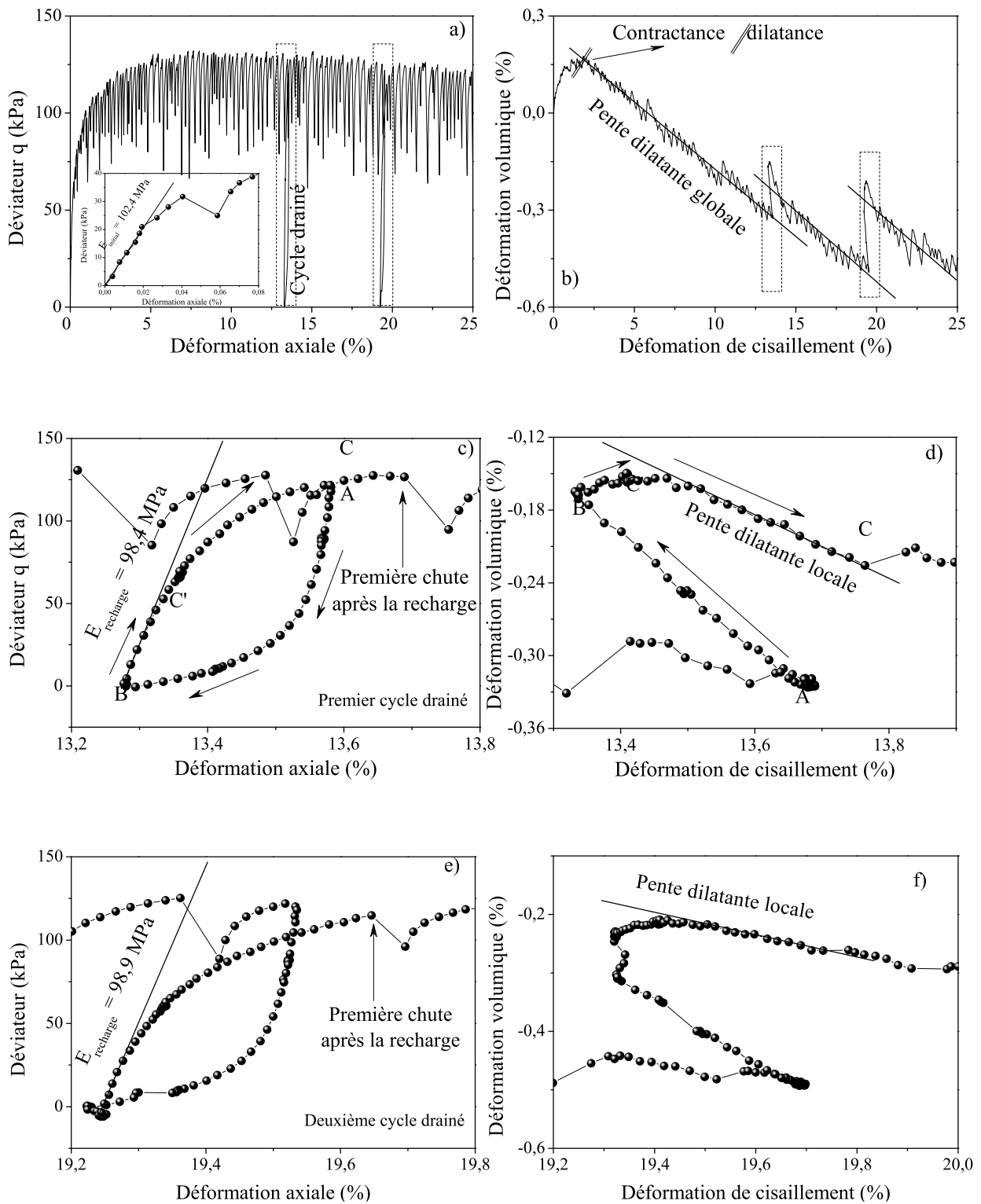


FIG. 3.41 – Cycles drainés de l'essai préliminaire  $D15P100v200Sa^p$  sur l'appareil triaxial classique.

une densification au cours du cycle. L'application d'une phase de décharge suivie d'une recharge a pour effet de translater les déformations volumiques vers les valeurs positives, c'est-à-dire conduire à la densification du matériau. Cette densification témoigne des réarrangements intergranulaires qui ont eu lieu à l'intérieur de l'échantillon, en réponse à la sollicitation et à son histoire.

De plus, la figure 3.41 montre aussi que le matériau semble changer pour mieux supporter la charge. La courbe vierge présente plusieurs stick-slips jusqu'au déviateur de 125 kPa environ, tandis qu'il n'y a aucun stick-slip pour la courbe de recharge à même niveau de déviateur avec le premier stick-slip après la recharge à 126,4 et 116,7 kPa malgré la décharge à zéro. Le tableau 3.13 présente l'ensemble des paramètres mécaniques de l'essai de décharge et de recharge. Nous trouvons que le premier stick-slip apparaît dès que l'angle de frottement dépasse  $13^\circ$ . Cet angle est quasiment identique que celui obtenu par les billes  $700 \mu\text{m}$  (voir le paragraphe 3.3.3.6). Notons que le module d'Young à  $10^{-4}$  obtenu par la courbe initiale est similaire que celui de recharge et des stick-slips. Il semble qu'il n'y a pas de modification de la structure interne pour les billes de verre lors de décharge et de recharge.

Premier stick-slip			Module				Dilatance		
$\varepsilon_1$ (%)	q/p	$\Phi_{pre-SS}$ ( $^\circ$ )	$E_{ini}$ (MPa)	$E_{rech1}$ (MPa)	$E_{rech2}$ (MPa)	$\langle E_{SS} \rangle$ (MPa)	$b_{glob}$	$b_{rech1}$	$b_{rech2}$
0,22	0,52	$13^\circ$	102,4	98,4	98,8	99,1		1,07	1,01

TAB. 3.13 – Récapitulatif des paramètres mécaniques de l'essai de recharge - décharge à 100 kPa. Billes de verre  $1500 \mu\text{m}$ .

En conclusion, une décharge cyclique est totalement maîtrisée, contrôlée avec une vitesse d'écrasement constante; ce qui signifie une diminution graduelle et continue pour le déviateur et pour la déformation axiale; tandis qu'une instabilité de glissement montre une perte de contrôle due à un affrontement local de la structure granulaire; ce qui signifie un saut instantané de déformation axiale et de déviateur, jusqu'à annuler le déviateur pour des grandes pressions de confinement.

### 3.3.4.1 Module d'Young du stick-slip

En mécanique des sols, on présente l'évolution du module sécant et tangent avec le niveau de déformation. Cette évolution illustre la notion de domaine limite en déformation par l'existence d'un palier pour lequel les modules reliant l'incrément de contrainte à l'incrément de déformation axiale sont constants et maximaux. Dans la littérature, l'évolution du module sécant est illustrée par les études de Tatsuoka [95] et de Duttine [35]. Leurs résultats montrent le domaine limite où les modules sécants sont constants et maximaux est estimé à quelques  $10^{-5}$  m/m de déformation axiale.

Les recherches récentes [39], [81], ont étudié l'évolution du module sécant non seulement à partir d'un état de contrainte isotrope mais aussi à partir d'un état de contrainte anisotrope pour mettre en évidence l'influence de l'anisotropie sur le comportement du matériau en petites déformations. Dans notre étude, nous avons la possibilité de mesurer le module initial pour chaque stick-slip, souvent à un état de contrainte anisotrope. Il

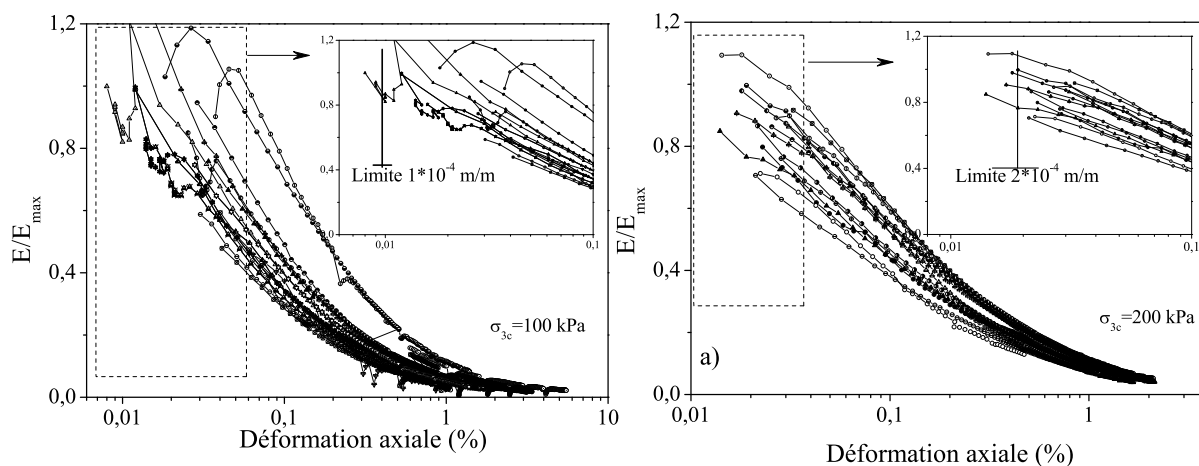


FIG. 3.42 – Evolution du rapport de module d'Young des stick-slips à  $10^{-4}$  m/m de deux essais types à 100 et 200 kPa de la série à vitesse d'écrasement constant.

faut se rappeler que la variation des chutes est considérée comme stick-slip si l'amplitude des chutes est supérieure à 3 kPa. Néanmoins, pour les petits stick-slips, les points distribuent de façon désordonnée. Le calcul du module devient donc difficile pour ces petits stick-slips. C'est pour cette raison que nous le calculons seulement pour les grands stick-slips ( $\Delta q \geq 10$  kPa). Nous présentons, dans la figure 3.42, l'évolution du rapport de module d'Young des stick-slips  $E/E_{max}$  de deux essais types à 100 et 200 kPa à vitesse constante. Sur cette figure, nous remarquons que la précision de l'appareil triaxial classique ne nous permet pas d'accéder à une déformation axiale de quelques  $10^{-5}$  m/m. En acceptant les limitations, nous calculons les modules sécants du stick-slip à quelques  $10^{-4}$  m/m de déformation axiale. L'utilisation de l'appareil triaxial de précision présenté dans le chapitre 5 suivant nous permet d'accéder aux vraies mesures de module sécant des stick-slips en très faibles déformations axiales (quelques  $10^{-5}$  m/m).

La figure 3.43 présente l'évolution du module sécant à  $10^{-4}$  m/m et du coefficient de Poisson à l'état d'anisotropie de quatre essais dans la série à vitesse d'écrasement constant. Il est possible, à partir de la figure 3.43, de montrer une tendance constante du module sécant à  $10^{-4}$  m/m et du coefficient de Poisson des stick-slips. Cette évolution démontre que le module sécant à  $10^{-4}$  m/m et le coefficient de Poisson du matériau modèle sont indépendants du niveau de la déformation.

L'évolution du module sécant à  $10^{-4}$  m/m de déformation axiale et du coefficient de Poisson des stick-slips de l'ensemble des essais de la série à vitesse constante est présentée dans la figure 3.44. Les données expérimentales indiquent une dépendance de la loi de puissance avec un exposant de 0,515. Le coefficient de Poisson est quasiment constant avec la contrainte de confinement. Cette valeur est autour de 0,32. Elle est assez similaire avec les résultats obtenus dans la littérature [62], [3], et avec nos résultats dans la série avec prise en compte du nombre d'utilisation (voir chapitre 4).

### 3.3.4.2 Phénomène quasi-périodique

#### a) étude de la Transformation de Fourier



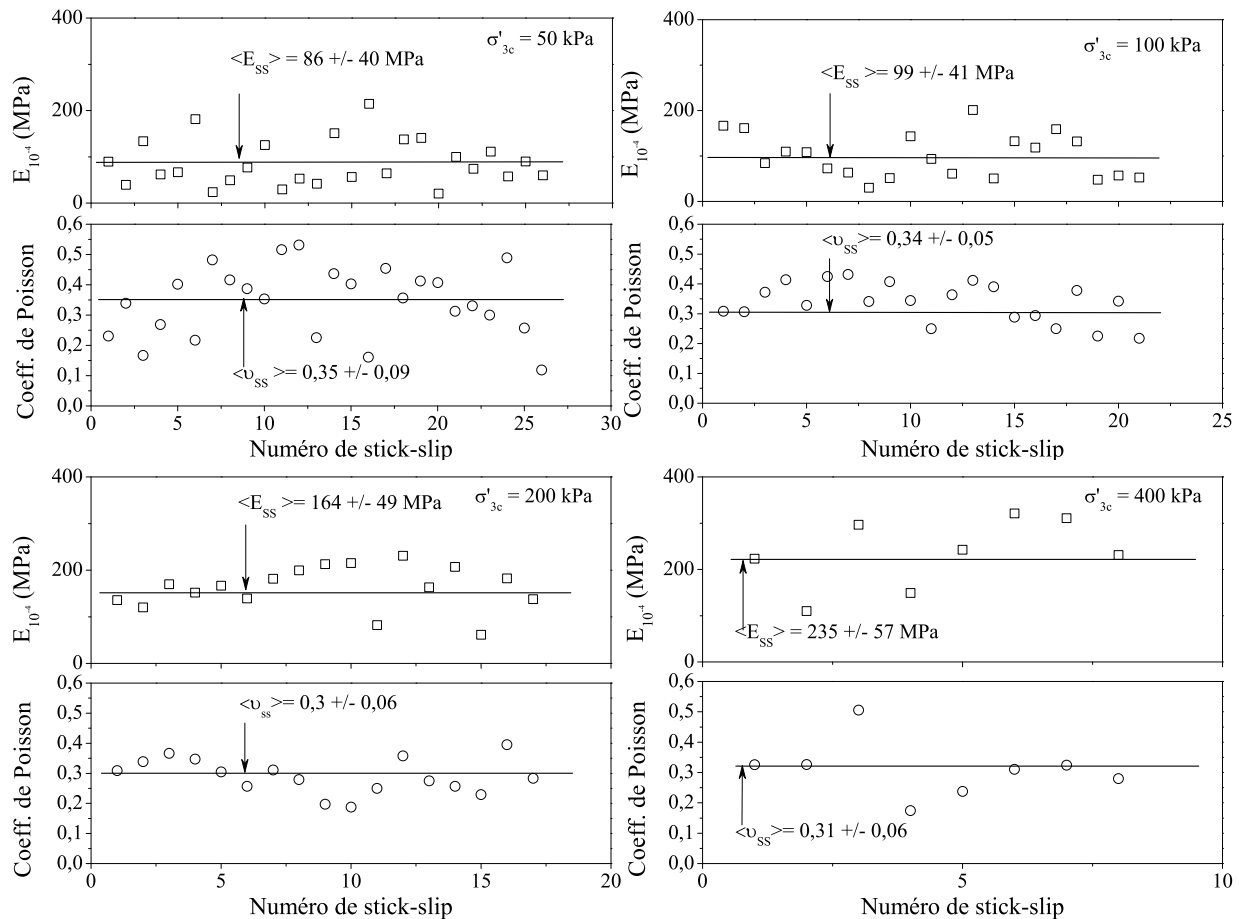


FIG. 3.43 – Evolution du module d'Young à  $10^{-4}$  m/m de déformation axiale et du coefficient de Poisson des stick-slips de la série à vitesse d'écrasement constant.

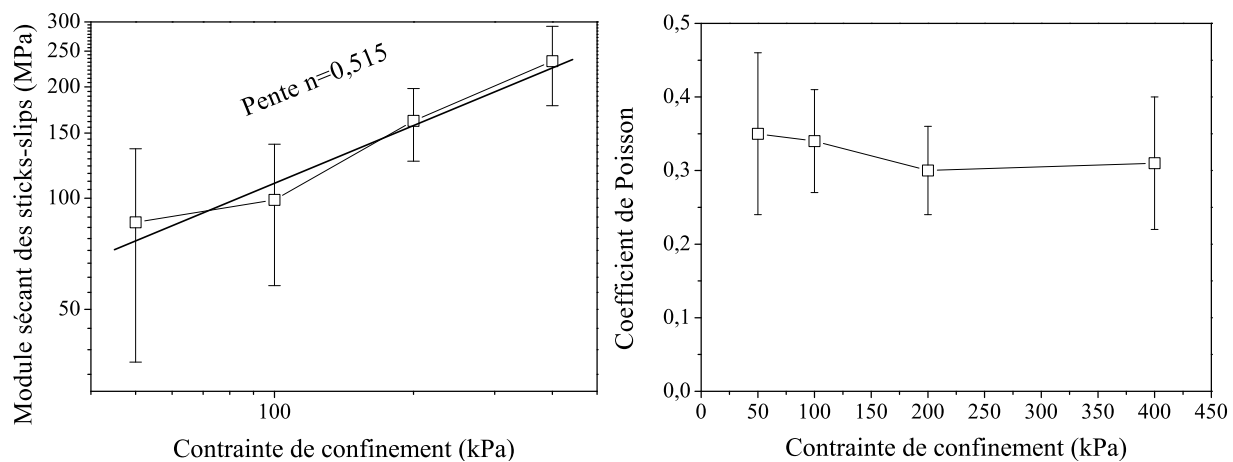


FIG. 3.44 – Evolution du module d'Young à  $10^{-4}$  m/m de déformation axiale et du coefficient de Poisson en fonction de la contrainte de confinement.

Ici, nous utilisons la transformation de Fourier pour essayer de détecter des fluctuations périodiques ou cycliques pour les essais obtenus. Nous présentons les résultats de la transformation de Fourier pour les trois séries présentées ci-dessus. Les spectres fréquen-

tiels de  $\Delta q$  et  $\Delta \varepsilon_v$  en fonction de la fréquence sont présentés dans la même figure.

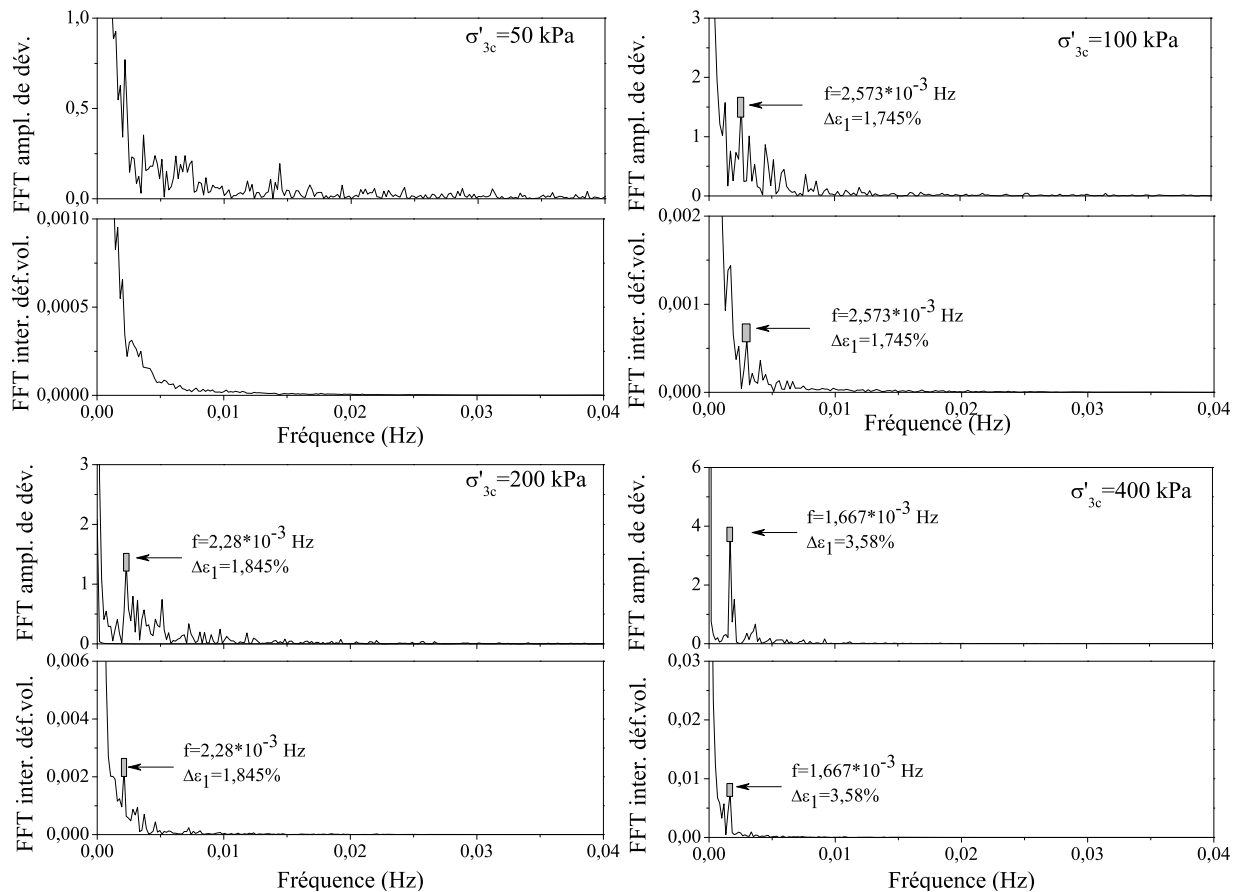


FIG. 3.45 – Analyse de la périodicité du stick-slip en utilisant la transformation de Fourier de la série d'essais des billes de verre  $d = 700\mu\text{m}$  avec changement de la contrainte de confinement.

Pour la série à vitesse d'écrasement constante et à pression de confinement variant de 50 à 400 kPa, nous trouvons que la compacité dépasse toujours 0,564. Notons que la périodicité peut être perçue intuitivement sur les courbes  $(q-\varepsilon_1)$  et  $(\varepsilon_v-\varepsilon_1)$  pour les grandes contraintes de confinement  $\sigma_{3c}$ . Sur la figure 3.45, nous constatons que la transformation de Fourier est fonction de la contrainte de confinement. On s'aperçoit la périodicité et la synchronisation de l'amplitude du déviateur et de l'intermittence de la déformation volumique à partir de 100 kPa. Ceci renforce les remarques quant à la périodicité et à la synchronisation soulignées dans la section 3.3.3.1. Les fréquences quasi-périodiques de cette série sont présentées dans le tableau 3.14. Il montre que la quasi-périodicité est une fonction décroissante avec la contrainte de confinement.

Les figures 3.46 présentent l'analyse de transformation de Fourier des essais dans la série avec prise en compte de la taille des grains à la pression de confinement de 50 kPa. Sur la figure 3.46 à gauche pour l'échantillon des billes de verre de  $300\mu\text{m}$ , on remarque que la forme de transformation de Fourier est en fonction de la vitesse d'écrasement. Si la vitesse dépasse un seuil ( $v=0,5$  mm/min), le comportement devient non périodique. Pour les petites vitesses, la périodicité est présente dans la courbe de déviateur et de

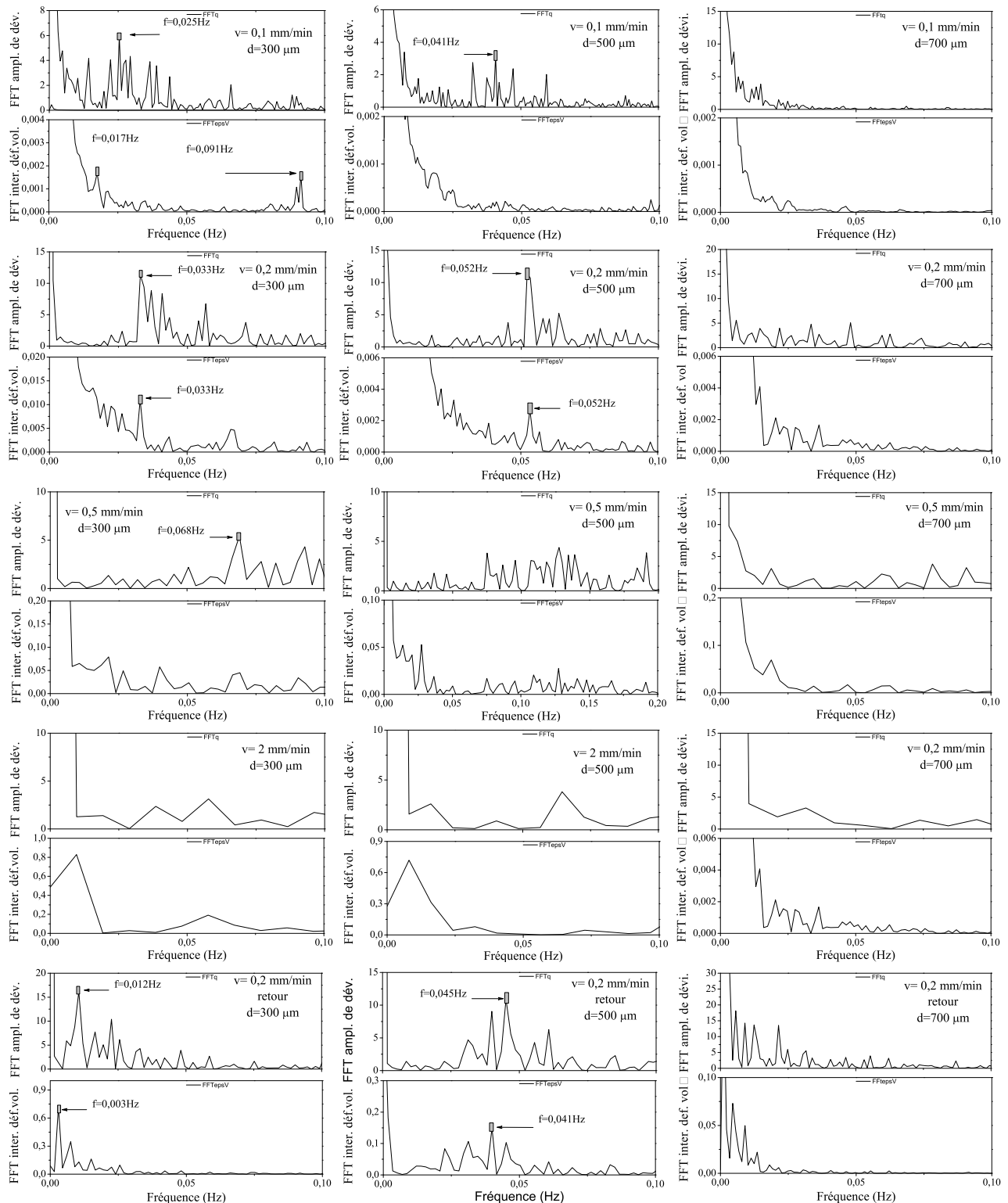


FIG. 3.46 – Analyse de la périodicité du stick-slip en utilisant la transformation de Fourier de la série d'essais avec prise en compte de la taille des grains à pression de confinement de 50 kPa.

Nombre des grains	$\sigma'_{3c}$ (kPa)	50	100	200	400
8,56.10 <sup>5</sup>	f de $\Delta q$ (10 <sup>-3</sup> Hz)		2,57	2,28	1,67
	f de $\Delta \varepsilon_v$ (10 <sup>-3</sup> Hz)		2,57	2,28	1,67
	$\varepsilon_1$ (%)		1,745	1,845	3,580
	estimation	non périodique	quasi-périodique		

TAB. 3.14 – Estimation de caractéristique quasi-périodique du stick-slip de série des billes de verre  $d=700\mu\text{m}$  avec changement de la contrainte de confinement.

Diamètre ( $\mu\text{m}$ )	Nombre des grains	vitesse (mm/min)	0,1	0,2	0,5	2	0,2
300	1,1.10 <sup>7</sup>	f de $\Delta q$ (Hz)	0,025	0,033	0,063		0,012
		f de $\Delta \varepsilon_v$ (Hz)	0,017	0,033			0,003
		estimation	quasi périodique	quasi périodique	quasi périodique	non périodique	quasi périodique
500	2,35.10 <sup>6</sup>	f de $\Delta q$ (Hz)	0,040	0,052			0,045
		f de $\Delta \varepsilon_v$ (Hz)		0,052			0,041
		estimation	quasi périodique	quasi périodique	non périodique	non périodique	quasi périodique
700	8,56.10 <sup>5</sup>	f de $\Delta q$ (Hz)					
		f de $\Delta \varepsilon_v$ (Hz)					
		estimation	non périodique	non périodique	non périodique	non périodique	non périodique

TAB. 3.15 – Estimation de caractéristique quasi périodique du stick-slip de la série avec prise en compte de la taille des grains à pression de confinement de 50 kPa.

déformation volumique. Pour l'échantillon des billes de verre de  $500\mu\text{m}$  sur la même taille de l'échantillon, le seuil de la vitesse est estimé à 0,2 mm/min, figure 3.46 au milieu. La périodicité montre que le stick-slip est très régulier, tant en amplitude de déviateur qu'en intermittence de déformation volumique. Pour l'échantillon des billes de verre de  $700\mu\text{m}$ , on s'aperçoit que le comportement est non périodique même pour les petites vitesses ( $v=0,1$  et  $0,2$  mm/min), figure 3.46 à droite. Donc, la taille de grains ou le nombre des grains contenus dans un échantillon et la pression de confinement influencent directement la caractéristique périodique du comportement des billes de verre. L'analyse statistique présentée ci-dessous renforcera cette remarque. Le tableau 3.15 présente l'estimation de caractéristique quasi-périodique du stick-slip pour la série avec prise en compte de la taille des grains.

La figure 3.47 présente la transformation de Fourier de trois essais des billes  $700\mu\text{m}$  à la pression de confinement de 100, 200 et 400 kPa dans la deuxième série avec changement de la pression de confinement. Le premier essai à la pression de confinement de 50 kPa dans cette série est présenté dans la figure 3.46 à droite. La transformation de Fourier de cet essai présente le type "exponentielle". C'est-à-dire que l'amplitude du déviateur et l'intermittence de déformation volumique de cet essai ne sont pas périodiques pour les cinq gammes de la vitesse d'écrasement. A partir d'un seuil de pression de confinement ( $\sigma'_{3c}=100$  kPa), on retrouve la périodicité en présentant le pic dans la transformation de Fourier pour les faibles vitesses d'écrasement ( $v \leq v_{seuil}=0,5$  mm/min). Pour la grande vitesse d'écrasement ( $v=2$  mm/min), la transformation de Fourier est toujours de type 'exponentielle'. Le tableau 3.16 présente l'estimation des caractéristiques quasi-périodiques

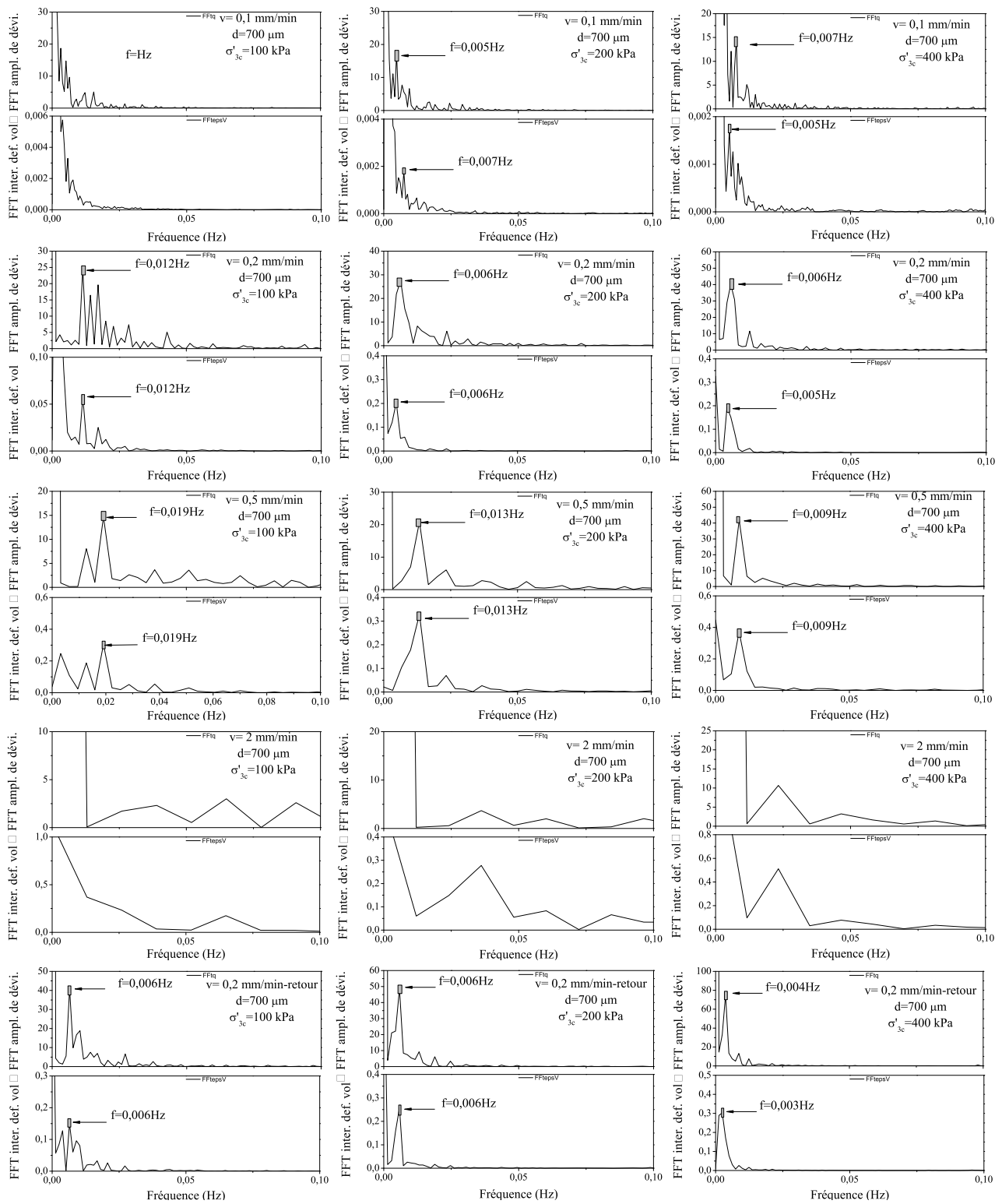


FIG. 3.47 – Analyse de la périodicité du stick-slip en utilisant la transformation de Fourier de la série des billes de verre  $d = 700 \mu\text{m}$  avec changement de la vitesse.

de cette série. On remarque que la fréquence quasi-périodique est fonction de la vitesse d'écrasement et de la pression de confinement.

$\sigma'_{3c}$ (kPa)	Nombre des grains	vitesse (mm/min)	0,1	0,2	0,5	2	0,2
100	$8,56 \cdot 10^5$	f de $\Delta q$ (Hz)		0,012	0,019		0,006
		f de $\Delta \varepsilon_v$ (Hz)		0,012	0,019		0,006
		estimation	non périodique	quasi périodique	quasi périodique	non périodique	quasi périodique
200	$8,56 \cdot 10^5$	f de $\Delta q$ (Hz)	0,005	0,006	0,013		0,006
		f de $\Delta \varepsilon_v$ (Hz)	0,007	0,006	0,013		0,006
		estimation	quasi périodique	quasi périodique	quasi périodique	non périodique	quasi périodique
400	$8,56 \cdot 10^5$	f de $\Delta q$ (Hz)	0,007	0,006	0,009		0,004
		f de $\Delta \varepsilon_v$ (Hz)	0,005	0,005	0,009		0,003
		estimation	quasi périodique	quasi périodique	quasi périodique	non périodique	quasi périodique

TAB. 3.16 – Estimation de caractéristique quasi périodique du stick-slip de la série des billes de verre  $d = 700\mu m$  avec changement de la vitesse d'écrasement.

b) étude de l'évolution de la forme de distribution statistique

Les études antérieures [2] ont montré que la distribution des variables du stick-slip est soit une loi de type exponentielle, soit une loi de type gaussienne. La distribution de type gaussienne montre que les événements sont très réguliers, correspondant au régime quasi-périodique. La distribution de type exponentielle montre que les événements sont aléatoires. La forme de distribution dépend de plusieurs paramètres tels que la vitesse d'écrasement, la taille des grains, la contrainte de confinement et le nombre d'utilisation.

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons au cas où la distribution dépend à la fois de la vitesse d'écrasement, de la taille des grains et de la contrainte de confinement. Pour le paramètre du nombre d'utilisation, il sera traité dans le chapitre 4. Nous commençons l'analyse de la distribution de l'amplitude de déviateur, de l'intermittence de déformation axiale, et de l'amplitude de déformation volumique du stick-slip pour la série d'essais à vitesse constante.

La figure 3.48 présente l'évolution de la distribution de probabilité de  $\Delta q$  de quatre essais des billes de verre  $d = 700\mu m$  dans la série à vitesse d'écrasement constante, et à contrainte de confinement latérale qui varie de 50 à 400 kPa. Les échantillons de ces essais des billes de verre  $d = 700\mu m$  contiennent environ  $8,56 \cdot 10^{-5}$  grains. Pour la distribution de l'amplitude de déviateur, figures 3.48 à gauche, nous remarquons que la distribution de probabilité de l'essai à 50 kPa est de type exponentielle. Elle montre que l'amplitude de déviateur est une distribution aléatoire. Lorsqu'on augmente la contrainte de confinement latérale, la distribution exponentielle est perturbée par de grands événements et tend vers une distribution de type gaussienne à partir de 100 kPa.

Les distributions de l'intermittence de déformation axiale et de l'amplitude de déformation volumique sont présentées dans les figures 3.48 au milieu et à droite. On remarque, pour une faible contrainte de confinement  $\sigma_{3c} = 50$  kPa, les distributions sont de type gaussienne. Lorsque la contrainte de confinement augmente, le nombre des stick-slips diminue et les distributions des événements deviennent aléatoires.

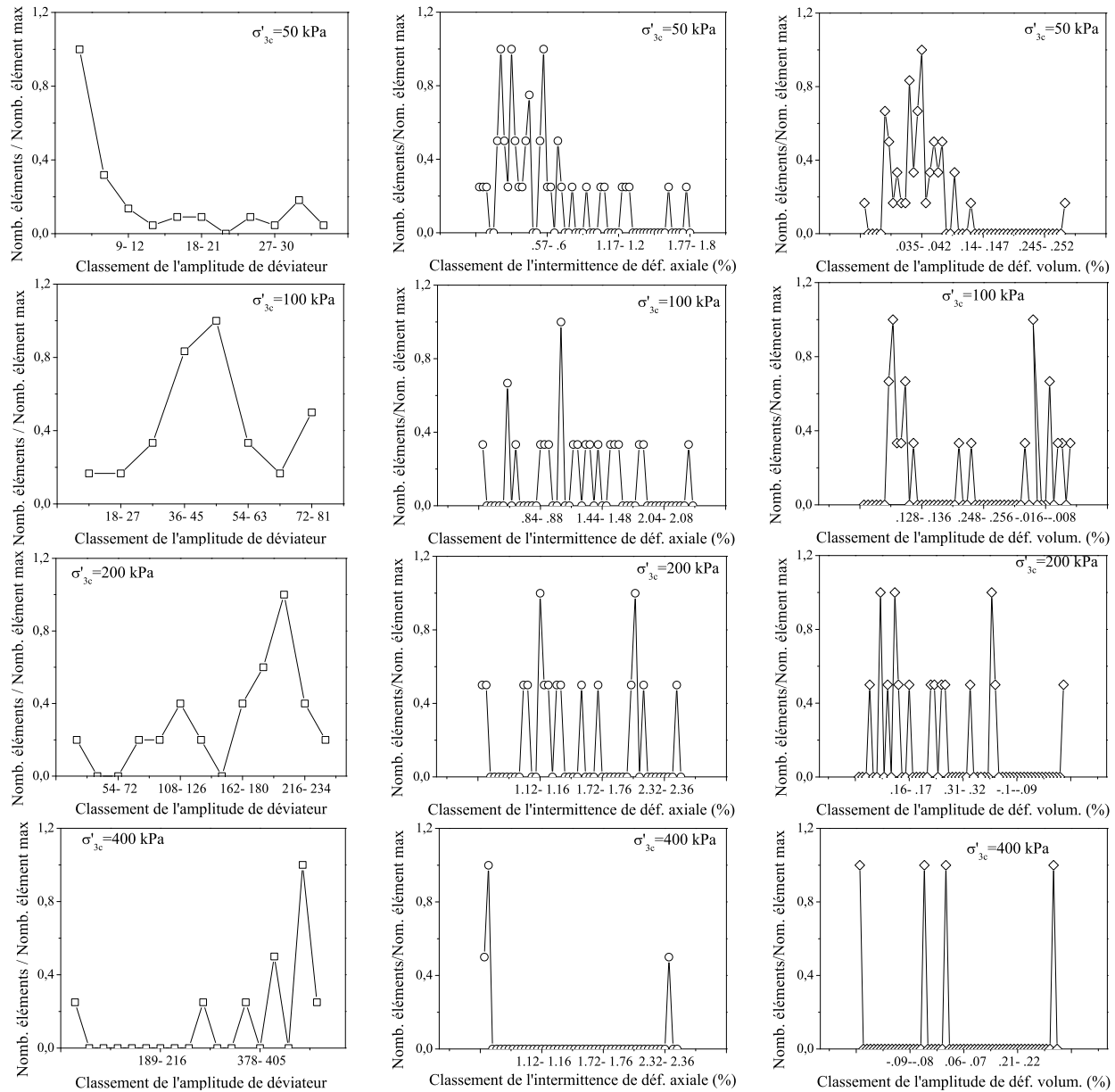


FIG. 3.48 – Evolution de forme de distribution de probabilité de l'amplitude de déviateur, de l'intermittence de déformation axiale et de l'amplitude de déformation volumique du stick-slip pour la série d'essais des billes de verre  $700 \mu\text{m}$  à vitesse d'écrasement constante  $v = 0,2 \text{ mm/min}$ .

D'après l'étude de la distribution de la série à vitesse constante, on remarque que la distribution de l'amplitude de déviateur change de forme en fonction de la contrainte de confinement. On propose par la suite une étude de variation de forme pour la série d'essais de changement de la taille des grains. Trois tailles de grains  $d = 300, 500$  et  $700 \mu\text{m}$ , soumis à cinq gammes de vitesses différentes,  $v = 0,1; 0,2; 0,5; 2$  et  $0,2 \text{ mm/min}$ , sont étudiées. La figure 3.49 à gauche présente la forme de distribution de l'amplitude de déviateur du stick-slip d'un échantillon des billes de diamètre  $d = 300 \mu\text{m}$  en fonction de la vitesse. Cet échantillon contient environ  $1,1 \cdot 10^7$  grains. Nous remarquons que la distribution est de

type exponentielle pour la vitesse très élevée  $v=2$  mm/min. On constate que si la vitesse ne dépasse pas le seuil  $v_s = 0,5$  mm/min, la distribution est de type gaussienne. Nous nous intéressons à la distribution de type gaussienne de l'échantillon contenant environ  $1,1 \cdot 10^7$  grains soumis à une vitesse minimale égale à 0,5 mm/min. Elle est particulièrement intéressante, car elle montre que l'amplitude de déviateur est quasi-périodique.

La figure 3.49 au milieu montre les variations de forme de la distribution de stick-slip en fonction de la vitesse de l'échantillon des billes de verre  $d = 500 \mu\text{m}$  contenant  $2,35 \cdot 10^{-6}$  grains. Elle montre aussi que la distribution de stick-slip est de type exponentielle pour la vitesse très élevée  $v=2$  mm/min. La distribution de type exponentielle est perturbée par de grands événements lorsque la vitesse diminue. On constate que la distribution tend vers une distribution de type gaussienne lorsque la vitesse est inférieure au seuil  $v_s = 0,2$  mm/min.

La figure 3.49 à droite montre que la distribution de stick-slip est de type exponentielle pour toutes les cinq gammes de vitesse  $v = 0,1; 0,2; 0,5; 2; 0,2$  mm/min. Cet échantillon de billes de verre  $d = 700 \mu\text{m}$  contient environ  $8,56 \cdot 10^{-5}$  grains. Il semble que la limite des grains contenus dans un échantillon est de  $8,56 \cdot 10^{-5}$  grains pour qu'apparaisse une distribution "gaussienne" ou bien qu'il faut que le seuil de la vitesse soit plus petit que  $v=0,1$  mm/min, ou bien qu'il faut que la pression de confinement soit plus grande que 50 kPa.

### c) étude des corrélations entre événements

Dans ce paragraphe, nous allons poursuivre l'étude statistique des données précédentes lorsque la taille de l'échantillon, la vitesse d'écrasement et la contrainte de confinement influencent la distribution par une étude des corrélations entre événements. Nous avons montré précédemment que le stick-slip présente des événements de tailles différentes et que leur distribution est de type exponentielle ou de type gaussienne. La distribution gaussienne correspond au régime quasi-périodique. L'étude complémentaire des corrélations entre événements va renforcer les résultats statistiques que nous avons montrés dans les paragraphes précédents. Elle peut répondre à la question de savoir si une grande chute  $\Delta q^n$  précède ou suit une longue intermittence  $\Delta \varepsilon_1^n$ . L'étude des corrélations entre événements successifs permet d'apporter la réponse à cette question.

Pour étudier les corrélations entre événements, nous traçons les événements dans les plans  $(\Delta q^n, \Delta t^n); (\Delta q^n, \Delta t^{n-1}); (\Delta q^n, \Delta t^{n+1})$  et  $(\Delta \varepsilon_v^n, \Delta t^n); (\Delta \varepsilon_v^n, \Delta t^{n-1}); (\Delta \varepsilon_v^n, \Delta t^{n+1})$  pour chaque essai à chaque vitesse d'écrasement, à chaque contrainte de confinement et à chaque taille des grains. Dans ce cas, nous utilisons le temps d'attente entre deux chutes successives  $\Delta t_n$  plutôt que l'intermittence  $\Delta \varepsilon_1$ . L'étude de Adjémian [2] montre que la forme des nuages centrés sur les valeurs moyennes correspond à un comportement quasi-périodique, et celle des nuages triangulaires correspond à un comportement aléatoire. Nous présentons dans ce paragraphe les corrélations entre événements de deux séries à vitesse d'écrasement constante, avec prise en compte de la taille des grains.

La figure 3.52 présente les corrélations croisées entre  $\Delta q$  et  $\Delta t$  obtenues pour l'essai des billes de verre  $d = 700 \mu\text{m}$  contenant  $8,56 \cdot 10^{-5}$  grains, à vitesse d'écrasement constante  $v = 0,2$  mm/min, et à contrainte de confinement de 50 à 400 kPa. Nous remarquons que les points sont concentrés près de l'origine et le long de l'axe pour l'essai à 50 kPa.



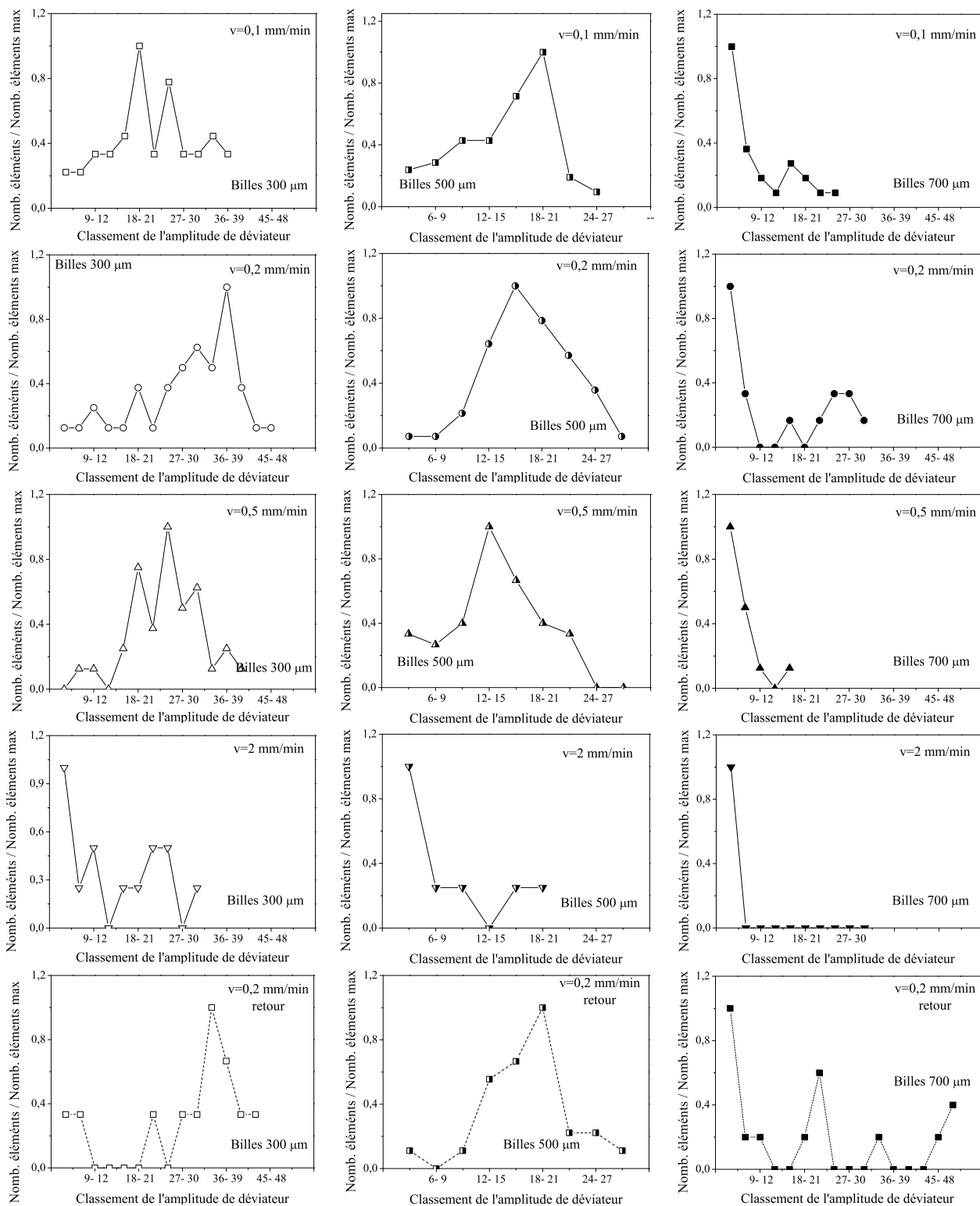


FIG. 3.49 – Evolution de forme de distribution de probabilité de l'amplitude de déviateur du stick-slip pour les trois tailles des grains  $d = 300, 500$  et  $700 \mu\text{m}$  à pression de confinement  $\sigma'_{3c} = 50 \text{ kPa}$ .

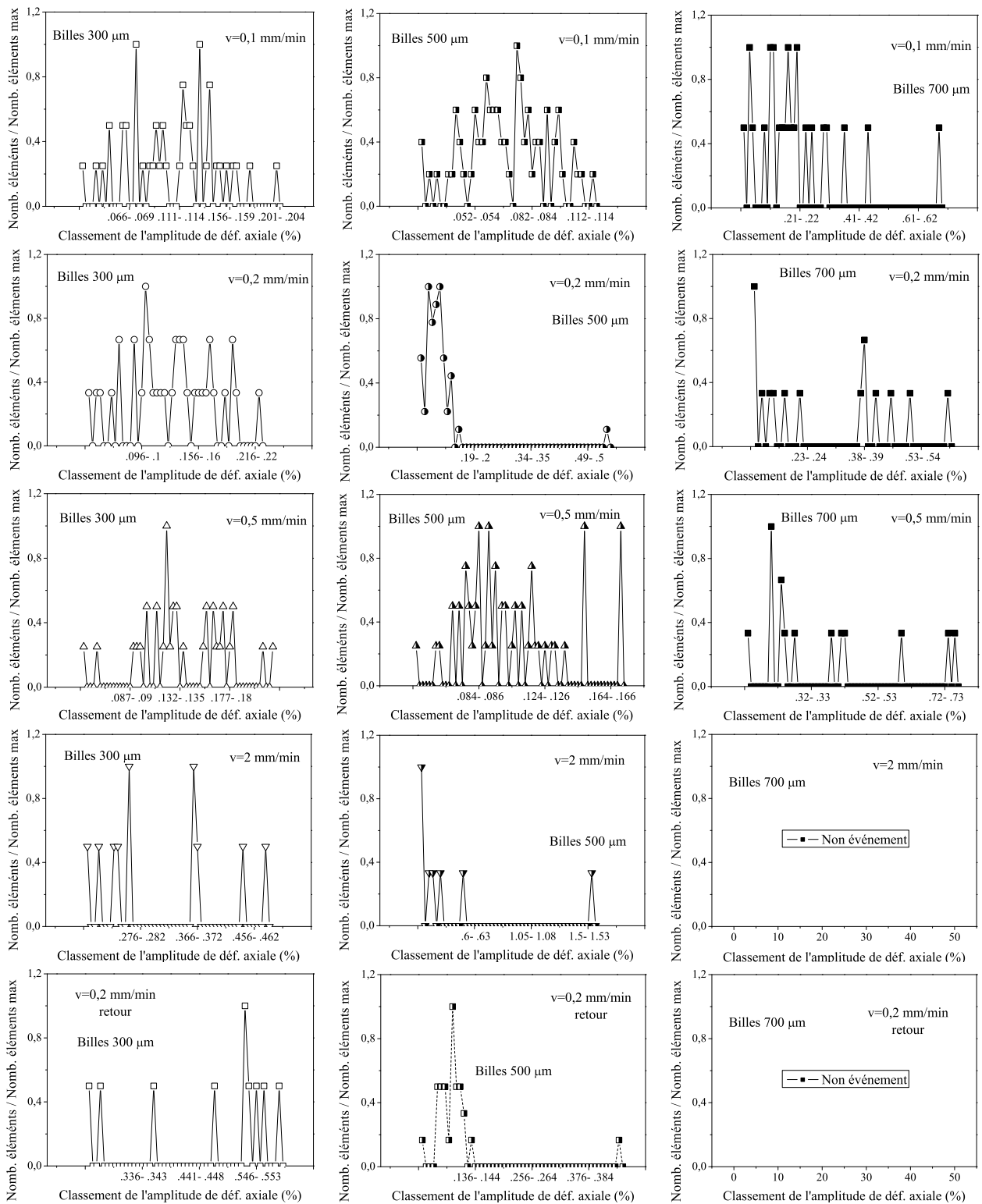


FIG. 3.50 – Evolution de forme de distribution de probabilité de l'amplitude de déformation axiale du stick-slip pour les trois tailles des grains  $d = 300, 500$  et  $700 \mu\text{m}$  à pression de confinement  $\sigma'_{3c} = 50 \text{kPa}$ .

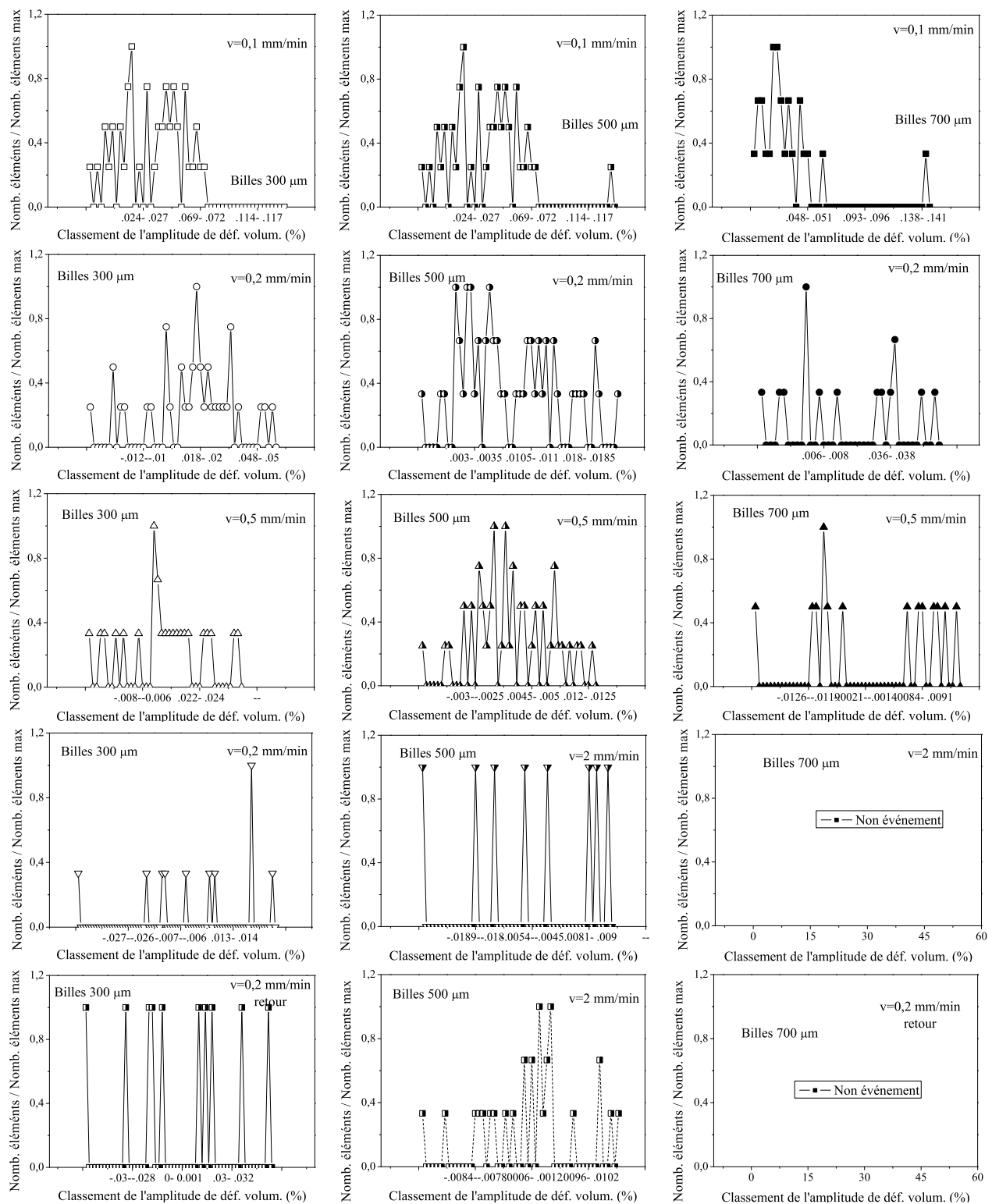


FIG. 3.51 – Evolution de la forme de distribution de probabilité de l'amplitude de déformation volumique du stick-slip pour les trois tailles des grains  $d = 300, 500$  et  $700 \mu\text{m}$  à pression de confinement  $\sigma'_{3c} = 50 \text{ kPa}$ .

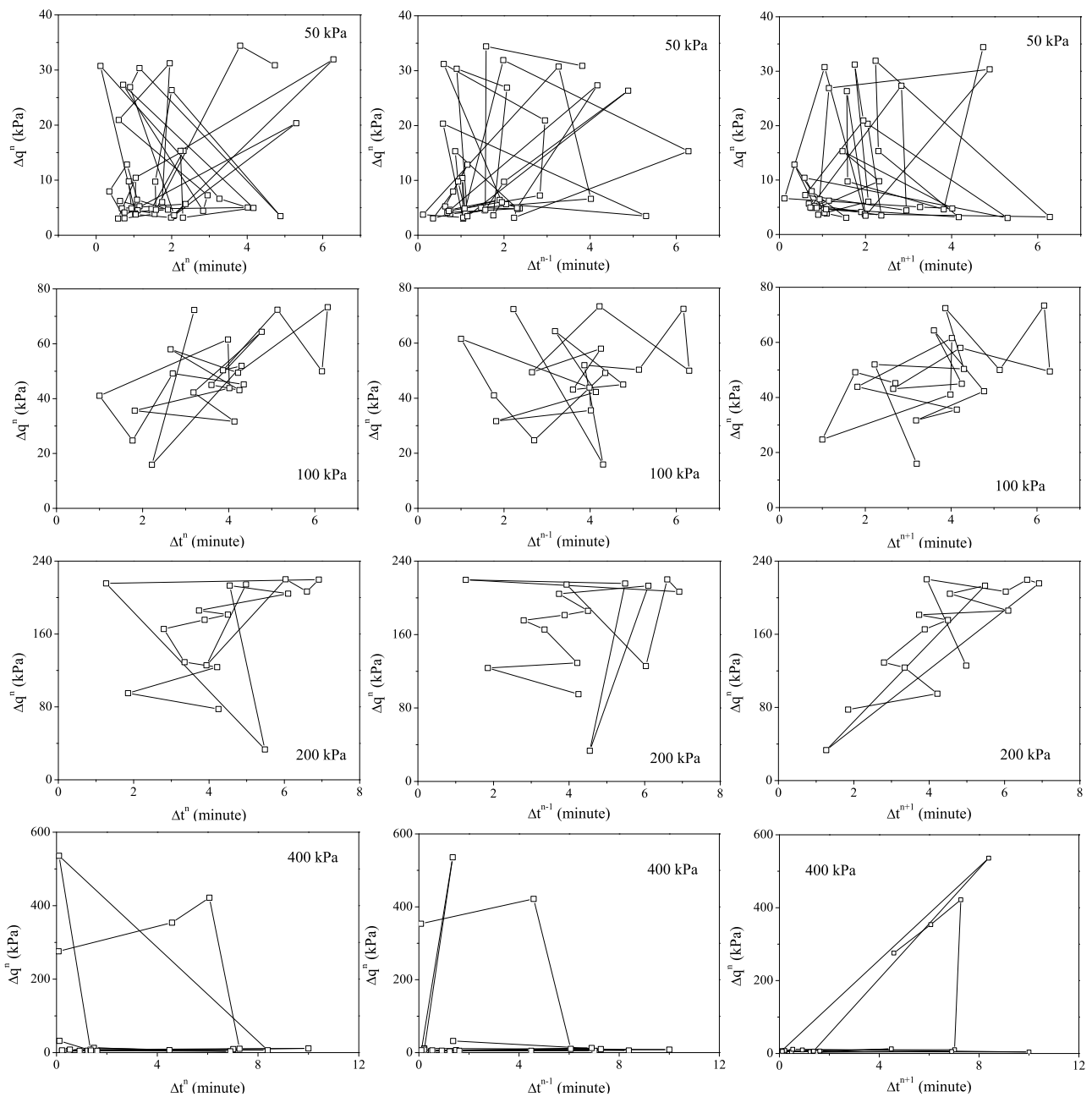


FIG. 3.52 – Corrélations croisées entre  $\Delta q$  et  $\Delta t$  pour la série d'essais n°1 des billes de verre  $d=700 \mu\text{m}$ , à vitesse d'écrasement constante  $v = 0,2 \text{ mm/min}$ .

Ils semblent former un triangle, figure 3.52 à 50 kPa. Ceci semble indiquer l'existence d'une corrélation entre l'amplitude de déviateur  $\Delta q_n$  et l'intermittence suivante  $\Delta \varepsilon_{n+1}$ . Le comportement semble donc être non périodique. Lorsque la contrainte de confinement augmente, nous trouvons que les points forment un nuage homogène centré sur les valeurs moyennes ( $\langle \Delta q \rangle$ ;  $\langle \Delta t \rangle$ ) sauf l'essai à 400 kPa. Pour l'essai à 100 kPa, ces valeurs moyennes sont de ( $\langle \Delta q \rangle$ ;  $\langle \Delta t \rangle$ ) = (51 kPa; 222 s). Celles de l'essai à 200 kPa sont de ( $\langle \Delta q \rangle$ ;  $\langle \Delta t \rangle$ ) = (164 kPa; 274 s). Pour ce type d'essai, il n'y a pas de corrélation entre  $\Delta q$  et  $\Delta t$  et que l'amplitude de chute  $\Delta q$  apparaît globalement après une intermittence

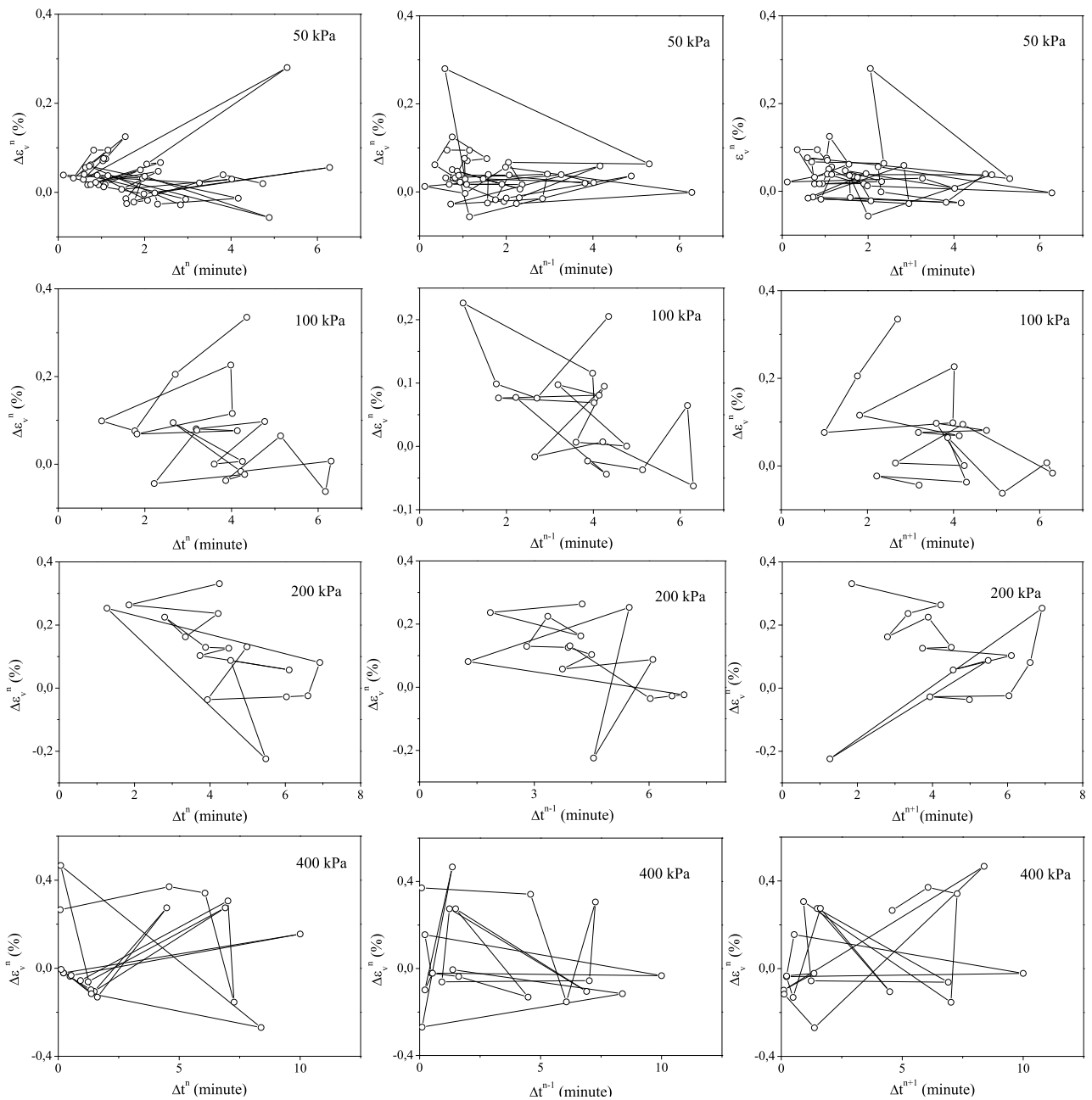


FIG. 3.53 – Corrélations croisées entre  $\Delta\varepsilon_v$  et  $\Delta t$  pour la série d'essais n°1 des billes de verre  $d = 700\mu\text{m}$ , à vitesse d'écrasement constante  $v=0,2 \text{ mm/min}$ .

moyenne  $\langle \Delta t \rangle$  indépendant de  $\Delta q$ . Le comportement est quasi périodique en amplitude de déviateur et en temps. Comme il n'y a pas beaucoup d'événements, on ne voit pas l'évolution de forme des points pour l'essai à 400 kPa.

Les corrélations des événements entre  $\Delta\varepsilon_v$  et  $\Delta t$  de cette série d'essais sont présentées sur la figure 3.53. Nous remarquons que les points sont concentrés le long de l'axe d'abscisse pour l'essai à 50 kPa. Pour les autres contraintes de confinement, il semble que les points forment un nuage centré autour des valeurs moyennes. Les valeurs moyennes des

essais à 100, 200 et 400 kPa sont respectivement de  $(\langle \Delta \varepsilon_v \rangle; \langle \Delta t \rangle) = (0,08 \text{ \%}; 225 \text{ s})$ ;  $(0,1 \text{ \%}; 261 \text{ s})$ ;  $(0,09 \text{ \%}; 270 \text{ s})$ . Le comportement est donc quasi périodique en amplitude de déformation volumique et en temps.

Les figures 3.54 et 3.55 présentent les corrélations entre événements  $\Delta q$  et  $\Delta t$  de la série des essais des billes  $d=300 \mu m$ ;  $d=500 \mu m$  et  $d=500 \mu m$  à contrainte de confinement  $\sigma'_{3c} = 50 \text{ kPa}$  soumis à une vitesse d'écrasement variable ( $v=0,1; 0,2; 0,5; 2 \text{ mm/min}$ ). Dans ce cas, pour les échantillons des billes  $d=300 \mu m$  contenant  $1,1 \cdot 10^7$  grains, les points forment un nuage homogène centré autour des valeurs moyennes  $(\langle \Delta q \rangle, \langle \Delta t \rangle) = (22 \text{ kPa}, 26 \text{ s})$ ;  $(28 \text{ kPa}, 19 \text{ s})$ ;  $(16 \text{ kPa}, 10 \text{ s})$  correspondant aux vitesses d'écrasement  $v=0,1; 0,2; 0,5 \text{ mm/min}$  sauf pour la vitesse  $v=2 \text{ mm/min}$ . Les corrélations des événements sont perturbées par la grande vitesse. Identiquement, pour les échantillons des billes  $d=500 \mu m$  contenant  $2,35 \cdot 10^6$  grains, les points forment un nuage homogène centré autour des valeurs moyennes  $(\langle \Delta q \rangle, \langle \Delta t \rangle) = (17 \text{ kPa}, 21 \text{ s})$ ;  $(19 \text{ kPa}, 17 \text{ s})$ ;  $(16 \text{ kPa}, 9 \text{ s})$  correspondant aux vitesses d'écrasement  $v=0,1; 0,2$  et  $0,5 \text{ mm/min}$  sauf  $v=2 \text{ mm/min}$ . Notons aussi que la relation des événements  $\Delta q_n$  et  $\Delta \varepsilon_{n+1}$  forme une courbe d'alignement. C'est-à-dire qu'un grand événement  $\Delta t_{n+1}$  est suivi par un grand événement  $\Delta q_n$ . Le comportement semble être quasi-périodique en amplitude de déviateur et en temps pour les tailles de grains  $d=300$  et  $500 \mu m$  et pour les moyennes vitesses (dans notre cas  $v=0,1; 0,2; 0,5 \text{ mm/min}$ ). Pour les billes de diamètre  $d=700 \mu m$ , on ne trouve pas un nuage homogène centré même pour les petites vitesses. Les corrélations des événements deviennent aléatoires pour les grandes vitesses. Le comportement des billes  $700 \mu m$  à  $50 \text{ kPa}$  est non périodique en amplitude de déviateur et en temps.

Les corrélations entre événements  $\Delta \varepsilon_v$  et  $\Delta t$  de cette série sont présentées sur les figures 3.56 et 3.57. Sur ces deux figures, nous avons les mêmes remarques que celles de cas de croisement entre  $\Delta q$  et  $\Delta t$ . Pour les échantillons de petites billes  $d=300 \mu m$  et  $d=500 \mu m$ , les points forment aussi un nuage homogène centré autour des valeurs moyennes  $(\langle \Delta \varepsilon_v \rangle, \langle \Delta t \rangle) = (0,033 \text{ \%}, 26 \text{ s})$ ;  $(0,016 \text{ \%}, 19 \text{ s})$ ;  $(0,008 \text{ \%}, 10 \text{ s})$  et  $(0,022 \text{ \%}, 21 \text{ s})$ ;  $(0,009 \text{ \%}, 17 \text{ s})$ ;  $(0,003 \text{ \%}, 9 \text{ s})$  correspondant aux petites et moyennes vitesses ( $v=0,1; 0,2; 0,5 \text{ mm/min}$ ) sauf pour la grande vitesse  $v=2 \text{ mm/min}$ . Ceci nous montre un comportement quasi-périodique en amplitude de déformation volumique et en temps pour les échantillons de petites billes à vitesse inférieure à  $0,5 \text{ mm/min}$ .

Le tableau 3.17 récapitule les valeurs moyennes du centre de nuage des points à chaque essai et à chaque vitesse de la série avec la prise en compte de la taille des grains.

Vitesse (mm/min)	d=300 ( $\mu m$ )			d=500 ( $\mu m$ )		
	$\langle \Delta q \rangle$ (kPa)	$\langle \Delta \varepsilon_v \rangle$ (%)	$\langle \Delta t \rangle$ (s)	$\langle \Delta q \rangle$ (kPa)	$\langle \Delta \varepsilon_v \rangle$ (%)	$\langle \Delta t \rangle$ (s)
0,1	22	0,033	26	17	0,022	21
0,2	28	0,016	19	19	0,009	17
0,5	16	0,008	10	16	0,003	9

TAB. 3.17 – *Récapitulatif des valeurs moyennes de la série avec prise en compte de la taille des grains*

Nous remarquons aussi que l'intermittence de déformation axiale moyenne du centre de nuage des points diminue lorsque la vitesse d'écrasement augmente. Autrement dit,

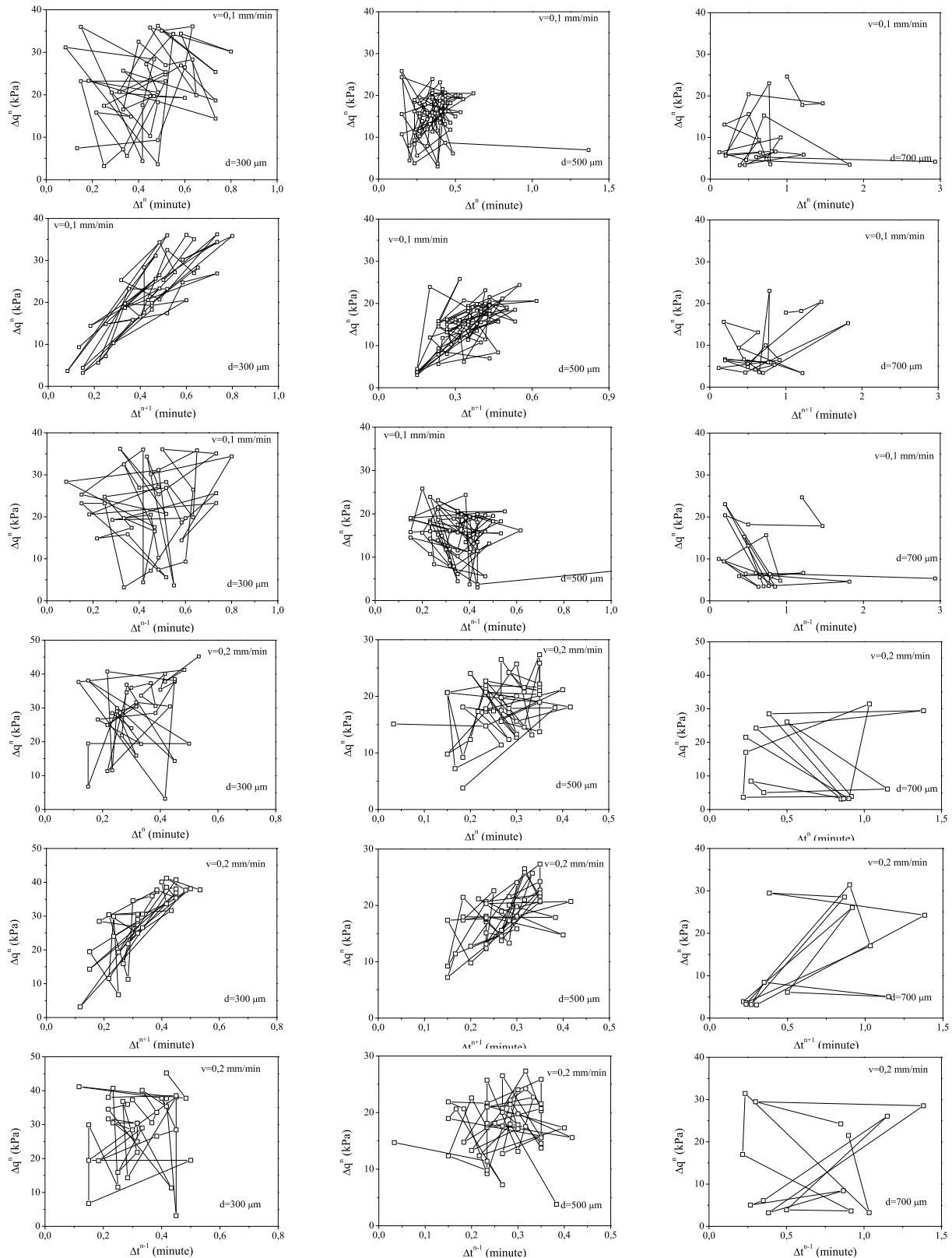


FIG. 3.54 – Corrélations croisées entre  $\Delta q$  et  $\Delta t$  de la série des essais n°3 pour les vitesses  $v = 0,1$  et  $0,2$  mm/min.

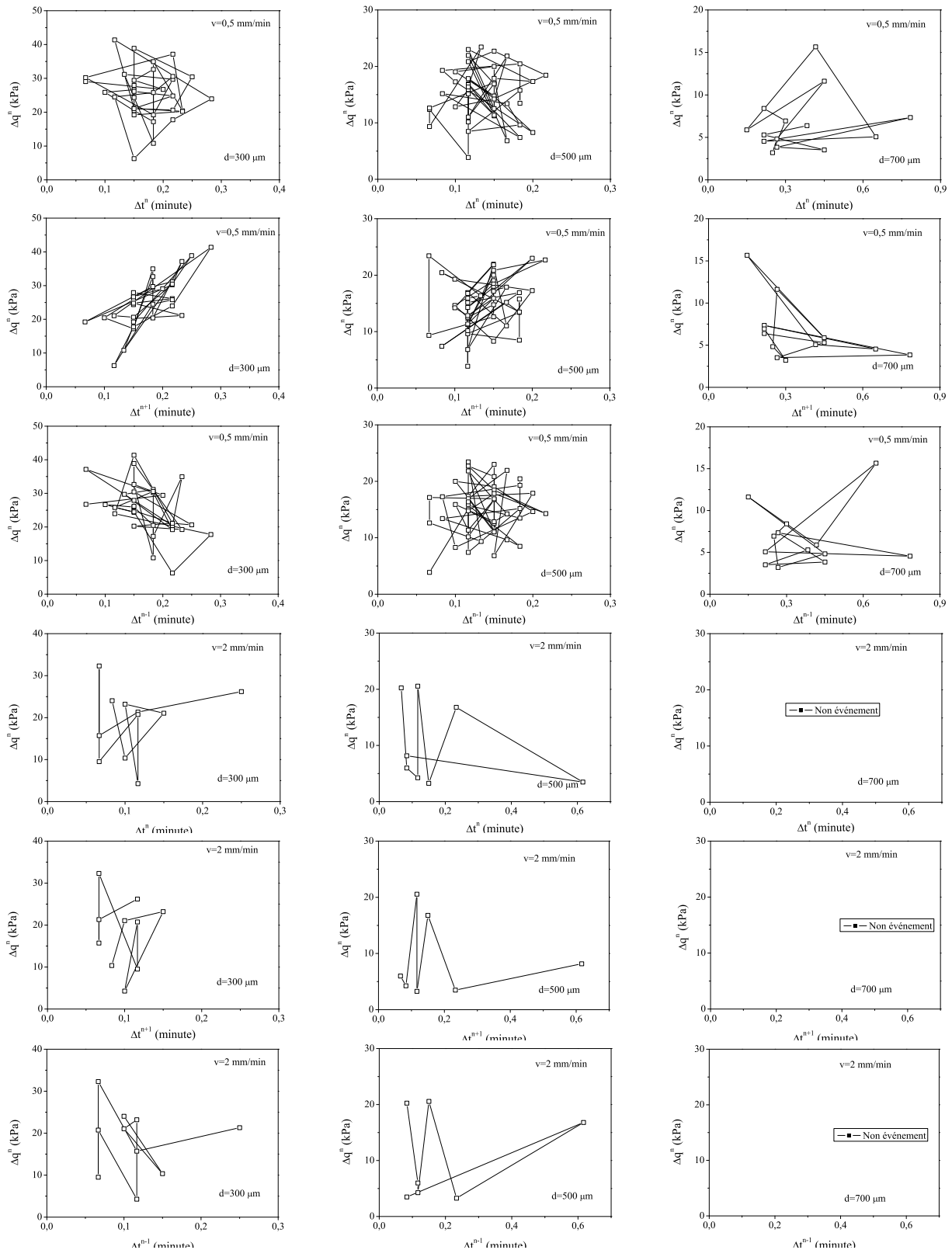


FIG. 3.55 – Corrélations croisées entre  $\Delta q$  et  $\Delta t$  de la série des essais n°3 pour les vitesses  $v = 0,5$  et  $2 \text{ mm/min}$ .



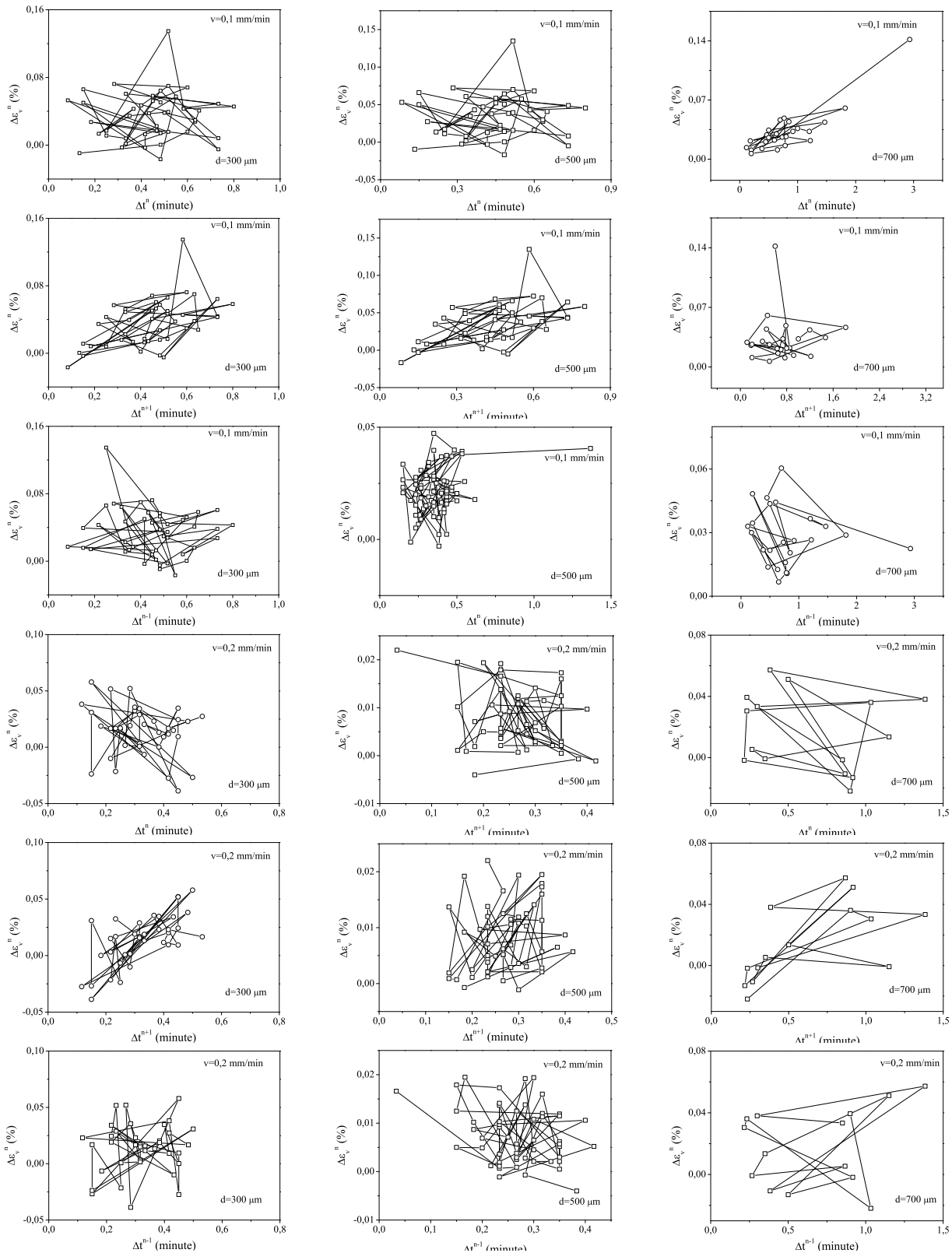


FIG. 3.56 – Corrélations croisées entre  $\Delta\varepsilon_v$  et  $\Delta t$  de la série des essais n°3 pour les vitesses  $v=0,1$  et  $0,2$  mm/min.

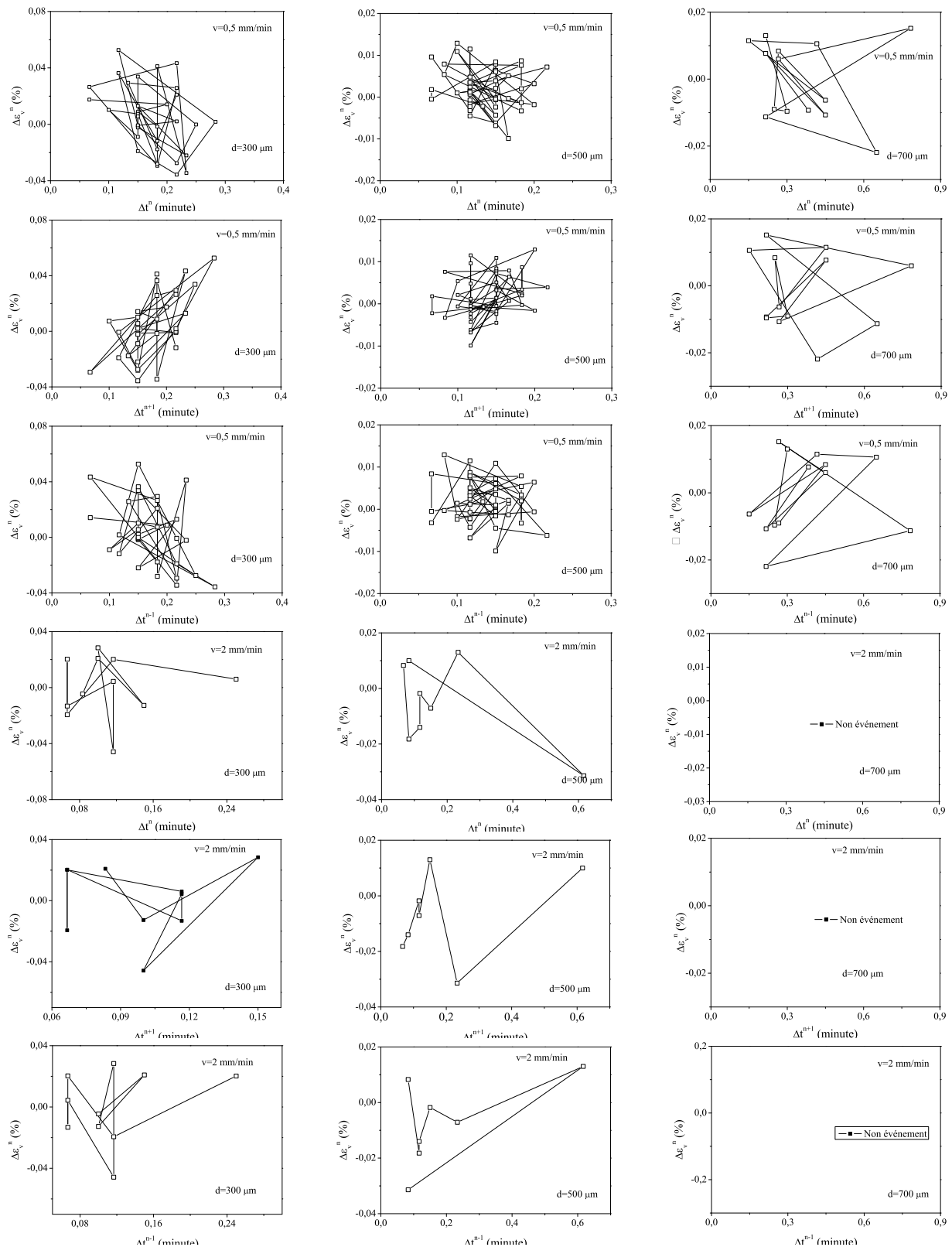


FIG. 3.57 – Corrélations croisées entre  $\Delta \varepsilon_v$  et  $\Delta t$  de la série des essais  $n^{\circ}3$  pour les vitesses  $v = 0,5$  et  $2 \text{ mm/min}$ .

les points tendent vers des axes lors de l'augmentation de la vitesse. Dans ce cas, le comportement devient non périodique.

### 3.3.5 Conclusions

A l'appareil triaxial classique, le comportement saccadé des matériaux granulaires modèles, constitué des billes de verre monodisperse, et préparés par la méthode de sous compaction humide est étudié en compression drainée avec différentes contraintes de confinement, de 50 à 400 kPa, différentes vitesses de déformation axiales, de 0,2 à 2 mm/minute, et différentes tailles de grains (300, 500, 700  $\mu\text{m}$ ).

Le phénomène de frottement saccadé est observé simultanément en déviateur et en déformations volumiques. Il peut être caractérisé par cinq paramètres macroscopiques : la chute de déviateur  $\Delta q$  et la contraction volumique  $\Delta\varepsilon_v$  pendant la phase de glissant (slip), l'intermittence des déformations axiales  $\Delta\varepsilon_1$  des cycles de frottement saccadé, le module d'Young et le coefficient de Poisson au départ de la phase de blocage (stick). Nous avons obtenu, pour la première fois, des mesures expérimentales précises de la dilatance volumique liée aux frottements saccadés.

*Caractéristiques globales des matériaux granulaires modèles :*

- 1) En compression triaxiale, le matériau modèle possède des caractéristiques globales de rupture semblables à celles d'un milieu granulaire réel : une cohésion nulle et un pseudo angle de frottement intergranulaire intrinsèque de  $23^\circ \pm 0^\circ08$  pour les billes de 700  $\mu\text{m}$ .
- 2) Le comportement volumique global du milieu modèle très lâche est contractant, contrairement au comportement volumique localement dilatant des frottements saccadés avec un état caractéristique ayant un angle de frottement mobilisé  $\phi_{car} = 17^\circ9 \pm 2^\circ7$ .
- 3) Le premier frottement saccadé se produit pour un angle de frottement mobilisé commun de  $14^\circ8 \pm 0^\circ8$  quelles que soient les contraintes de confinement et les vitesses d'écrasement.

*Caractéristiques des frottements saccadés :*

- 1) Les frottements saccadés ont un comportement macroscopique globalement contractant et approchant un état limite critique en grandes déformations semblables à celui des sables très lâches, et un comportement microscopique localement dilatant et amollissement des sables denses en petites et moyennes déformations.
- 2) Les frottements saccadés existent simultanément en déviateur et en déformations volumiques. La phase dynamique de glissement est caractérisée par une grande vitesse de déformation axiale, une chute brusque de déviateur et une contraction volumique instantanée. La phase quasi-statique de blocage est caractérisée par une vitesse de déformation axiale constante, une dilatation volumique continue sans atteindre l'état critique après une petite contraction volumique au début de la phase.
- 3) Une génération instantanée de la pression interstitielle en fin de la phase de blocage et dissipée rapidement en moins de 2 secondes en phase de glissement montre un comportement très complexe et dynamique des instabilités de frottement. Elle est probablement due à la rupture des chaînes de forces entraînant l'effondrement local des macropores des matériaux modèles très lâches.
- 4) Les frottements saccadés sont liés à la dilatance locale des matériaux modèles et disparaissent au-delà une vitesse critique d'écrasement axial, vers environ 2,5 mm/min

pour un confinement de 50 kPa. Cette vitesse critique de disparition des phénomènes d'instabilités dépend de la contrainte de confinement et de la taille des grains.

- 5) L'amplitude moyenne de déviateur  $\langle \Delta q \rangle$ , l'intermittence moyenne de déformation axiale  $\langle \Delta \varepsilon_1 \rangle$ , l'amplitude moyenne de déformation volumique  $\langle \Delta \varepsilon_v \rangle$  augmentent linéairement avec l'augmentation de la contrainte de confinement  $\sigma'_{30}$ , et diminuent linéairement avec l'augmentation de la vitesse d'écrasement.
- 6) Le module d'Young moyen  $\langle E_{10^{-4}} \rangle$  des frottements saccadés, estimés vers quelques  $10^{-4}$  dépend de la contrainte de confinement  $\sigma'_{30}$  selon une loi de puissance avec un exposant de 0,515, comme un milieu granulaire réel, tandis qu'un coefficient de Poisson d'environ 0,32 est obtenu par l'ensemble des frottements saccadés.
- 7) Pour les billes de verre de 700  $\mu m$ , les frottements saccadés sont quasi-périodiques pour les petites vitesses d'écrasement inférieures à 0,5 mm/min et pour les contraintes de confinement supérieures à 100 kPa.

Ces simples expériences à l'appareil triaxial classique montrent un comportement étonnamment complexe des matériaux granulaires idéalisés telles que les billes de verre monodisperse. Nous avons pu caractériser les frottements saccadés par cinq paramètres macroscopiques et obtenir de nouvelles informations sur ce mystérieux phénomène. Les frottements saccadés sont liés probablement à la dilatance locale du matériau, mais le mécanisme précis du déclenchement des frottements saccadés reste inconnu. Pourquoi les billes de verre à l'état très lâche possèdent-elle une dilatance locale, contrairement au milieu granulaire réel? Cette question n'a pas réponse, à l'état actuel.

---

# Chapitre 4

## Comportement des billes de verre saturées et usées

### 4.1 Introduction

L'influence de l'usure sur le comportement des billes de verre est montrée dans la section 3.3.2.4 du chapitre 3. Nous avons montré un changement important du comportement des billes de verre de la présence jusqu'à l'absence du stick-slip après quelques utilisations. Nous réalisons, dans ce chapitre, une série complète d'essais saturés en compression sur le même échantillon. Nous étudions le changement des formes des billes par l'analyse granulométrique et surtout par l'analyse d'image.

Actuellement, il n'y a pas de méthode standard pour mesurer directement la forme de particule [6]. Les méthodes utilisées présentent plusieurs limitations. Ce sont la subjectivité de l'homme, les erreurs des équipements, etc.

Néanmoins, les nouvelles technologies et les processus d'analyse mathématique [6] nous aident à diminuer les erreurs en mesurant la forme. Nous utilisons un microscope binoculaire pour agrandir l'image des billes. Un appareil photo de haute définition capture l'image de l'agrandissement des billes. Ces images sont analysées en utilisant la technologie d'analyse d'image à la base de conception de couleur. Un programme MATLAB de calcul avec plusieurs méthodes est développé pour détecter les caractéristiques de forme des billes.

## 4.2 Série d'essais saturés en tenant compte du nombre d'utilisations

Cette série a pour l'objectif d'étudier le phénomène de l'usure au cours de chargement monotone triaxial. Nous utilisons les mêmes billes de verre de 700  $\mu\text{m}$  pour réaliser plusieurs essais successifs aux mêmes conditions initiales: une contrainte latérale effective de 100 kPa, une vitesse d'écrasement de 0,2 mm/min jusqu'à l'absence du stick-slip. Afin d'étudier l'influence à l'échelle des grains, nous prélevons environ 20g après chaque essai pour analyser puis les remettre en place. Ces grains seront étudiés par l'analyse d'image pour savoir quels pourraient être les facteurs d'influence sur ce changement du comportement des billes de verre, de la présence jusqu'à l'absence du stick-slip. Nous remarquons que cette répétition fait varier la compacité  $\Phi$  pour chaque échantillon en ayant le même nombre de grains pour tous les essais. Au total 8 essais pour la série 4 avec la prise en compte du nombre d'utilisations été réalisés; et 8 essais pour la série complète 4' incluant l'analyse granulométrie fine par laser et l'analyse des formes. Ces deux séries permettent de mettre en évidence la maîtrise de la fabrication des échantillons très lâches, de la consolidation isotrope et également la reproductibilité des observations sur les influences de l'usure possible des billes. Seule la série 4' est analysée en détails dans ce chapitre, et supportée ponctuellement par la série complémentaire 4. Toutes les caractéristiques sont précisées dans le tableau 4.1.

Série	Essai	N	$e_o$ ( $Dr_o\%$ )	$e_c$ ( $Dr_c\%$ )	Analyse par Laser	Analyse d'image
$n^\circ 4$	D7N1P100v200Sa	1	0,810(-110)	0,803(-104)	✓	
	D7N2P100v200Sa	2	0,800(-101)	0,796(-93)		
	D7N3P100v200Sa	3	0,790(-93)	0,782(-85)		
	D7N4P100v200Sa	4	0,780(-83)	0,777(-81)		
	D7N5P100v200Sa	5	0,774(-78)	0,772(-76)		
	D7N6P100v200Sa	6	0,763(-68)	0,760(-65)		
	D7N7P100v200Sa	7	0,752(-58)	0,750(-56)		
	D7N8P100v200Sa	8	0,750(-57)	0,749(-54)	✓	✓
$n^\circ 4'$	D7N1P100v200Sa'	1	0,812(-112)	0,804(-105)	✓	
	D7N2P100v200Sa'	2	0,805(-105)	0,796(-93)	✓	
	D7N3P100v200Sa'	3	0,794(-96)	0,782(-85)	✓	✓
	D7N4P100v200Sa'	4	0,789(-92)	0,777(-81)	✓	
	D7N5P100v200Sa'	5	0,773(-78)	0,761(-65)	✓	✓
	D7N6P100v200Sa'	6	0,765(-70)	0,751(-58)	✓	
	D7N7P100v200Sa'	7	0,755(-62)	0,748(-56)	✓	✓
	D7N8P100v200Sa'	8	0,751(-57)	0,744(-51)	✓	✓

TAB. 4.1 – Récapitulatif de l'ensemble des essais saturés des séries  $n^\circ 4$ ;  $n^\circ 4'$  réalisés sur l'appareil triaxial classique.  $e_o$ , et  $e_c$  sont l'indice des vides à la fabrication et à la fin de consolidation.

Nous expliquons la convention de ce nouveau paramètre de nombre d'utilisations dans ces essais présentés dans le tableau 4.1 comme suit :

- $N=0$  indique billes neuves pour l'analyse d'image et l'analyse granulométrique par laser
- $N=1$  indique la première utilisation, donc les billes neuves sont soumises à un premier écrasement.

- $N=i$  indique  $i$  ième utilisation des mêmes billes.

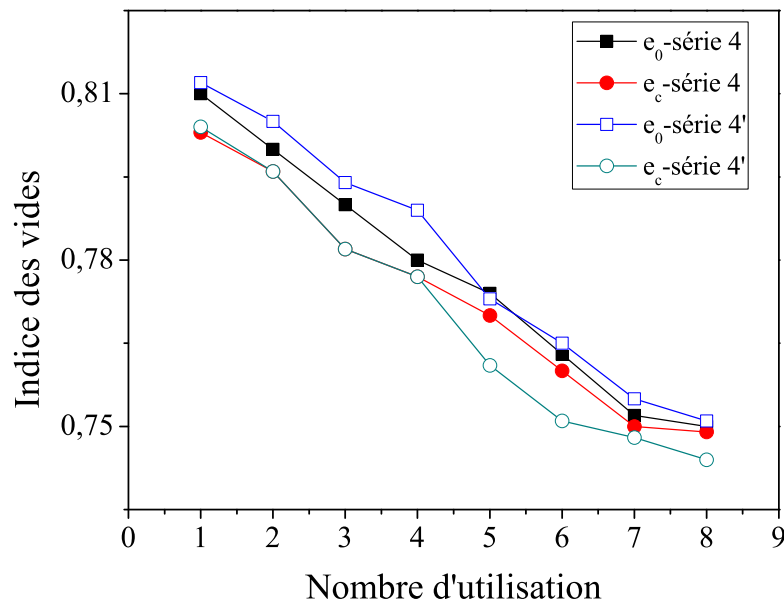


FIG. 4.1 – Evolution des indices des vides  $e_o$  et  $e_c$  en fonction du nombre d'utilisations.

La figure 4.1 présente l'évolution des indices des vides en fonction du nombre d'utilisations. Nous remarquons que l'indice des vides  $e_o$  à la fabrication à 10 kPa et en fin de consolidation  $e_c$  diminuent linéairement suivant le nombre d'utilisations pour une même masse de billes de 380 grammes et tend vers une valeur asymptotique.

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats expérimentaux de la série d'essais  $n^\circ 4'$ . Nous remarquons que le nombre des stick-slips diminue suivant le nombre d'utilisations. Le stick-slip disparaît complètement à la huitième utilisation, figure 4.9. Les courbes mécaniques déviateur de contrainte - déformation axiale et déformation volumique - déformation axiale deviennent lisses comme celles du sable d'Hostun. De plus, sur la courbe pression interstitielle - déformation, nous ne trouvons pas les augmentations brusques de la pression interstitielle. L'instabilité du frottement n'existe pas donc dans les assemblages de grains.

Les résultats expérimentaux de l'essai à 100 kPa pour la première utilisation des billes de verre neuves  $N=1$  sont présentés dans la figure 4.2. La figure 4.2a montre de nombreux stick-slips irréguliers dans la relation déviateur de contrainte - déformation axiale. Le premier stick-slip apparaît à 0,2 % de déformation axiale avec une amplitude de déviateur de 14 kPa. L'évolution de la déformation volumique est globalement contractante avec un palier de déformation volumique de 2 % en grandes déformations, figure 4.2c. Cette courbe ne présente pas de stick-slip. Elle n'est pas lisse, et possède une certaine épaisseur qui correspond aux fluctuations de déformation volumique. Ces fluctuations sont visibles sur l'agrandissement de la déformation volumique, et correspondant au cas d'un échantillon de billes de verre neuves. Selon la définition du stick-slip en déformation volumique, l'amplitude de déformation volumique est considérée comme la fluctuation si elle est inférieure à  $5 \cdot 10^{-4}$  m/m (voir paragraphe 2.7.2). Par contre, elle est considérée



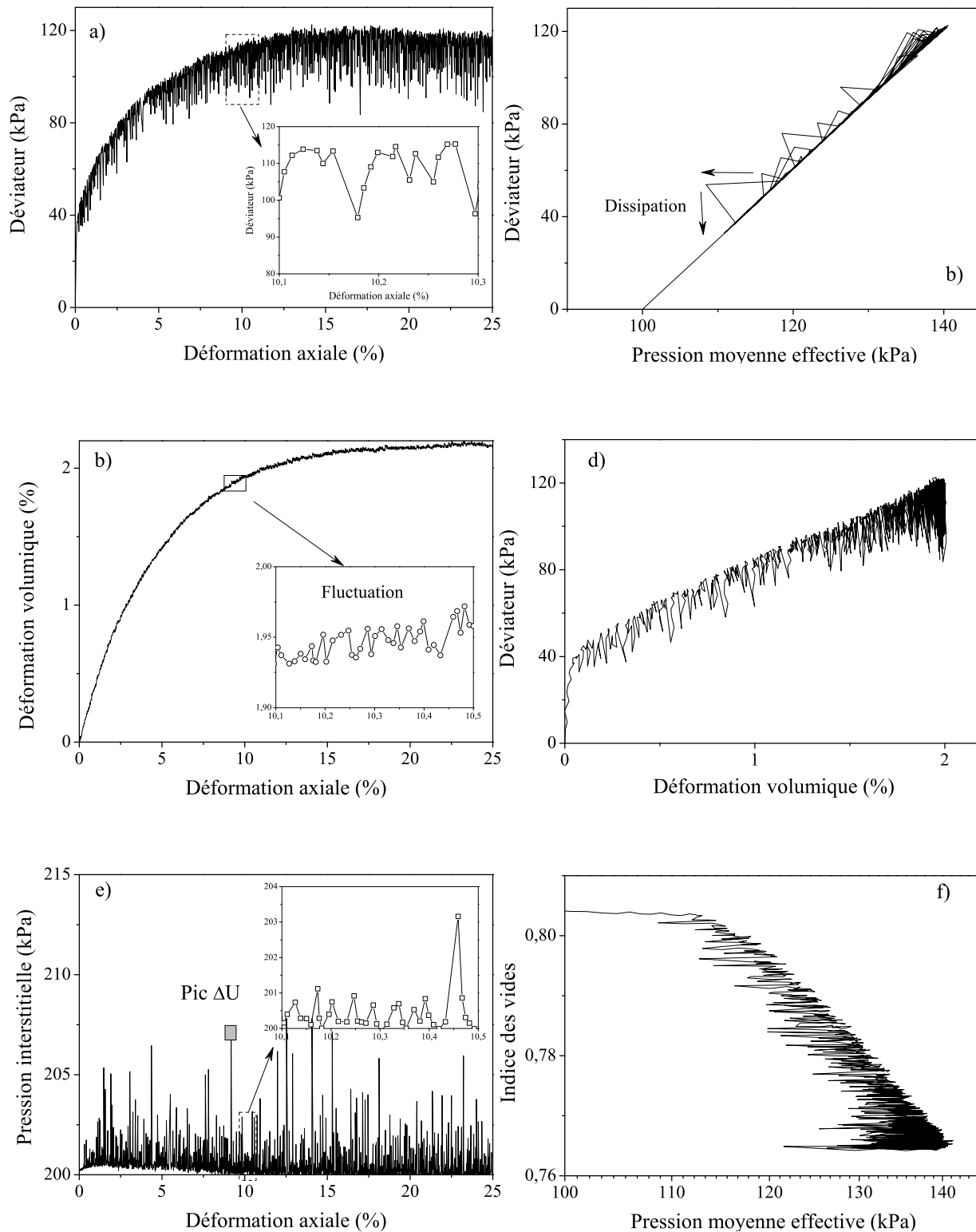


FIG. 4.2 – Courbes globales de l'essai  $D7N1P100v200Sa'$  pour une première utilisation  $N=1$  sur l'appareil triaxial classique.

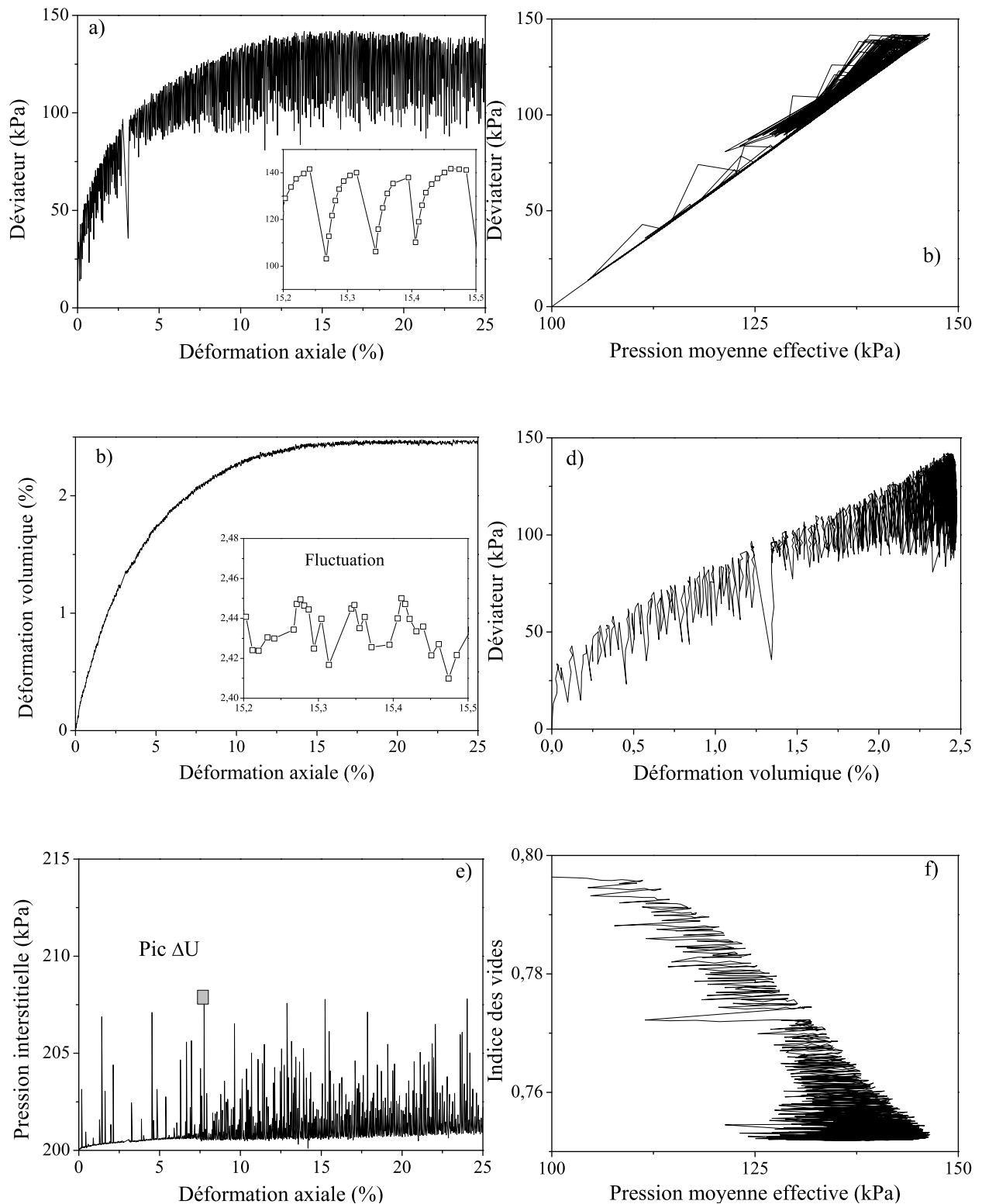


FIG. 4.3 – Courbes globales de l'essai  $D7N2P100v200Sa'$  pour une première utilisation  $N=2$  sur l'appareil triaxial classique.

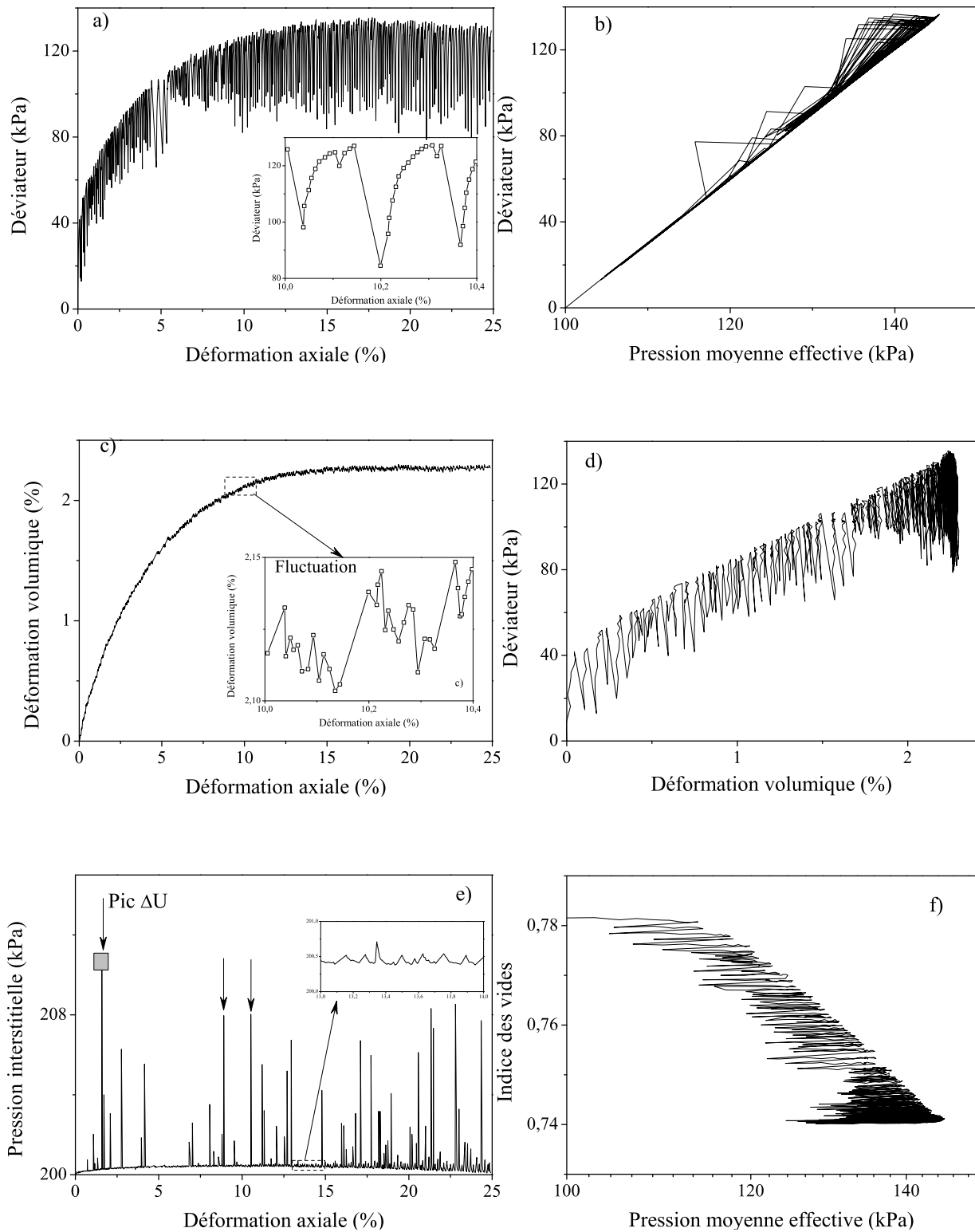


FIG. 4.4 – Courbes globales de l'essai D7N3P100v200Sa' pour une troisième utilisation  $N=3$  sur l'appareil triaxial classique.

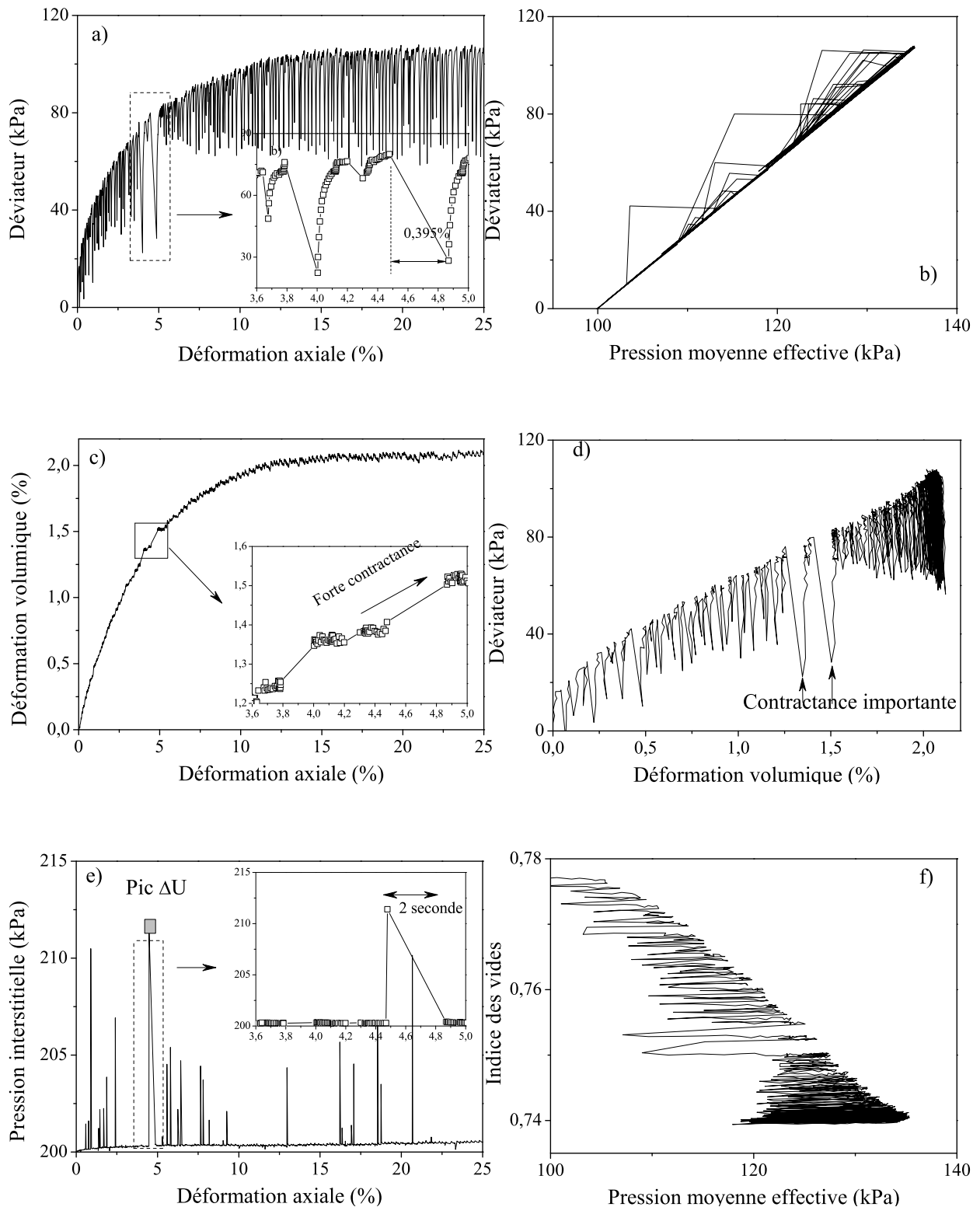


FIG. 4.5 – Courbes globales de l'essai  $D7N_4P100v200Sa'$  pour une troisième utilisation  $N=4$  sur l'appareil triaxial classique.

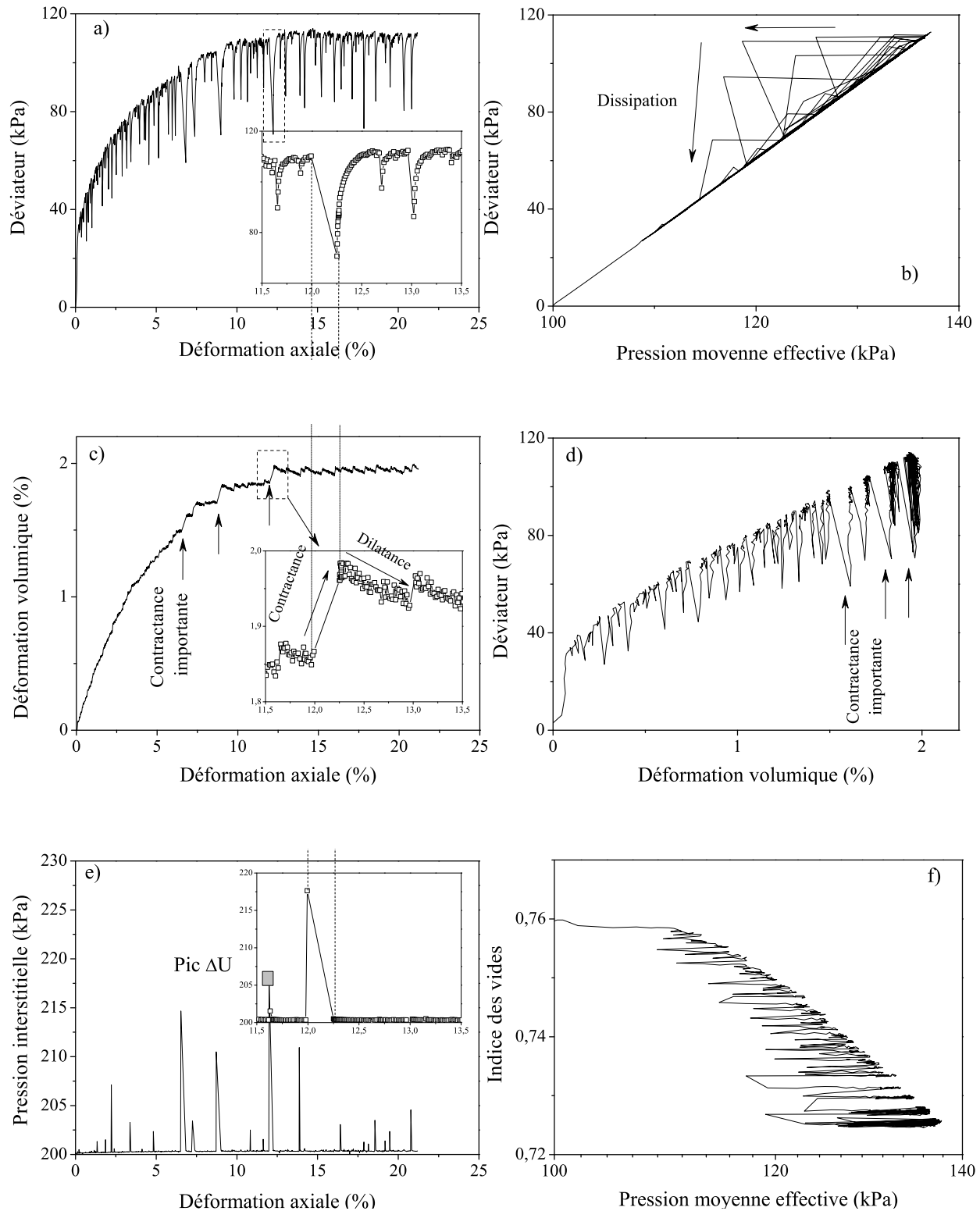


FIG. 4.6 – Courbes globales de l'essai  $D7N5P100v200Sa'$  pour une cinquième utilisation  $N=5$  sur l'appareil triaxial classique.

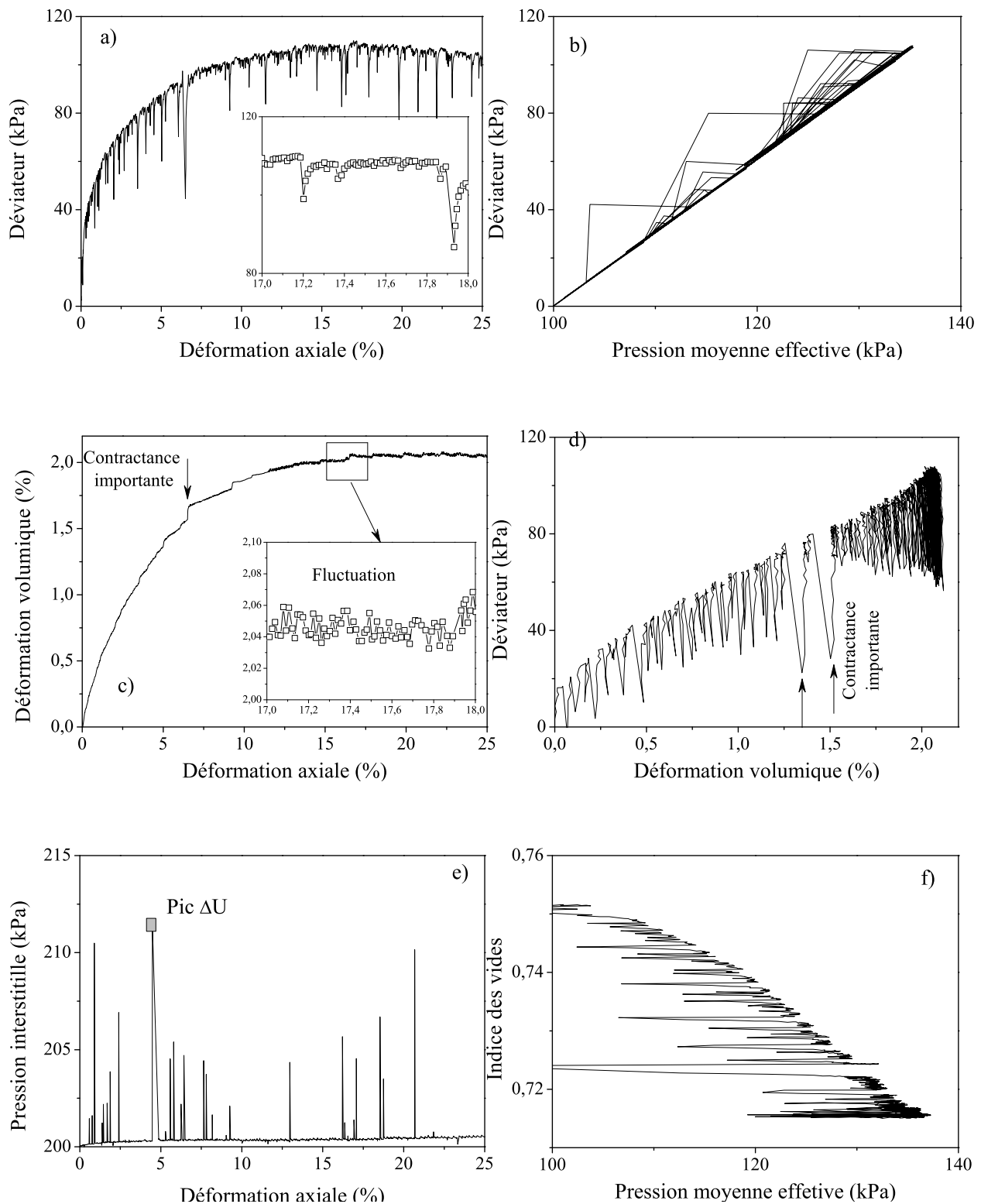


FIG. 4.7 – Courbes globales de l'essai  $D7N6P100v200Sa'$  pour une cinquième utilisation  $N=6$  sur l'appareil triaxial classique.

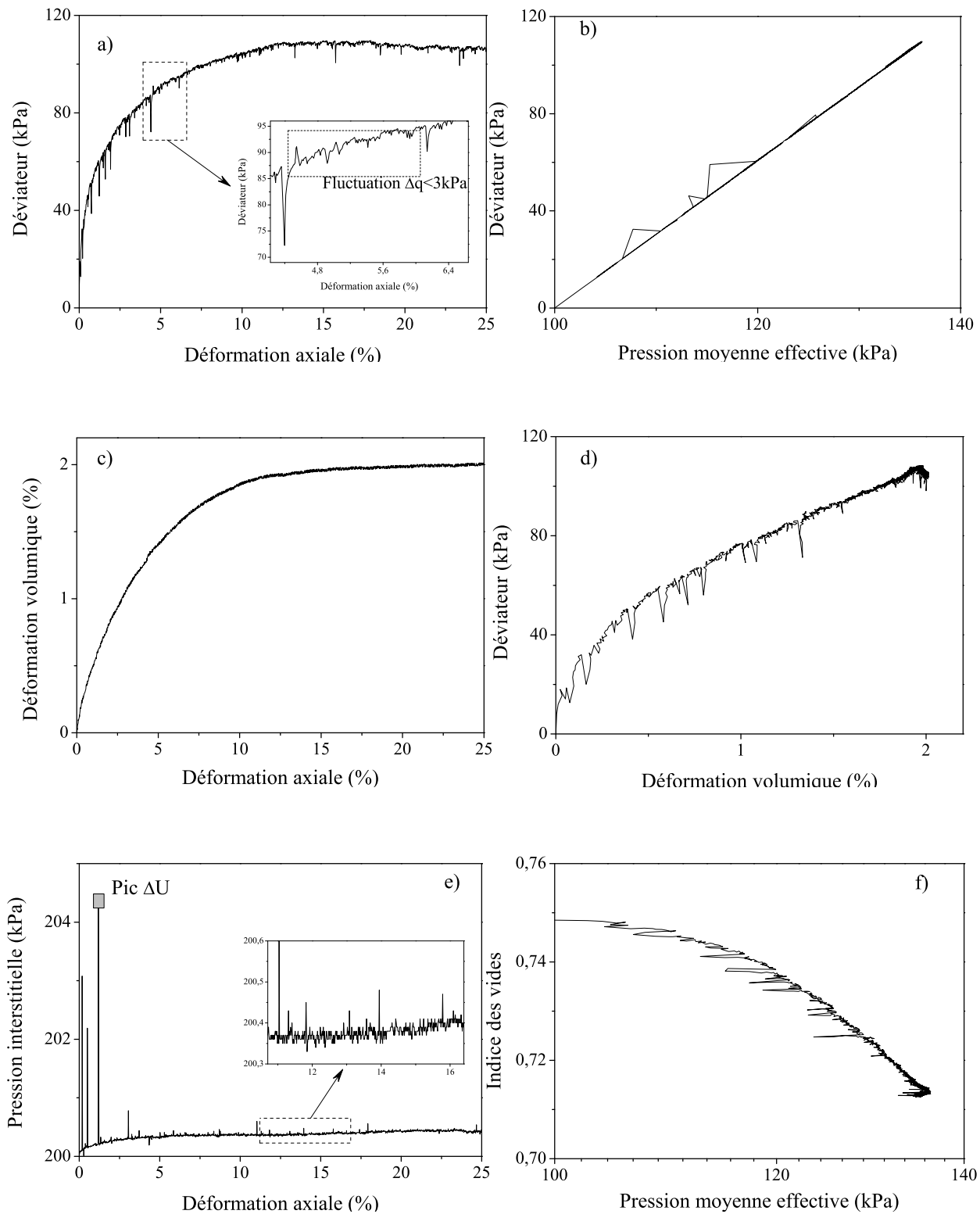


FIG. 4.8 – Courbes globales de l'essai D7N7P100v200Sa' pour une septième utilisation sur l'appareil triaxial classique.

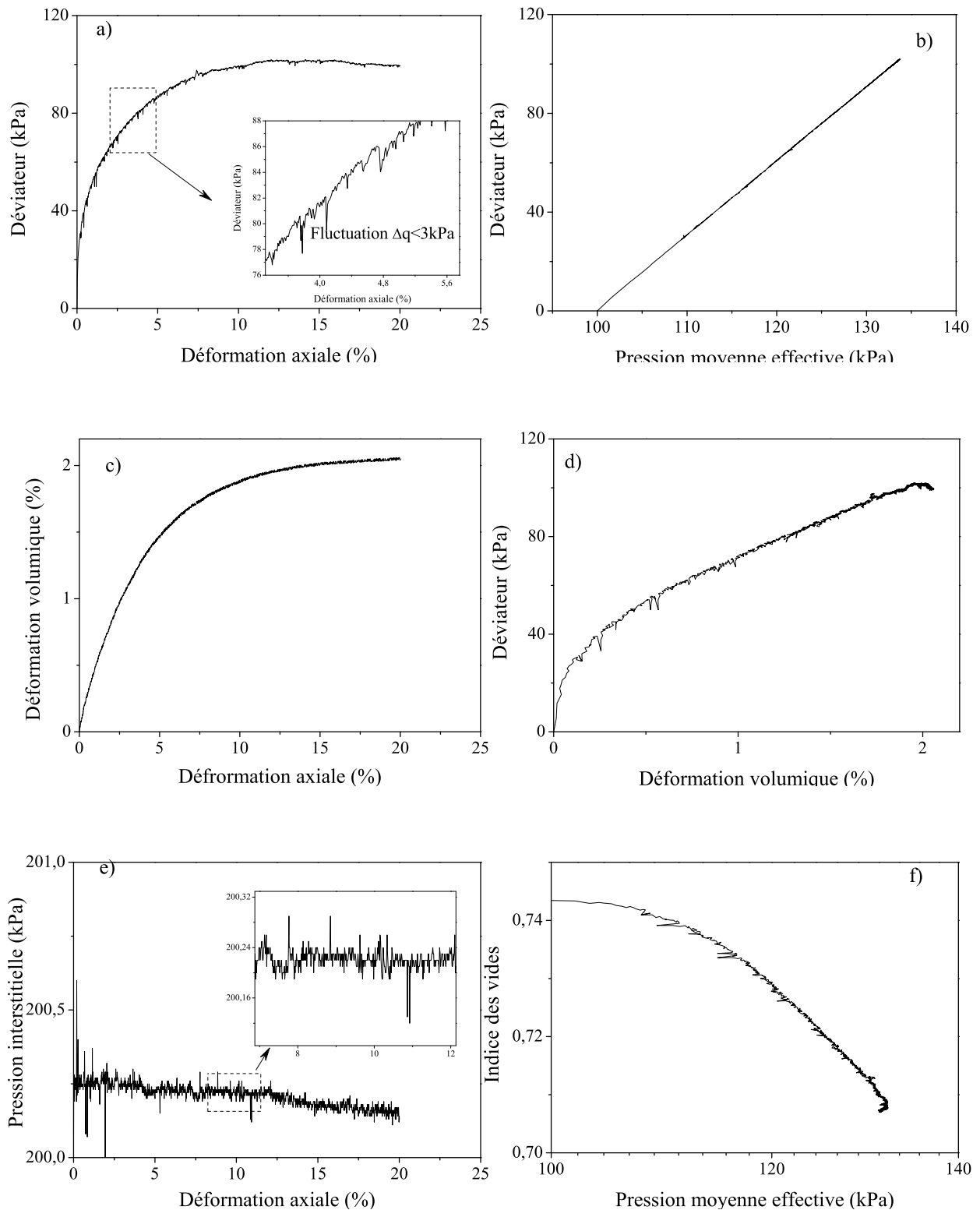


FIG. 4.9 – Courbes globales de l'essai D7N8P100v200Sa' en tenant compte du nombre d'utilisations sur l'appareil triaxial classique.



comme un stick-slip de déformation volumique si elle dépasse  $5.10^{-4}$  m/m. Le chemin de contrainte effective n'est pas une droite de l'essai CID, mais avec le décalage horizontal vers la gauche lors qu'il se produit des chutes. Ce décalage n'est pas le même pour toutes les chutes. C'est ce que expliquent les différentes cinématiques pendant la chute. La figure 4.2e montre des augmentations brusques de la pression interstitielle, malgré le drainage. Nous trouvons qu'il y a de nombreux pics de surpression interstitielle. Ces surpressions interstitielles se produisent presque à tous les niveaux de stick-slip de déviateur avec une valeur maximale de 9 kPa, soit 9 % de la contrainte latérale effective. Notons aussi que la pression interstitielle résiduelle augmente rapidement jusqu'à 202 kPa et ensuite revient à la valeur asymptotique de 200,5 kPa en fin de l'essai. Les boucles d'hystérésis ne sont pas visibles au cas de l'échantillon des billes de verre neuves.

La figure 4.4 présente le résultat expérimental à la troisième utilisation. La chute de déviateur est présente tout au long de l'essai avec une taille des chutes plus grande que celle de l'essai des billes neuves, figure 4.4a. Le premier stick-slip dont l'amplitude de déviateur est de 24 kPa se trouve à 0,1 % de déformation axiale. L'évolution de déformation volumique est toujours contractante avec un palier de déformation volumique de 2 % en grandes déformations. La fluctuation de déformation volumique possède une épaisseur plus grande que celle de l'essai des billes neuves, figure 4.4c. Visiblement, il est possible de voir quelques petites chutes de déformation volumique en grande déformation correspondant au comportement contractant et dilatant qu'on observe dans le chapitre 3. Remarquons que le nombre des surpressions interstitielles diminue nettement lorsque le nombre d'utilisations augmente. La surpression interstitielle atteint une valeur de 15 kPa, soit 15 % de la contrainte latérale effective. La pression résiduelle est estimée environ 201 kPa dans cet essai, soit 1 % de la contrainte latérale effective. On peut voir des surpressions interstitielles avec une dissipation très rapide lorsqu'il se produit une chute de déviateur dans le plan q/p, figure 4.4b. Le chemin de contrainte effective est décalé vers la gauche à chaque chute de déviateur.

La figure 4.6 présente le résultat expérimental à la cinquième utilisation. La figure 4.6a présente la chute de déviateur de contrainte. Le premier stick-slip apparaît à 0,89 % de déformation axiale avec une amplitude de déviateur de 9 kPa. Nous verrons que les amplitudes de ces chutes restent de taille quasi-constante tout au long de l'essai, et que le comportement du stick-slip est quasi-périodique. L'étude statistique de la caractéristique quasi-périodique est présentée dans le paragraphe suivant. L'évolution de la déformation volumique présente un comportement contractant avec un palier en grandes déformations, figure 4.6c. L'existence des stick-slips en déformation volumique démontre l'instabilité globale des billes de verre à la cinquième utilisation. La caractéristique de synchronisation se trouve aussi dans ce cas. La chute de déviateur correspond à une rapide contractance de déformation volumique qui dure environ 2 secondes. La récupération de déviateur présente le comportement dilatant et contractant dans lequel la dilatance est presque linéaire. Les boucles d'hystérésis reliant déviateur et déformation volumique sont présentées dans la figure 4.6d en grandes déformations. Dans cette figure, nous trouvons aussi des contractances importantes en moyennes déformations. Les surpressions interstitielles sont variables avec dissipation d'énergie très rapide (environ 2 secondes). La surpression interstitielle maximale est de 18 kPa, soit 18 % de la contrainte latérale effective. La pression résiduelle augmente légèrement et reste constante à 201 kPa en grande déformation. Le chemin de contrainte effective présente plusieurs droites CID correspon-

dant aux chutes de déviateur avec un décalage horizontal vers la gauche. La taille et le décalage sont différents à cause de différence cinématique pendant la chute de déviateur. Donc, l'essai des billes de verre n'est plus un essai CID classique.

Les deux dernières figures 4.8, 4.9 présentent les résultats expérimentaux aux septième et huitième utilisation. Nous remarquons que le comportement des billes de verre change totalement par rapport à ceux avec le nombre d'utilisations  $N=0, 2, 4$  présentés ci-dessus. Le stick-slip disparaît et est remplacé par une fluctuation avec une certaine épaisseur de l'ordre de 2 kPa, figure 4.8. Les courbes mécaniques déviateur de contrainte-déformation axiale et déformation volumique - déformation axiale deviennent quasi-lisses comme celles de sable d'Hostun classique pour la huitième utilisation, figure 4.9. Le chemin de contraintes effectives des billes de verre avec le nombre d'utilisations  $N=7$  et 8 présente une droite unique comme un essai CID classique. Il n'y a pas de décalage horizontal du chemin de contrainte en l'absence de surpression interstitielle. La pression interstitielle augmente légèrement et reste constante à 200,5 kPa en grande déformation, soit 0,5 % de la contrainte latérale effective.

Les résultats de calcul des angles du frottement interne de Coulomb à l'état critique de cette série sont présentés dans le tableau 4.2.

Série	Essais	N	$e_c$	Compacité	$q_{cr-max}$ (kPa)	$\phi_{cr-max}$ (°)
Série $n^{\circ}4$	N1P100v200Sa	1	0,803	0,554	126	22°7
	N2P100v200Sa	2	0,796	0,557	131,5	23°4
	N3P100v200Sa	3	0,782	0,561	139,3	24°2
	N4P100v200Sa	4	0,777	0,563	137,7	24°1
	N5P100v200Sa	5	0,770	0,565	133,3	23°6
	N6P100v200Sa	6	0,760	0,568	120	22°1
	N7P100v200Sa	7	0,750	0,571	93,7	18°6
	N8P100v200Sa	8	0,749	0,572	91,9	18°4
Série $n^{\circ}4'$	N1P100v200Sa'	1	0,804	0,554	121	22°1
	N2P100v200Sa'	2	0,796	0,557	141,2	24°4
	N3P100v200Sa'	3	0,782	0,561	136,3	23°9
	N4P100v200Sa'	4	0,777	0,563	132,7	23°5
	N5P100v200Sa'	5	0,761	0,568	112,3	21°1
	N6P100v200Sa'	6	0,751	0,571	108	20°5
	N7P100v200Sa'	7	0,748	0,572	106,7	20°3
	N8P100v200Sa'	8	0,744	0,573	101,9	19°6

TAB. 4.2 – Evolution de l'angle de frottement de Coulomb avec le nombre d'utilisations  $N$ .

La figure 4.10 montre l'évolution de l'angle du frottement à la rupture de tous essais de deux séries en tenant compte du nombre d'utilisations. Nous remarquons une augmentation de l'angle du frottement interne  $\phi$  de Coulomb jusqu'à 23°4 en deuxième ou troisième utilisation correspondant à une compacité  $\Phi$  de 0,557 à 0,560 et ensuite une diminution jusqu'à environ 19°0, à l'absence du stick-slip ( $N=8$ ,  $\Phi = 0,573$ ). Nous trouvons que l'angle de frottement diminue avec l'indice des vides  $e_c$ , ou en d'autres termes, diminue avec une densification de l'échantillon, ce qui est contraire à l'intuition. L'indice des vides n'est pas donc un paramètre suffisant contrôlant l'angle de frottement. C'est la raison pour laquelle nous abordons, dans nos études, un nouveau paramètre du nombre

d'utilisations qui influence l'instabilité du frottement des assemblages de billes de verre sous chargement monotone triaxial.

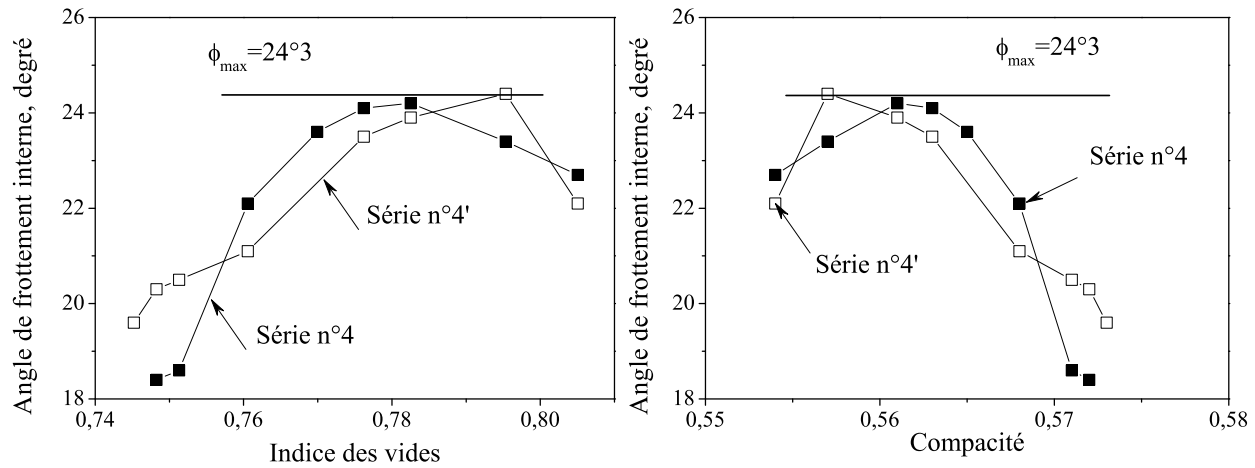


FIG. 4.10 – Evolution de l'angle de frottement de deux séries d'essais en tenant compte du nombre d'utilisations.

## 4.2.1 Paramètres influençant le comportement global des billes de verre lâches saturés

Dans le chapitre 3, nous avons analysé les paramètres influencés sur le comportement global du matériau modèle "billes de verre" tels que la contrainte latérale effective  $\sigma'_3$ , la vitesse de déformation  $d\varepsilon_1/dt$  et la taille des échantillon  $d/D$ . Ces paramètres sont considérés comme les paramètres de contrôle des caractéristiques fluctuantes des billes de verre. Dans ce chapitre, nous ajoutons un autre paramètre qui joue un rôle important autant que les paramètres indiqués ci-dessus. C'est le paramètre traduisant l'usure des billes ou le nombre d'utilisations  $N$ .

### 4.2.1.1 Effets de l'usure

Cette série d'essais en conditions saturées d'eau a pour objectif d'étudier les effets possibles de l'usure au cours du chargement monotone triaxial drainé. L'observation des courbes mécaniques des essais dans cette série est présentée dans la section 4.2 au dessus.

Série	Essais	Nombre stick-slip	$\Delta q_{max}$ (kPa)	$\langle \Delta q \rangle$ (kPa)	$\Delta \varepsilon_{1max}$ (%)	$\langle \Delta \varepsilon_1 \rangle$ (%)	$\Delta \varepsilon_{vmax}$ (%)	$\langle \Delta \varepsilon_v \rangle$ (%)
$n^\circ 4$	D7N1P100v200Sa	243	42,3	11,9	0,26	0,075	0,072	0,008
	D7N2P100v200Sa	276	47,6	22,6	0,29	0,067	0,085	0,007
	D7N3P100v200Sa	182	57,7	25,9	0,35	0,107	0,076	0,012
	D7N4P100v200Sa	131	63,5	30,3	0,48	0,154	0,098	0,011
	D7N5P100v200Sa	109	56,4	24,8	0,40	0,147	0,097	0,009
	D7N6P100v200Sa	48	40,5	8,3	0,19	0,119	0,043	0,004
	D7N7P100v200Sa	3	6,7	3,7	0,02	0,009	0,013	0,001
	D7N8P100v200Sa	0	0	0	0	0	0	0
$n^\circ 4'$	D7N1P100v200Sa'	276	27,9	10,1	0,23	0,065	0,107	0,007
	D7N2P100v200Sa'	243	51,9	28,9	0,42	0,088	0,119	0,009
	D7N3P100v200Sa'	168	60,5	27,3	0,37	0,102	0,106	0,014
	D7N4P100v200Sa'	132	53,4	23,4	0,56	0,149	0,121	0,016
	D7N5P100v200Sa'	92	39,1	13,3	0,49	0,135	0,091	0,021
	D7N6P100v200Sa'	71	52,1	10,9	0,19	0,174	0,074	0,012
	D7N7P100v200Sa'	18	14,8	7,1	0,02	0,018	0,033	0,011
	D7N8P100v200Sa'	2	6,1	4,5	0,003	0,005	0,004	0,002

TAB. 4.3 – Tableau récapitulatif des variables du stick-slip pour les deux séries d'essais  $n^\circ 4$  et  $n^\circ 4'$ .

Toutes les données d'entrée sont enregistrées dans le tableau 4.3. On constate que le nombre du stick-slip diminue linéairement avec le nombre d'utilisations, figure 4.12a et disparaît complètement à la huitième utilisation. Pour la série en conditions sèches présentée dans le chapitre 5, nous remarquons que le nombre d'utilisations jusqu'à ce que le stick-slip disparaisse, diminue nettement (quatre essais en condition sèche par rapport aux huit essais en condition saturée).

Pour faciliter la comparaison, nous présentons deux essais avec le nombre d'utilisations  $N=1$  et  $N=8$  dans une figure 4.11 pour la série d'essai en conditions saturées. Le premier essai ( $N=1$ ) présente le stick-slip en déviateur. Pour le dernier essai ( $N=8$ ), le stick-slip disparaît totalement. La courbe mécanique devient lisse sans fluctuation comme la courbe classique de sable d'Hostun. Nous remarquons que la courbe de déviateur avec

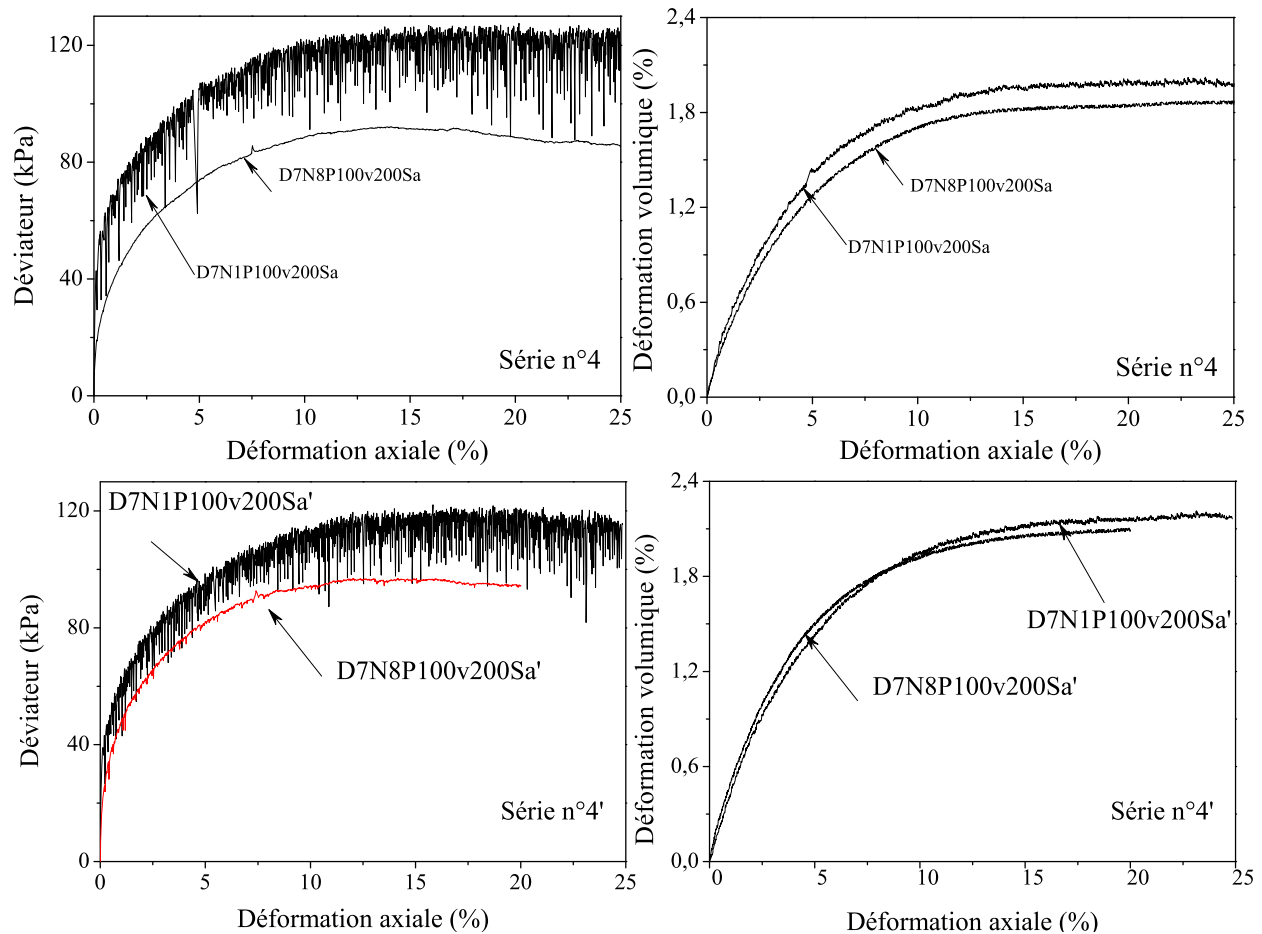


FIG. 4.11 – Courbes globales dans les plans contrainte de déviateur - déformations de deux essais à la première utilisation et à la huitième utilisation dans la série n°4 et n°4' de changement du nombre d'utilisations.

$N = 8$  se trouve en bas de la courbe enveloppe inférieure des stick-slip avec  $N = 1$ . Le comportement est toujours contractant.

Le phénomène d'usure au cours des essais sous chargement monotone fait disparaître le stick-slip. Nous évaluons les variables du stick-slip en fonction du nombre d'utilisations dans la figure 4.12.

La diminution linéaire du nombre des stick-slips en fonction du nombre d'utilisations est très remarquable sur la figure 4.12a.

Les figures 4.12b, c et d montrent que l'amplitude de déviateur comme l'intermittence en déformation axiale et l'amplitude de déformation volumique atteignent les valeurs maximales à la quatrième utilisation. L'amplitude de déviateur augmente aussi selon l'accroissement de la compacité.

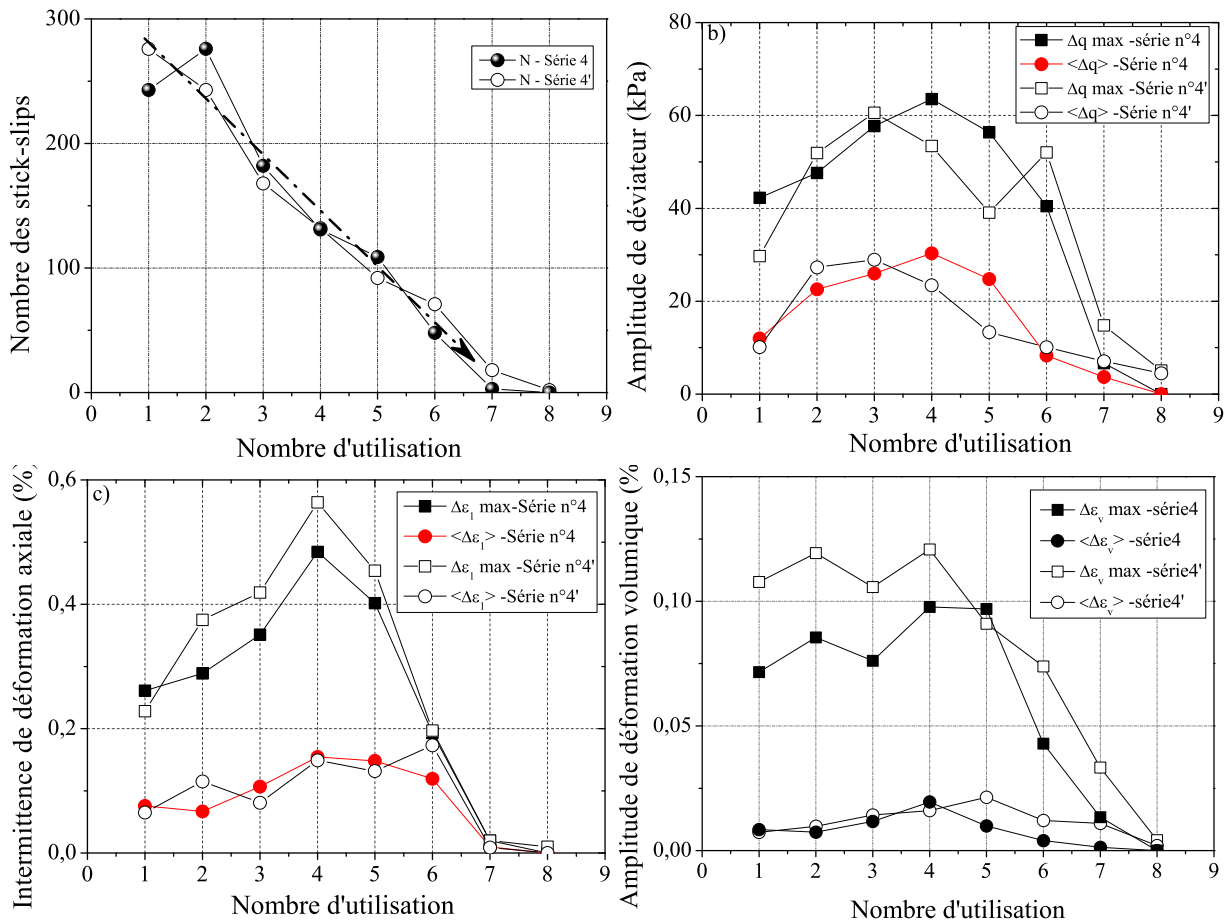


FIG. 4.12 – Effet de l'usure sur le comportement du stick-slip pour les deux séries d'essais en tenant compte du nombre d'utilisations.

#### 4.2.1.2 Apparition de la première chute

La figure 4.13 présente l'apparition du premier stick-slip des deux séries  $n^{\circ}4$  et  $n^{\circ}4'$  en tenant compte du nombre d'utilisations.

Le tableau 4.4 montre les résultats de calculs concernant l'apparition du premier stick-slip de ces deux séries. Ce résultat est similaire à celui obtenu sur la série  $n^{\circ}1$  dans le paragraphe 3.3.1.1. Le premier stick-slip se produit pour un angle de frottement mobilisé moyen de  $13^{\circ}3 \pm 0^{\circ}90$ .

#### 4.2.1.3 Influence de l'usure sur le module élastique

Dans le chapitre 3, nous avons montré l'influence de la contrainte de confinement sur le module sécant des sticks-slips. On calcule le module sécant des sticks-slips  $E_{ss}^{sec}$  correspondant à l'incrément de contrainte verticale de chaque chute de déviateur de contrainte. Ce module atteint la valeur maximale appelée  $E_{ss}$  lorsqu'il arrive au domaine linéaire élastique correspondant à quelques  $10^{-5}$  m/m, [95], [35]. Notons que la sensibilité et la précision du dispositif de mesure de déformation de l'appareil triaxial classique ne permettent d'accéder qu'aux faibles déformations de l'ordre  $10^{-4}$  m/m. Nous négligeons le calcul du module des petits stick-slips en raisons de points désordonnés que nous avons

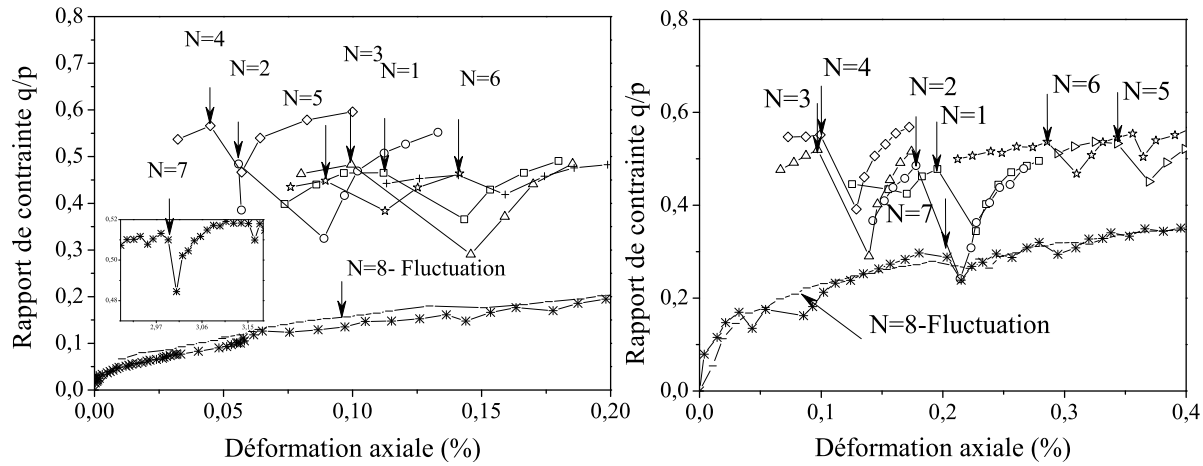


FIG. 4.13 – Apparition du premier stick-slip pour deux séries d'essais n°4 et n°4' en tenant compte du nombre d'utilisations.

série n°4			série n°4'		
Essai	q/p	$\phi_{Pre-SS}$	Essai	q/p	$\phi_{Pre-SS}$
D7N1P100v200Sa	0,49	13°1	D7N1P100v200Sa	0,49	13°1
D7N2P100v200Sa	0,50	13°3	D7N2P100v200Sa	0,51	13°6
D7N3P100v200Sa	0,50	13°3	D7N3P100v200Sa	0,53	14°1
D7N4P100v200Sa	0,56	14°8	D7N4P100v200Sa	0,56	14°8
D7N5P100v200Sa	0,48	12°7	D7N5P100v200Sa	0,53	14°1
D7N6P100v200Sa	0,47	12°6	D7N6P100v200Sa	0,54	14°3
D7N7P100v200Sa	0,51	13°6	D7N7P100v200Sa	0,31	8°6
Moyenne		13°37 ± 0°47	Moyenne		13°21 ± 1°39
Moyenne d'ensemble $\phi_{Pre-SS} = 13°3 \pm 0°9$					

TAB. 4.4 – Récapitulatif des angles de frottement pour le premier stick-slip de deux séries d'essais n°4 et n°4' à vitesse constante  $v=200 \mu\text{m}$  et à contrainte de confinement  $\sigma'_{3c} = 100 \text{kPa}$ .

remarqué dans le paragraphe 3.3.4.1.

En effet, on fait la répétition de même échantillon à vitesse  $0,2 \text{ mm/min}$  et à la contrainte latérale effective  $100 \text{ kPa}$  jusqu'à l'absence de stick-slip. La figure 4.14 présente l'évolution du module sécant des sticks-slips aux faibles déformations de l'ordre de  $10^{-4} \text{ m/m}$  de déformation axiale pour la série d'essais en tenant compte du nombre d'utilisations.

La figure 4.14 nous montre une tendance constante du module sécant des sticks-slips. Cette évolution est indépendante du niveau de contrainte anisotrope au départ des stick-slips. Néanmoins, il est influencé par le nombre d'utilisations, figure 4.15. Nous remarquons que le module moyen des stick-slips diminue fortement lors que l'indice des vides diminue. Autrement dit, l'indice des vides n'est pas un paramètre suffisant pour caractériser le comportement du stick-slip.

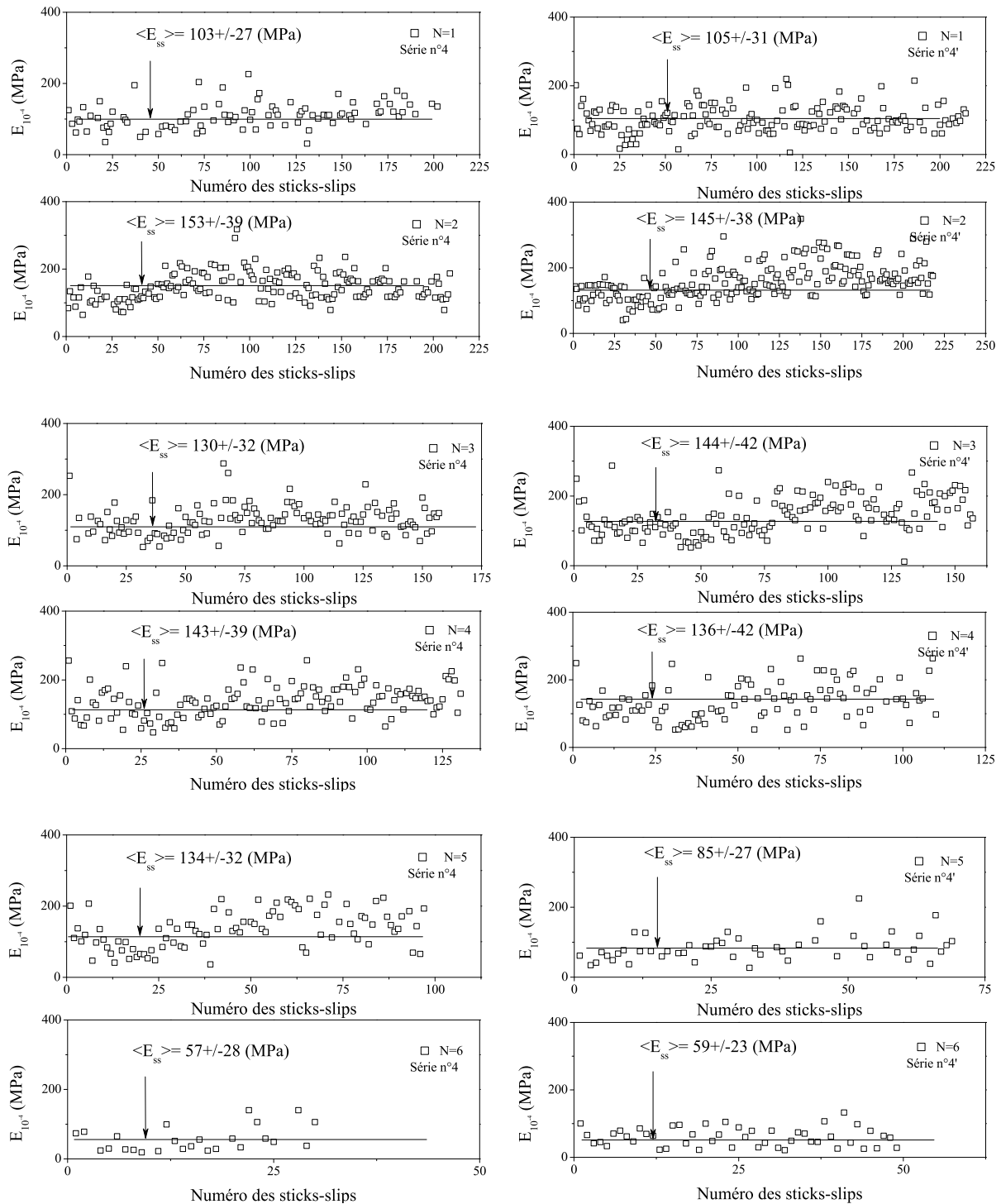


FIG. 4.14 – Evolution du module sécant des sticks-slips aux faibles déformations de l'ordre de  $10^{-4}$  de deux séries n°4 et n°4' en tenant compte du nombre d'utilisations.

## 4.2.2 Analyses statistiques du stick-slip

Le phénomène stick-slip s'identifie au cours d'essai par un caractère fluctuant très marqué. Dans la partie d'analyse statistique, on aborde une étude de distribution de probabilité des variables du stick-slip, et une étude de corrélation entre les événements expérimentaux successifs  $\Delta q - \Delta \varepsilon_1 - \Delta \varepsilon_v$  pour caractériser le comportement de stick-slip.



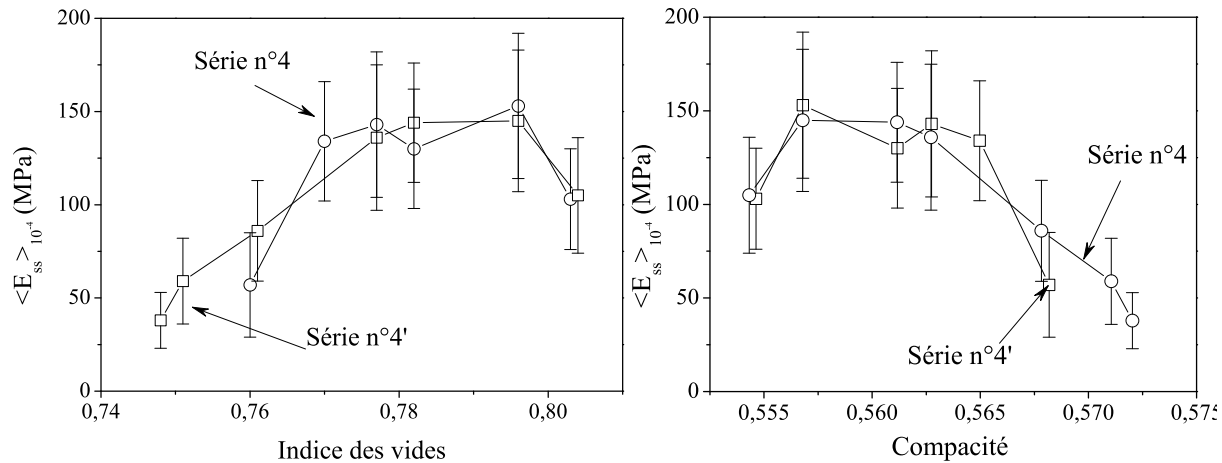


FIG. 4.15 – Modules moyens des sticks-slips obtenus dans l'expérience de compression triaxiale par des mesures de faibles déformations à  $10^{-4}$ . Les essais répétés sur le même échantillon à une contrainte de confinement 100 kPa et à une vitesse 0,2 mm/min jusqu'à l'absence de stick-slip.

Pour finir, nous procéderons à une analyse par Transformation de Fourier des données.

#### 4.2.2.1 Distribution des événements

Les études antérieures de Adjémian [1], [2], ont montré que le régime quasi-périodique correspond à la distribution des événements de forme gaussienne. Elle s'est intéressée au cas où la distribution dépendait à la fois de la vitesse et de la taille de l'échantillon. Elle a remarqué que pour la vitesse élevée,  $v=0,18\text{mm/min}$ , la distribution est exponentielle, lorsque la vitesse diminue, la distribution de type exponentielle est perturbée par des grands événements, puis lorsque la vitesse est très faible,  $v=0,001\text{mm/min}$ , la distribution tend vers une forme gaussienne. Dans ce mémoire, nous voulons montrer que le régime quasi-périodique dépend du nombre d'utilisations des billes.

Ici, nous gardons une vitesse constante assez élevée  $v=0,2\text{ mm/min}$  et une contrainte latérale effective constante  $\sigma'_3 = 100\text{kPa}$ . On s'aperçoit que la compacité augmente en fonction du nombre d'utilisations, en dépit de l'utilisation de même masse de billes et du même type d'échantillon. La figure 4.16 présente l'ensemble des distributions du nombre des éléments normalisés par nombre des éléments maximal en fonction du classement de l'amplitude de déviateur de contrainte, de l'amplitude de l'intermittence de déformation axiale, et de l'amplitude de déformation volumique de la série  $n^{\circ}4'$  en tenant compte du nombre d'utilisations. Nous constatons qu'il y a un changement de la forme exponentielle vers la forme gaussienne puis vers la forme exponentielle en fonction du nombre d'utilisations. Pour la première utilisation, la distribution de l'amplitude de déviateur est de forme exponentielle, figure 4.16 à gauche avec  $N=1$ . Donc, le comportement n'est pas périodique. Le régime quasi-périodique du stick-slip apparaît à la troisième utilisation. Ensuite, le comportement du stick-slip devient non-périodique avec la disparition du stick-slip après la septième et la huitième utilisation.

La figure 4.16 au milieu présente l'ensemble des distributions des événements de l'intermittence de déformation axiale de cette série. Nous remarquons aussi que la distribution

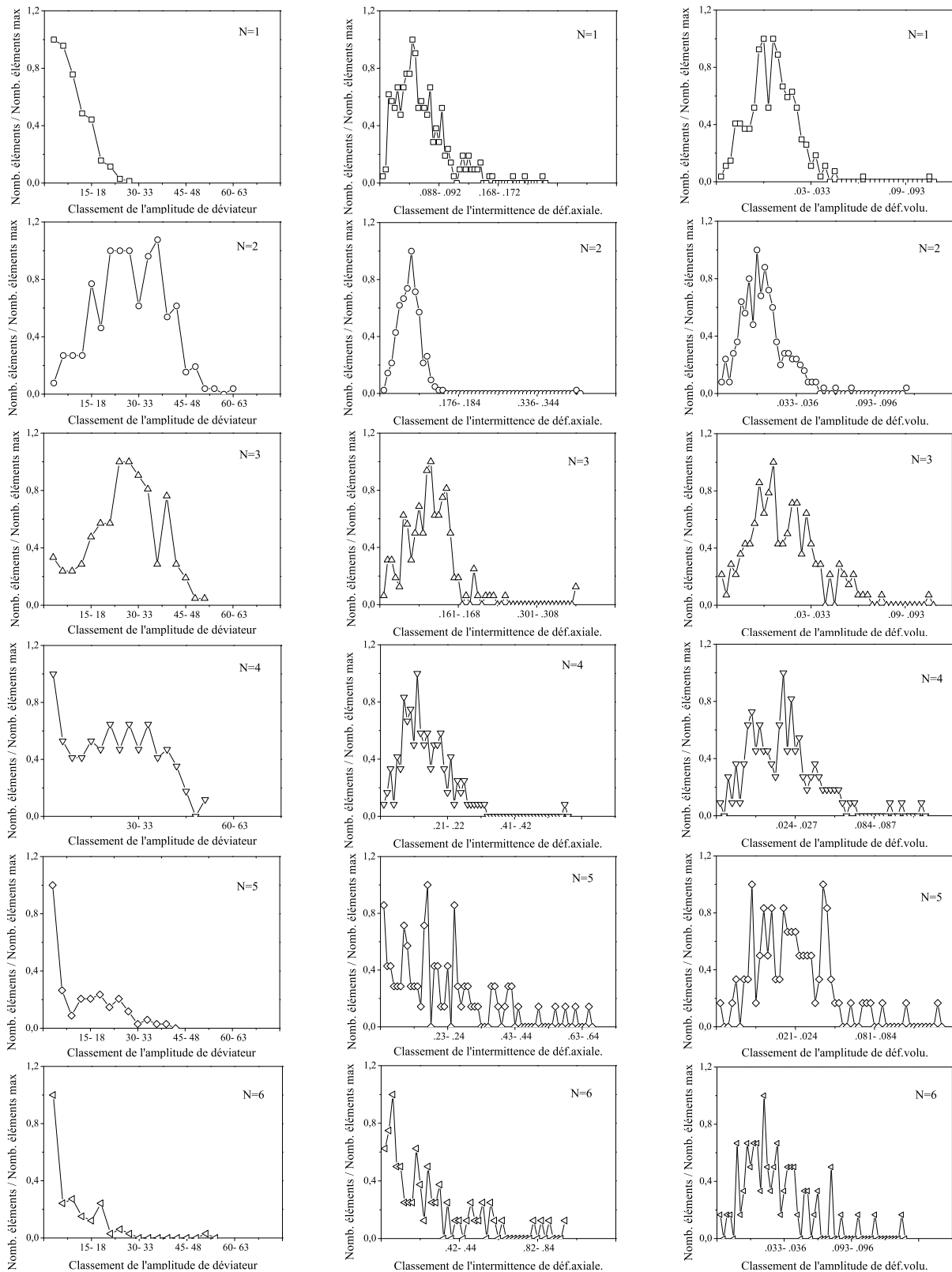


FIG. 4.16 – Distribution des éléments de la série d'essais n°4' en tenant compte du nombre d'utilisations.

des événements est de forme gaussienne pour les essais ayant un nombre d'utilisations de 1 à 4. Ensuite, la distribution redevient de forme exponentielle pour l'essai  $N=5$  et 6 avant la disparition des chutes de déviateur et de déformation volumique vers  $N=7, 8$ . Nous avons les mêmes remarques pour la distribution de l'amplitude de déformation volumique de l'ensemble des essais de cette série, figure 4.16 à droite.

#### 4.2.2.2 Corrélation croisée entre $\Delta q$ , $\Delta \varepsilon_v$ et $\Delta t$

Nous poursuivrons l'étude statistique des données à l'aide d'autres méthodes pour renforcer la compréhension du comportement du stick-slip. Nous étudions une corrélation entre  $\Delta q$ ,  $\Delta \varepsilon_v$  et  $\Delta t$  en traçant les trois plans  $(\Delta q^n, \Delta t^n)$ ,  $(\Delta q^n, \Delta t^{n-1})$ ,  $(\Delta q^n, \Delta t^{n+1})$ , et  $(\Delta \varepsilon_v^n, \Delta t^n)$ ,  $(\Delta \varepsilon_v^n, \Delta t^{n-1})$ ,  $(\Delta \varepsilon_v^n, \Delta t^{n+1})$ .

Nous trouvons que l'intermittence d'une chute est égale à l'intervalle de mesure,  $\Delta t_{stick} = \delta t$ . Nous supposons que l'intervalle de mesure  $\Delta t$  est constant. Alors, l'intermittence de chute est constante. L'intervalle d'un stick-slip est égal à la somme du temps de stick et de slip:  $\Delta t = \Delta t_{stick} + \Delta t_{slip}$ . Si le comportement du stick-slip est périodique, c'est-à-dire que l'amplitude de déviateur et le temps de récupération du slip sont réguliers, la série des points dans les trois plans serait centrée autour d'un point. Donc, nous pouvons estimer le caractéristique du stick-slip à travers une analyse des corrélations croisées des données.

Les corrélations entre des événements  $(\Delta q^n, \Delta t^n)$ ,  $(\Delta q^n, \Delta t^{n-1})$ ,  $(\Delta q^n, \Delta t^{n+1})$  de la série d'essais  $n^{\circ}4'$  sont présentées sur la figure 4.17. Les points de la première utilisation forment un nuage triangulaire, près de l'origine et le long des axes, figure 4.17 avec  $N=1$ . Ceci signifie que le nombre des événements à petite valeur est toujours maximal, correspondant à une forme exponentielle analysée dans la section 3.3.4.2. Le comportement semble donc non périodique en amplitude de déviateur et en intermittence de déformation.

Pour les essais de troisième et quatrième utilisation, nous remarquons que les points sont nettement concentrés au tour des valeurs moyennes ( $\Delta q=26,1$  (kPa),  $\Delta t=20,3$  (secondes)) et ( $\Delta q=25,1$  (kPa),  $\Delta t=28,8$  (secondes)). Ils forment un cercle, c'est-à-dire que le nombre des événements au point central est maximal et diminue de plus en plus lors de l'allongement par rapport au point central. Ceci correspond à une distribution des événements sous forme gaussienne. Pour les essais de sixième utilisation, les points deviennent de forme triangulaire correspondant à un comportement non périodique comme l'essai de première utilisation.

La figure 4.18 présente ensuite les résultats statistiques de corrélation entre des éléments  $\Delta \varepsilon_v$  et  $\Delta t$  sous trois plans  $(\Delta \varepsilon_v^n, \Delta t^n)$ ,  $(\Delta \varepsilon_v^n, \Delta t^{n-1})$ ,  $(\Delta \varepsilon_v^n, \Delta t^{n+1})$  de cette série. Nous remarquons aussi que les points des éléments  $\Delta \varepsilon_v$  forment un cercle pour l'essai de troisième utilisation contre la forme triangulaire de l'essai de première utilisation et de sixième utilisation. Cela signifie que ces éléments ont une distribution de forme gaussienne pour l'essai de troisième utilisation et sous forme exponentielle pour l'essai de première et sixième utilisation.

En conclusion, les figure 4.17, 4.18 corroborent la nature de la distribution des chutes de déviateur et de déformation volumique (sous forme exponentielle ou gaussienne) en

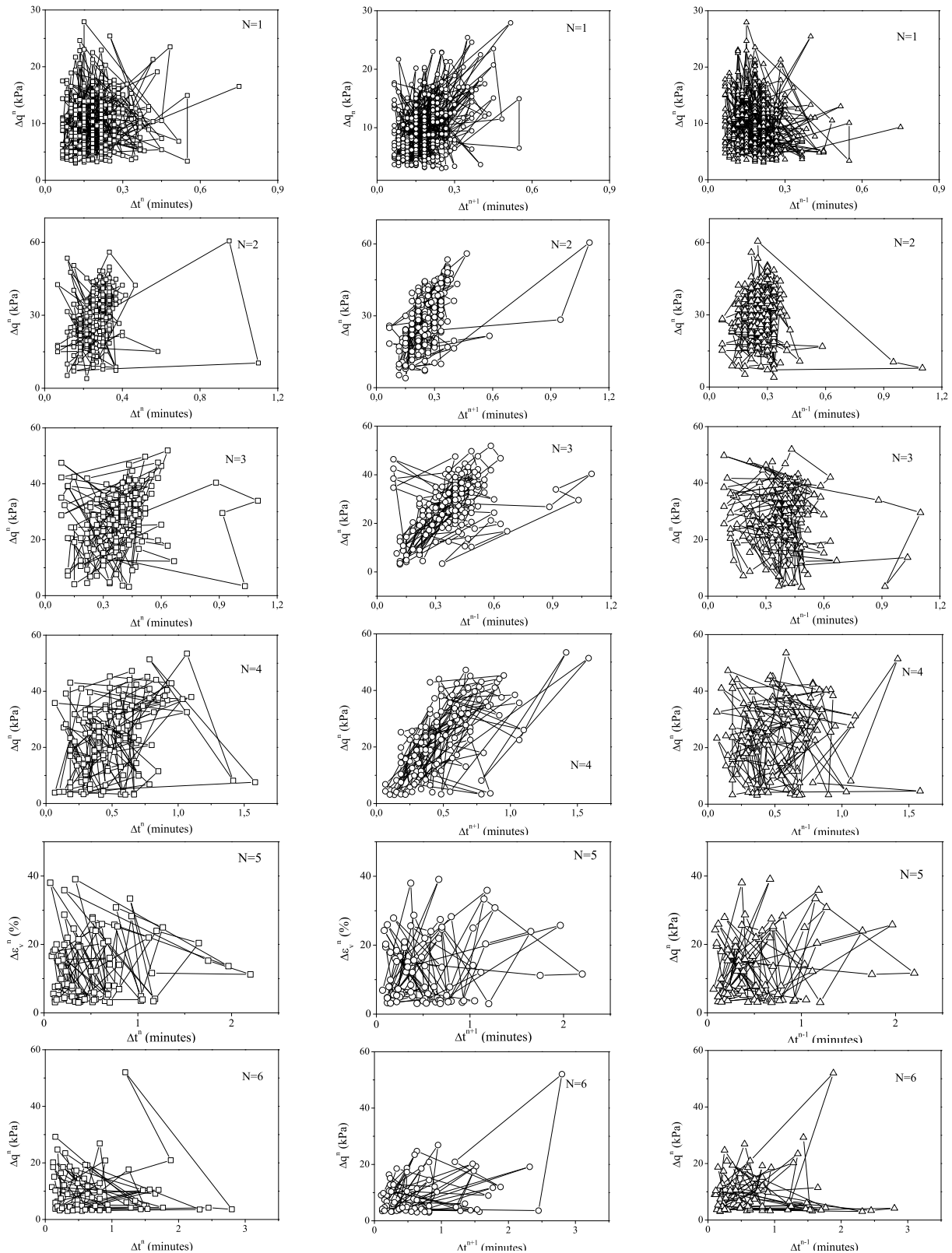


FIG. 4.17 – Corrélation croisée entre  $\Delta q$  et  $\Delta t$  pour la série d'essais n°4 en tenant compte du nombre d'utilisations.

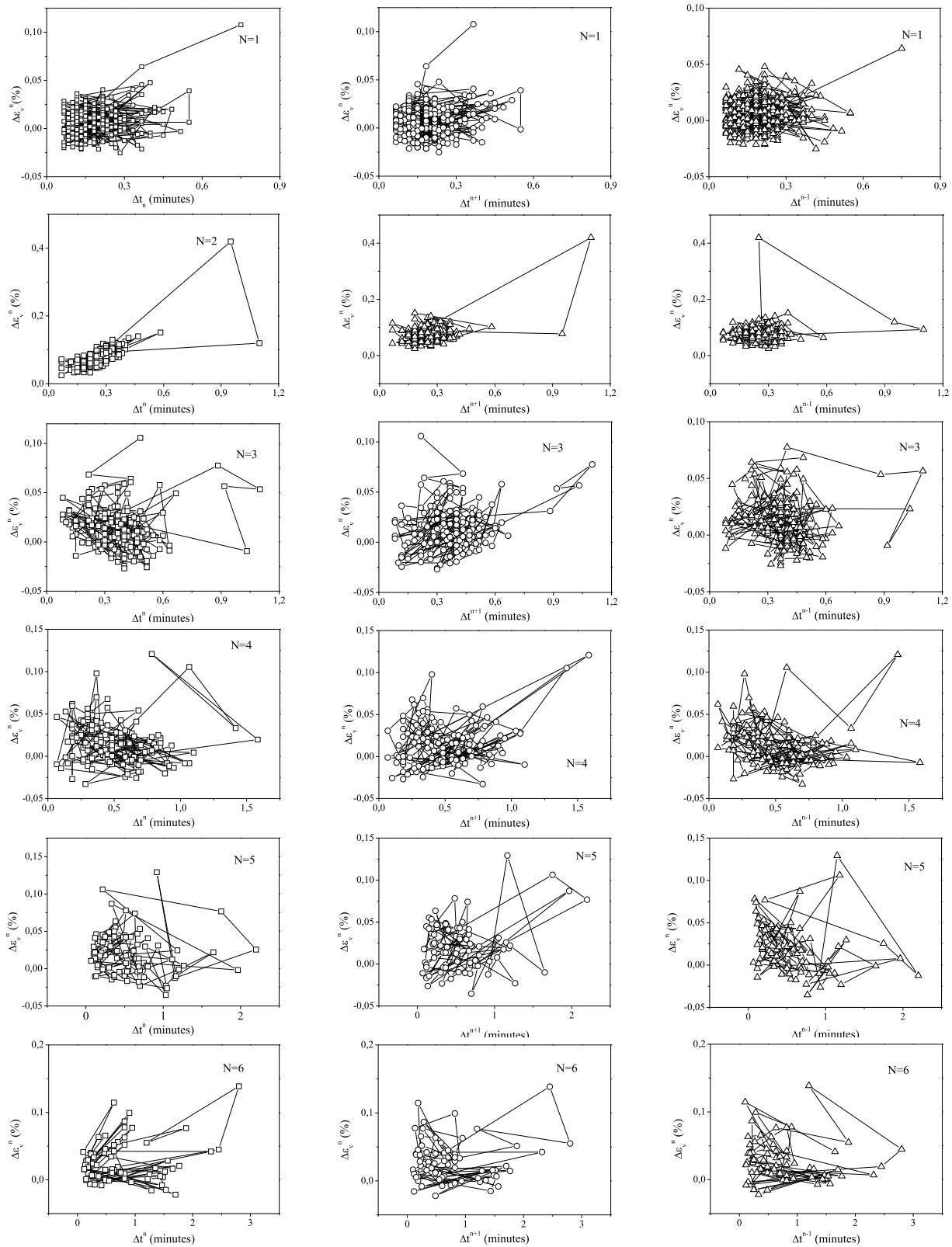


FIG. 4.18 – Corrélation croisée entre  $\Delta\varepsilon_v$  et  $\Delta t$  pour la série d'essais n°4' en tenant compte du nombre d'utilisations.

fonction du nombre d'utilisations, dans laquelle le comportement du stick-slip semble quasi-périodique pour l'essai de la deuxième à la cinquième utilisation.

Nous montrons aussi, dans l'annexe E, la distribution de l'amplitude de déviateur et l'intermittence de déformation volumique pour tous les autres essais de la série  $n^{\circ}4$ . Cette présentation reconferme que ces événements distribuent sous forme gaussienne de la deuxième à la cinquième utilisation, et ensuite sous forme exponentielle avant la disparition de ces événements vers la septième ou la huitième utilisation.

#### 4.2.2.3 Transformation de Fourier

Comme l'analyse du phénomène quasi-périodique présentée dans le chapitre 3 pour trois premières séries d'essais, nous utilisons aussi FFT pour essayer de détecter des fluctuations périodiques ou cycliques dans la série d'essais en tenant compte du nombre d'utilisations. Nous présentons ici les résultats de FFT obtenus pour les essais de cette série. En remarquant l'état initial de chaque essai, nous trouvons que le caractère quasi-périodique varie selon le nombre d'utilisations ou selon la compacité  $\Phi_c$ . Au nombre  $N=4$ , correspondant à la compacité  $\Phi_c=0,563$ , il est très marqué. Les valeurs de fréquence au pic diminuent de moins en moins par rapport à l'augmentation du nombre d'utilisations, aussi bien que l'augmentation de la compacité  $\Phi_c$  de l'échantillon. Le tableau suivant synthétise les fréquences quasi-périodiques de cette série.

N	1	2	3	4	5	6	7	8
$\Phi_c$	0,554	0,557	0,561	0,563	0,564	0,568	0,571	0,572
$\langle \mu_{ss} \rangle$	$0,37 \pm 0,05$	$0,38 \pm 0,04$	$0,40 \pm 0,05$	$0,41 \pm 0,06$	$0,38 \pm 0,06$	$0,34 \pm 0,05$	$0,25 \pm 0,05$	
$f_{pic}(Hz)-q$		0,0602	0,497	0,0294	0,0172			
$f_{pic}(Hz)-\varepsilon_v$				0,0294				
$\Delta\varepsilon_1$ (%)		0,038	0,048	0,16	0,22			
Estimation	Non-périodique	quasi-périodique			Non-périodique			

TAB. 4.5 – Estimation de caractéristique quasi-périodique du stick-slip de série en compte d'utilisation.  $\langle \mu_{ss} \rangle = \langle \tan \phi_{ss} \rangle$  est le coefficient de frottement moyen des sticks-slips.

Les figures 4.19a et b présentent une forme exponentielle pour l'amplitude de déviateur et de déformation volumique, l'absence de pic pour l'échantillon des billes de verre ( $N=1$ ,  $\Phi_c=0,554$ ) à la vitesse de 0,2 mm/min et à la contrainte latérale effective  $\sigma'_3=100$  kPa. La forme exponentielle exprime le caractère non périodique du comportement des billes de verre pour la première d'utilisation. Au contraire, lors de l'augmentation du nombre d'utilisations, c'est-à-dire que la compacité augmente, nous trouvons que la forme Gaussienne de l'amplitude de déviateur avec un pic apparaît dans les figures 4.19c, e, et 4.20g, i. Remarquons que la forme gaussienne n'est pas observée dans la transformation de Fourier de l'amplitude de déformation volumique, sauf pour la figure 4.20h. Pour l'essai avec  $N=4$ , nous trouvons que le pic de l'amplitude de déviateur et de déformation volumique se produisent à même fréquence de 0,0294 Hz correspondant à une déformation égale à 0,16 %. C'est ce que démontre la synchronisation entre déviateur de contrainte et déformation volumique à la quatrième utilisation.

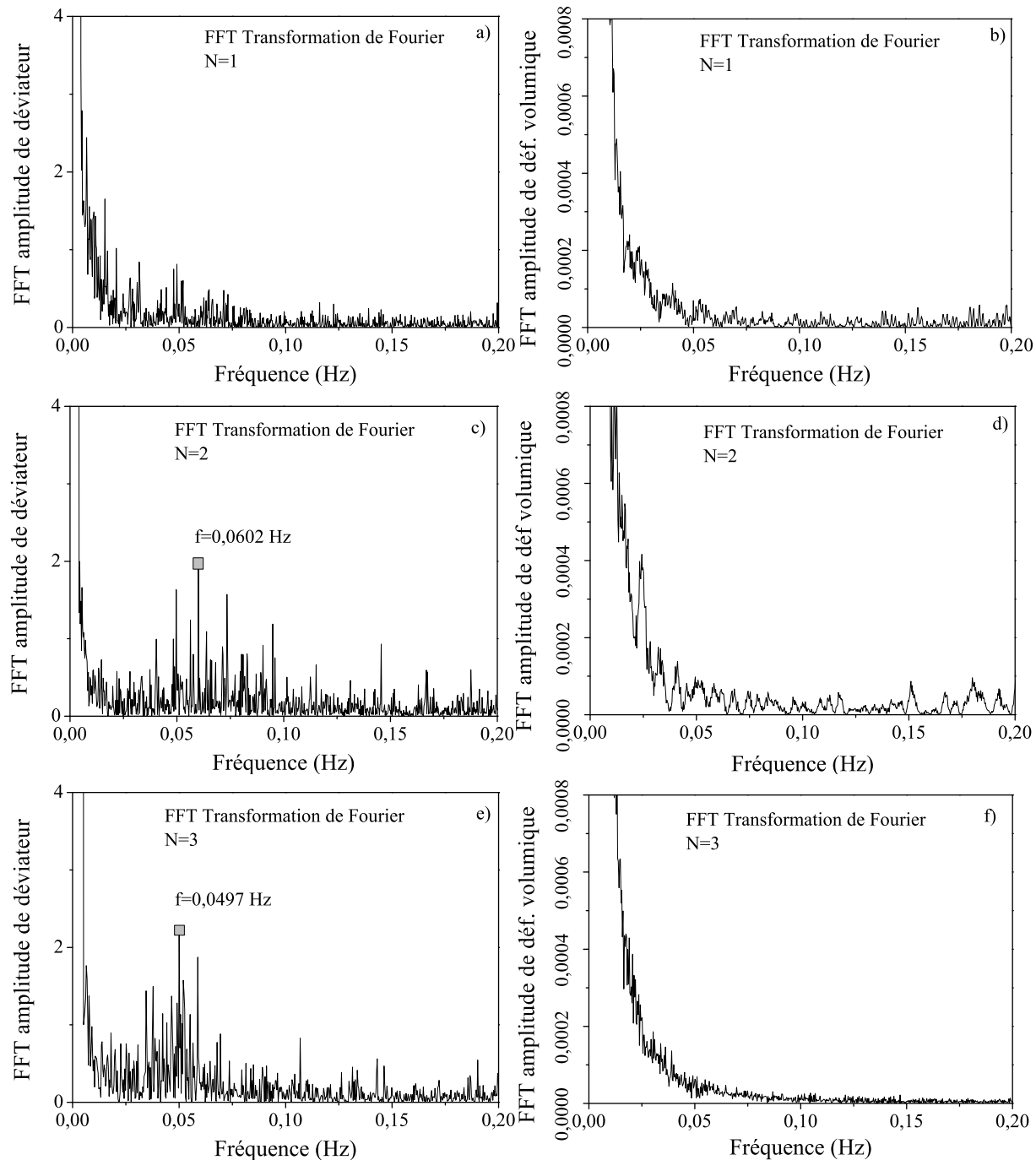


FIG. 4.19 – Analyse de la périodicité du stick-slip en utilisant la transformation de Fourier de la série des essais en tenant compte d'utilisation.

### 4.2.3 Conclusions

L'ensemble des résultats de la série d'essais saturés des billes de verre en tenant compte du nombre d'utilisations présenté dans ce chapitre permet d'aboutir aux conclusions suivantes:

- Le stick-slip est un phénomène d'instabilité dépendant du nombre d'utilisations.
- Le stick-slip obtenu dans un échantillon triaxial provient du changement de la dis-

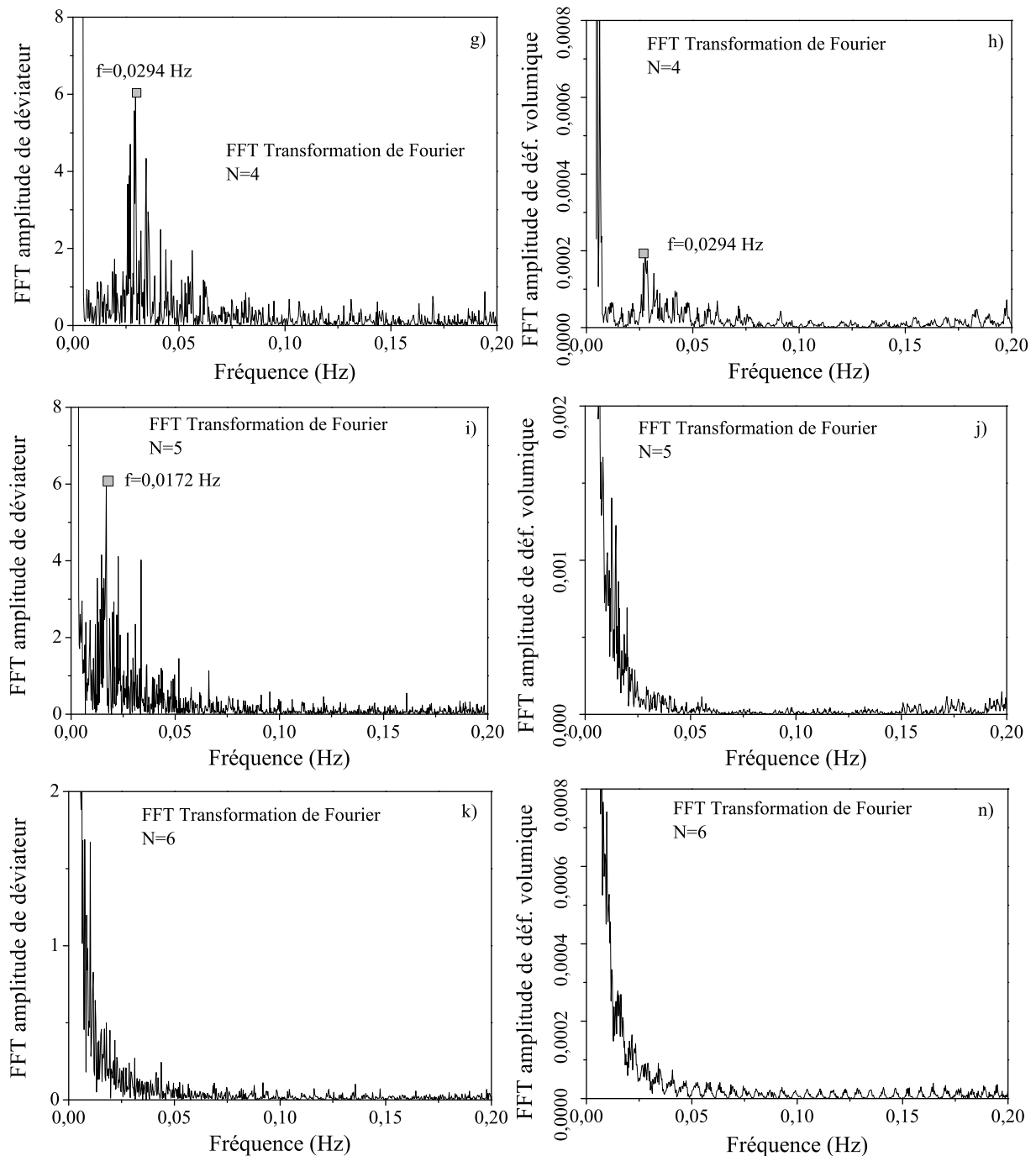


FIG. 4.20 – Analyse de la périodicité du stick-slip en utilisant la transformation de Fourier de la série des essais en tenant compte d'utilisation.

tribution de ses variables en fonction des paramètres de contrôle. Le stick-slip est quasi-périodique correspondant à une distribution de forme gaussienne lorsque le nombre d'utilisations varie de 2 à 5. Le stick-slip disparaît après un grand nombre d'utilisations (huitième utilisation).



### 4.3 Analyse granulométrique laser

L'analyse des matériaux granulaires par granulométrie laser "Mastersizer 2000" a été réalisée au Laboratoire des Sciences de l'Environnement (LSE). Le Mastersizer 2000 a été développé pour répondre à la demande croissante des différentes industries en termes de comparabilité globale des résultats, de traçabilité et de conformité aux normes et d'efficacité. Avec le Mastersizer 2000, Malvern fait de l'analyse granulométrique une tâche simple, directe et routinière. La figure 5.1 nous montre une photographie du dispositif de la granulométrie laser "Mastersizer 2000".



FIG. 4.21 – Photo de la machine de granulométrie laser "Mastersizer 2000"

#### 4.3.1 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement s'appuie sur la base de deux théories de Frounhofer et Mie. Lorsque la dimension de la particule est grande devant la longueur d'onde incidente, ou lorsque le matériau est très absorbant, l'effet de bord des particules contribue pour une part prépondérante à l'intensité totale diffusée. L'interférence provient alors principalement du contour de la particule, c'est-à-dire de la diffraction créée par la courbure de la lumière de l'interface. Dans ce cas, le modèle mathématique utilisé pour le calcul de courbe granulométrique est la théorie de Frounhofer. La diffraction de Fraunhofer ou diffraction à l'infini est un cas particulier très important où le plan d'observation est situé loin de l'objet diffractant, celui-ci étant éclairé par une onde plane (source ponctuelle à l'infini) et défini par son facteur de transmission. Ce modèle présente l'intérêt de s'affranchir totalement des propriétés optiques de l'échantillon et du milieu porteur: il est pas nécessaire de connaître les indices de réfraction.

En revanche, lorsque la dimension de la particule voisine la longueur d'onde incidente, la théorie de Frounhofer n'est plus adaptée à la description de la diffusion, car les phénomènes de réflexion et de réfraction interviennent pour une part non négligeable dans l'intension diffusée. C'est alors la théorie de Mie qui s'applique, prenant en compte

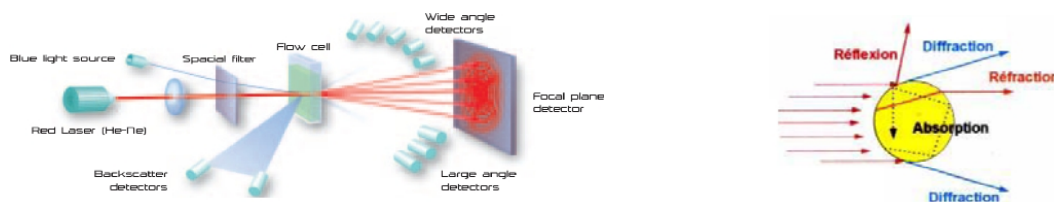


FIG. 4.22 – Principe de fonctionnement de la machine granulométrie laser

les indices de réfraction de l'échantillon et du milieu porteur. La théorie de Mie est une théorie de la diffraction de la lumière par des particules sphériques.

### 4.3.2 Schéma de constitution d'une granulométrie laser

Une granulométrie laser est typiquement constituée de cinq sous-ensembles :

- Un système de dispersion des matériaux.
- Un système de mise en circulation des matériaux.
- Un ensemble électromécanique d'amplification des signaux de mesure.
- Un banc optique.
- Un micro-ordinateur.

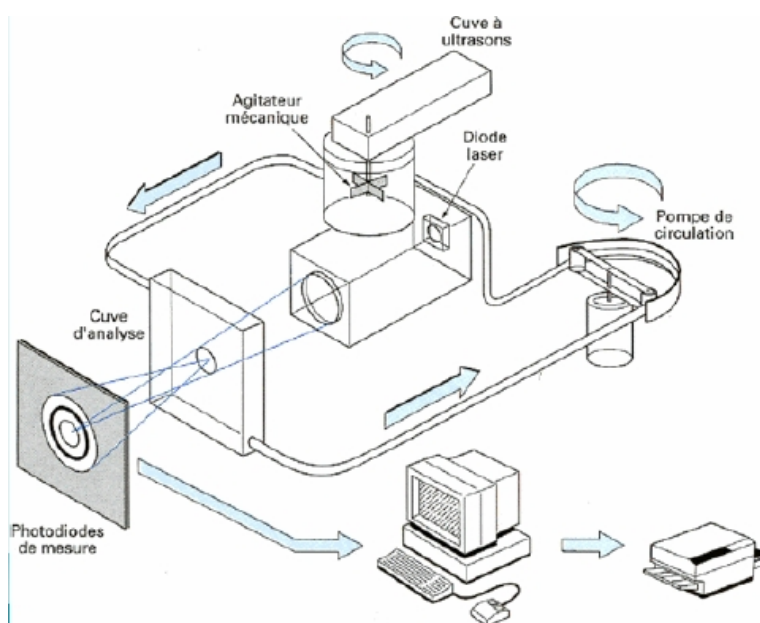


FIG. 4.23 – Schéma de constitution de la granulométrie laser "Mastersizer 2000"

### 4.3.3 Préparation de l'échantillon

Les matériaux à étudier, préalablement dispersés dans un milieu liquide (eau) ou mis en suspension dans un courant d'air, circulent à travers une cellule de verre à faces

parallèles et éclairée par un faisceau de lumière laser.

En voie liquide, le liquide porteur doit être transparent à la longueur d'onde utilisée, neutre, chimiquement, et d'indice de réfraction différent de celui de la particule. Il peut contenir un dispersant (tensio-actif) mais ne doit pas dissoudre des particules.

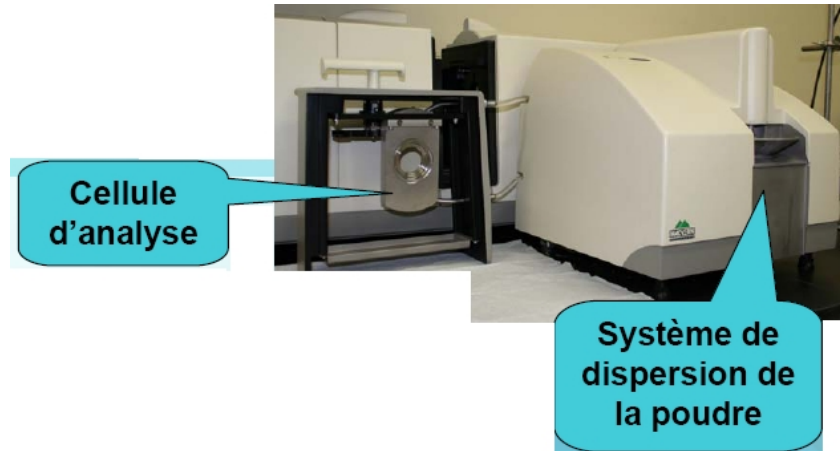


FIG. 4.24 – Préparateur d'échantillon Hydro G

#### 4.3.4 La technique du Masterizer 2000

Les particules ne sont pas analysées individuellement mais dans leur ensemble. Il est nécessaire de faire appel à des algorithmes de traitement d'image pour convertir le signal en informations granulométriques, distribuant en taille et en nombre des particules. La grandeur mesurée est un diamètre équivalent de diffraction. Le premier résultat fourni par le granulométrie est la répartition en volume dans la population, c'est-à-dire la répartition des sphères équivalentes qui pour le même volume occupé par l'échantillon mesuré, conduit au même spectre. Les résultats sont fournis de façon numérique et graphique, donnant à la fois l'histogramme de répartition des classes et la courbe cumulée.

#### 4.3.5 Analyse des résultats granulométriques laser

L'analyse granulométrique laser est réalisée sur les deux séries  $n^{\circ}4$  et  $n^{\circ}4'$  d'essais répétitifs en même condition. Nous voulons élucider le rôle de l'usure pour le changement du comportement des billes de verre dans ces deux séries d'essais répétitifs. Les données granulométriques  $D_{10}$ ,  $D_{30}$ ,  $D_{50}$ ,  $D_{60}$ ,  $D_{90}$ ,  $Cu$ ,  $Cc$  pour tous les essais répétitifs de la série  $n^{\circ}4'$  sont présentées dans le tableau récapitulatif 4.6.

La figure 4.25a montre les courbes granulométriques après chaque écrasement avec un décalage systématique vers les diamètres plus petits. Le diamètre moyen  $D_{50}$  passe de  $723\mu\text{m}$  à  $696\mu\text{m}$ , soit une réduction de 3,7% avec un net changement entre la septième et la huitième utilisation. Ces réductions de diamètre ne changent pas l'allure des courbes granulométriques et le classement LCPC. Les billes usées restent dans la catégorie des

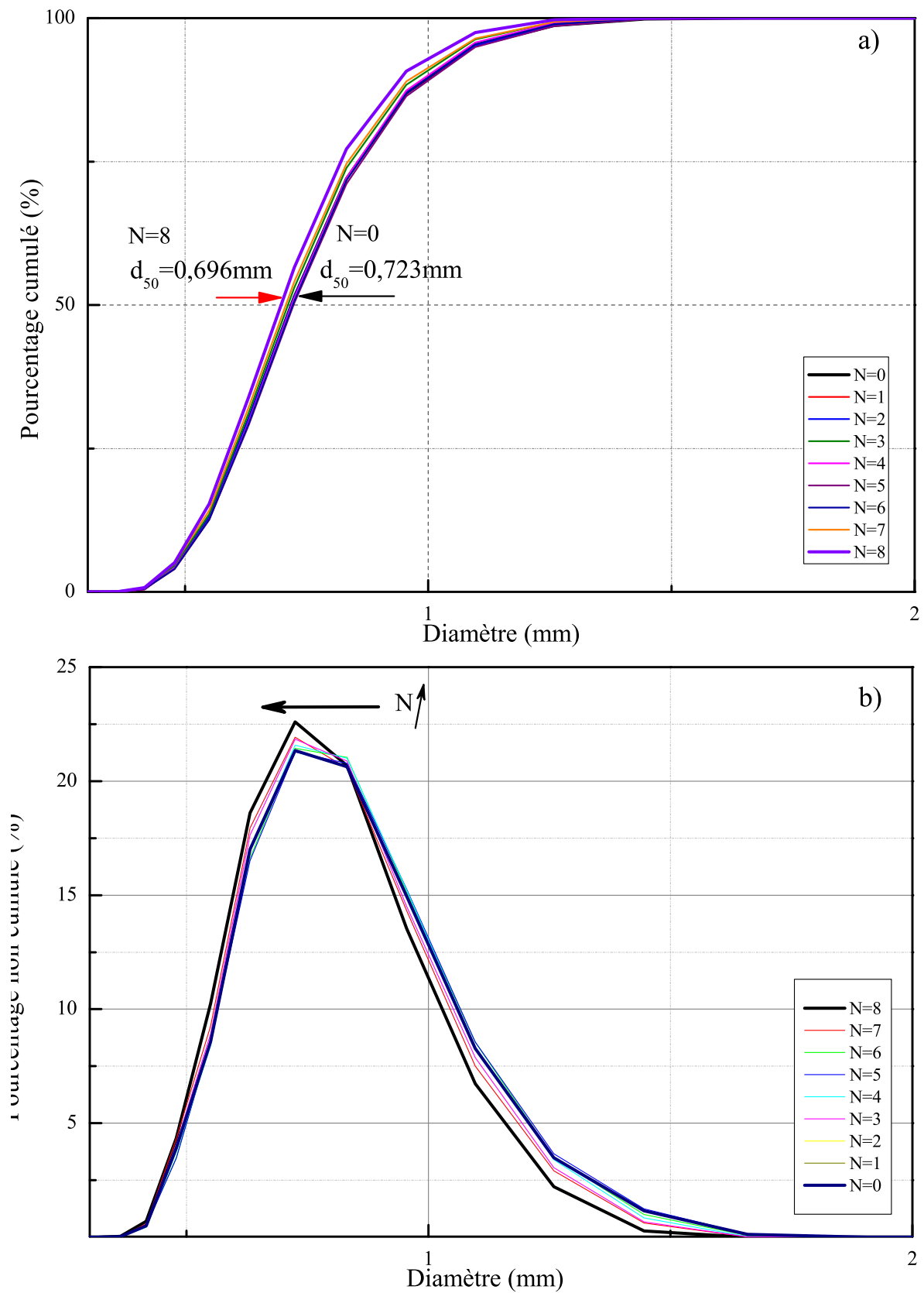


FIG. 4.25 – Courbes granulométriques de la série d'essais répétitifs. Série d'essais n°4'.

'sables propres mal gradués'.

La figure 4.25b présente le pourcentage non cumulé des billes, confirme une réduction des grosses billes et une augmentation des petites billes. Par exemple, les grosses billes de  $1,259\mu m$  sont réduites de 1,3%, tandis que les petites de  $631\mu m$  augmente de 1,4%. Notons aussi l'augmentation de 1,3% des billes de  $724\mu m$  ayant la plus grosse répartition, passant de 21,3% à 22,6% et le pourcentage constant des billes de  $832\mu m$ .

N	$D_{10}$	$D_{30}$	$D_{50}$	$D_{60}$	$D_{90}$	Cc	Cu	Classification USCS/LCPC
0	0,5278	0,6348	0,7230	0,7722	1,0126	0,9886	1,4630	sable propre mal graduée
1	0,5275	0,6347	0,7228	0,7721	1,0125	0,9890	1,4637	sable propre mal graduée
2	0,5268	0,6338	0,7210	0,7698	1,0046	0,9906	1,4612	sable propre mal graduée
3	0,5266	0,6324	0,7189	0,7678	1,0046	0,9891	1,4578	sable propre mal graduée
4	0,5234	0,6308	0,7178	0,7673	0,9970	0,9907	1,4659	sable propre mal graduée
5	0,5227	0,6300	0,7173	0,7667	0,9823	0,9901	1,4667	sable propre mal graduée
6	0,5202	0,6250	0,7106	0,7587	0,9736	0,9897	1,4583	sable propre mal graduée
7	0,5160	0,6206	0,7059	0,7539	0,9477	0,9902	1,4609	sable propre mal graduée
8	0,5114	0,6128	0,6959	0,7413	0,9514	0,9905	1,4493	sable propre mal graduée
0-8	3,107%	3,465%	3,748%	4,001%	6,044%			

TAB. 4.6 – Tableau récapitulatif des valeurs  $D_{10}$ ,  $D_{30}$ ,  $D_{50}$ ,  $D_{60}$ ,  $D_{90}$ , Cc, Cu de la série d'essais répétitifs n°4'

Le tableau 4.6 regroupe l'ensemble des paramètres de l'analyse granulométrique. La dernière ligne du tableau indique le changement de ces paramètres entre les billes neuves ( $N=0$ ) et la huitième compression ( $N=8$ ) entraînant la disparition des frottements saccadés. Ce tableau montre une forte diminution de 6,1% de  $D_{90}$  des grosses billes et une augmentation moindre des petites billes de 3,1% de  $D_{10}$ . L'évolution des principaux diamètres ( $D_{10}$  à  $D_{90}$ ) en fonction de l'écrasement répété est montrée dans la figure 4.26, indiquant diminution accentuée des grosses billes.

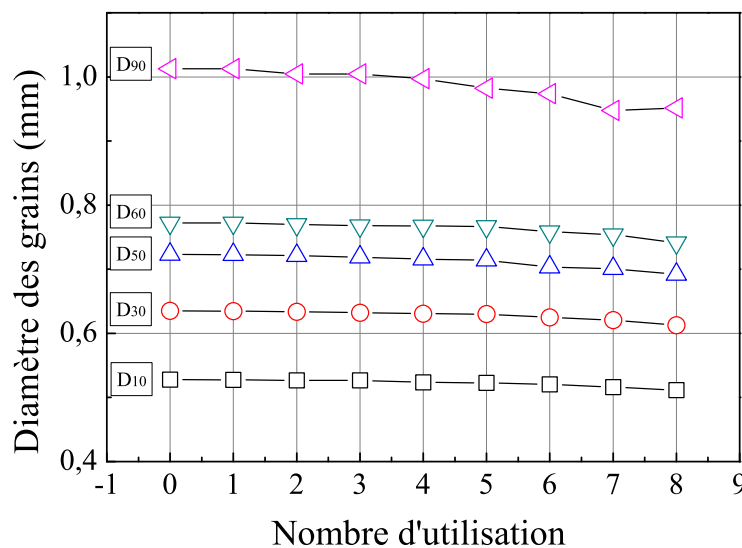


FIG. 4.26 – Evolution des principaux diamètres ( $D_{10}$  à  $D_{90}$ ) en fonction de l'écrasement répété.

Les courbes granulométriques et les distributions du diamètre des grains de chaque essai de la série  $n^{\circ}4'$  sont présentées en annexe E.

## 4.4 Analyse d'image

Comme la méthode granulométrique laser, la méthode d'analyse d'images s'avère être utile pour déterminer les paramètres morphologiques des grains. L'analyse quantitative de cette morphologie a le potentiel de fournir les informations sur l'histoire des grains. Le but de l'analyse d'image est d'évaluer la variabilité des formes des billes de verre avant et après l'écrasement triaxial. Cette analyse permet ainsi de comprendre le comportement des billes de verre.

Dans la littérature, les auteurs Evans et Bens [38] distinguent trois caractéristiques morphologiques. Il s'agit de la forme, de l'angularité et de la texture des grains. L'analyse quantitative de ces paramètres morphologiques est cependant difficile. Les méthodes actuelles, telles que les méthodes visuelles, restent fortement subjectives, figure 4.27. Ces tableaux ont été établis grâce aux observations visuelles et aux mesures manuelles de la forme et de l'angularité des grains. La figure 4.27 présente la classification de Rittenhouse portant principalement sur le "roundness" d'un grain, et la classification de Krumbein portant principalement sur l'angularité d'un grain.

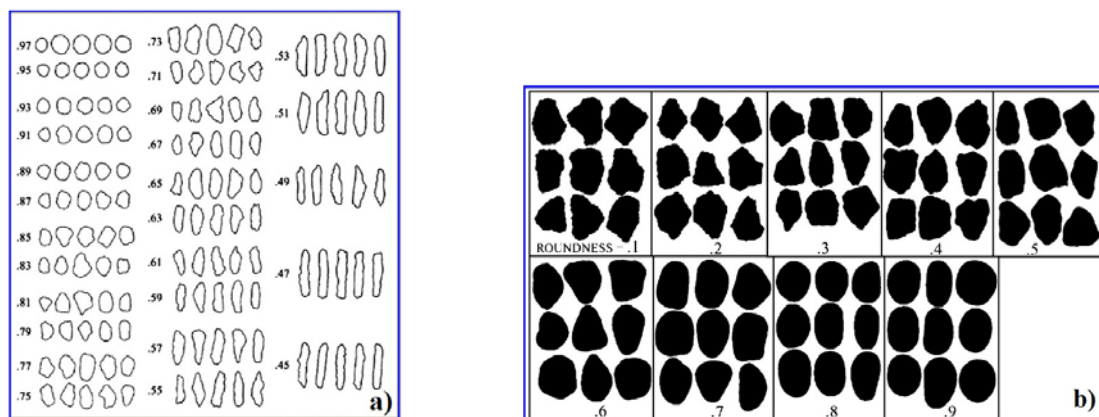


FIG. 4.27 – Tableaux de quantification de la forme des grains par comparaison visuelle avec les grains à analyser. Extrait de Rittenhouse et Krumbein, cité dans les travaux de Al-Rousan et al., [6].

Dans notre étude, nous utilisons les méthodes de quantification de la morphologie par analyses d'images en deux dimensions, proposées par Al-Rousan et al. [6]. Nous remarquons que la méthode d'analyse d'images dépend fortement de la résolution des images. Une image à basse résolution engendre des gros pixels, et donc une modification importante du contour des grains car le contour des grains est de forme "escaliers". C'est pour quoi, nous avons utilisé un appareil photo de haute définition pour capturer des images, en limitant cette modification. Il y a trois méthodes importantes retenues, mentionnées dans le tableau 4.7, au cours notre étude :

Méthodes	Label de méthode d'analyse
Indice de rondeur	$I_R$
Indice de forme	$I_{Fr}$
Indice d'abrasion	$I_{Abr}$

TAB. 4.7 – Les méthodes utilisées pour l'analyse de forme des grains.

#### 4.4.1 Indice de rondeur

Cette méthode consiste à calculer l'indice de rondeur pour la mesure de forme en deux dimensions, [6] [83]. Il est représenté par l'expression suivante :

$$I_R = \frac{S_{Cerde}}{S_{Equivalence(R_p)}} = \frac{A}{\pi\left(\frac{p}{2\pi}\right)^2} = \frac{A}{\frac{p^2}{4\pi}} \quad (4.1)$$

Ici,  $p$  et  $A$  sont le périmètre et l'aire de la section d'une particule de projection en deux dimensions. Une particule de forme circulaire a donc un indice de rondeur égal à 1. Les autres formes ont un indice de rondeur inférieur à 1.

#### 4.4.2 Indice de forme

L'indice de forme est proposé par Masad et al. [4] pour décrire la forme de particule en deux dimensions. C'est un incrément changé de rayon de la particule. L'indice de forme est représenté par l'expression suivante :

$$I_{Fr} = \sum_{\theta=1}^{\theta=360-\Delta\theta} \frac{|R_{\theta+\Delta\theta} - R_{\theta}|}{R_{\theta}} \quad (4.2)$$

Ici,  $\theta$  est l'angle directionnel et  $R_{\theta}$  est le rayon correspondant à l'angle  $\theta$ . On remarque que si la particule est parfaitement ronde, son indice de forme est égal à zéro.

#### 4.4.3 Indice d'abrasion

La technologie d'analyse de l'abrasion est utilisée pour détecter la surface rugueuse des grains, [4]. L'abrasion est bien marquée par des images. Une image peut être changée parce que la surface rugueuse peut être abrasée sous l'action des forces.

L'indice d'abrasion est calculé par l'aire perdue par rapport à l'aire initiale de la particule, représenté par l'expression suivante :

$$I_{Abr} = \frac{A_i - A_f}{A_i} \quad (4.3)$$

Ici,  $A_i$ ,  $A_f$  sont l'aire d'un grain avant et après l'écrasement.

### 4.5 Protocole expérimental d'analyse d'image

Le protocole expérimental d'analyse d'image se décompose en trois étapes. Il consiste d'abord à obtenir une image en deux dimensions des grains de billes de verre. Cette image est ensuite traitée manuellement de manière à obtenir une image de deux couleurs noir

et blanc. Ce traitement manuel est nécessaire car le programme de calcul écrit sous Matlab ne peut que détecter le contour en codant la couleur blanche et noire comme 0 et 1. A partir de cette détection, il va calculer les paramètres morphologiques définis dans le paragraphe 4.4.

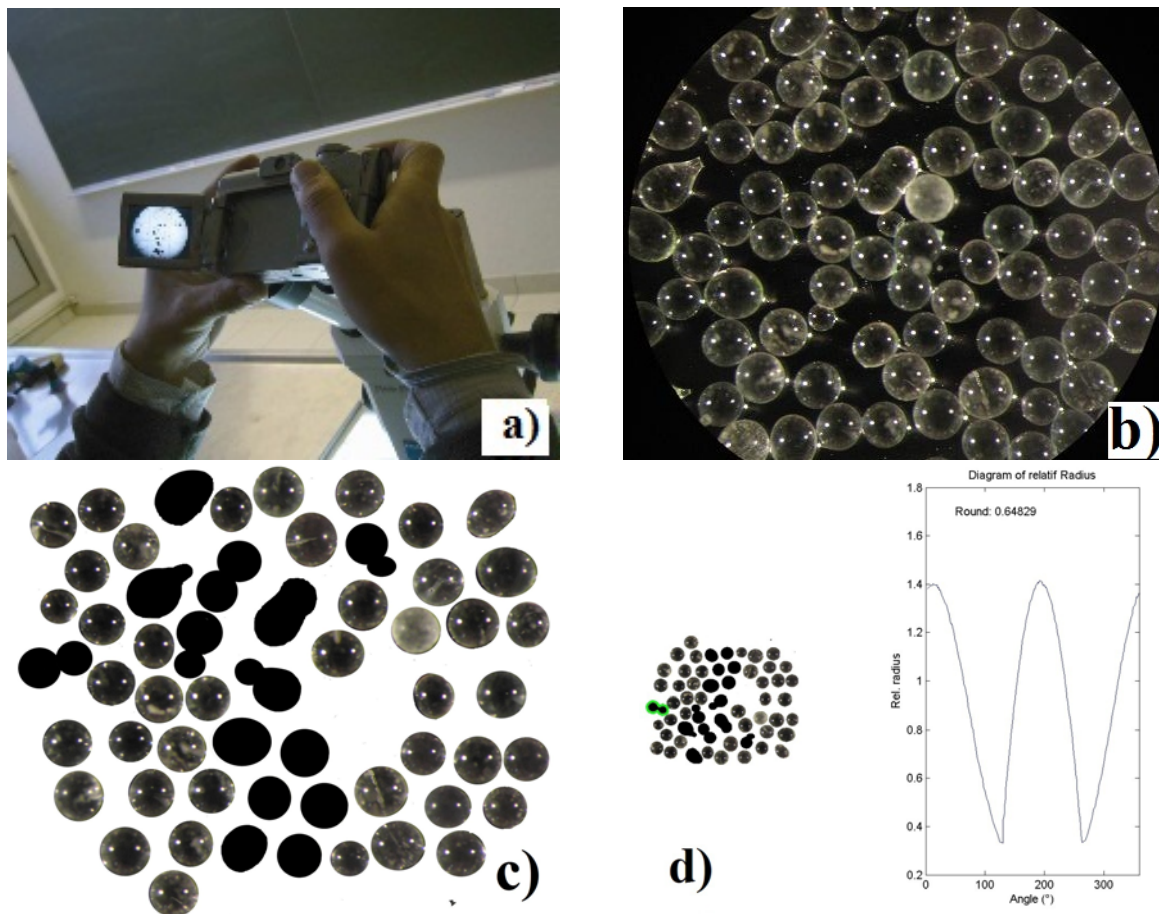


FIG. 4.28 – *Protocole expérimental d'obtention des photos des billes de verre.*

L'obtention d'une image des grains des billes de verre de diamètre moyenne de 7 mm avec une bonne résolution exige un agrandissement visuel de ces grains. Cet agrandissement est réalisé à l'aide d'une loupe binoculaire au laboratoire LSE. Comme les billes de verre sont constituées des matières transparentes, nous n'utilisons pas de solution de rétroéclairage usuellement utilisée à cet effet. Cette solution aurait créé des zones lumineuses avec une forte tension au contour des grains transparents comme les billes de verre. Ceci influence la détermination du contour des grains. Par contre, l'éclairage latéral par deux lampes opposées s'avère une bonne méthode pour éviter la diffraction et la réflexion de la lumière sur les billes de verre. La tension de la lumière est réglée de manière à éviter les ombres portées pour obtenir une image nette. L'appareil photo est plaqué sur un des oculaires, afin de prendre une image, figure 4.28a et b. Elle va être retouchée manuellement en supprimant les éléments parasites, le contour noir de l'oculaire pour obtenir une image de deux couleurs noire et blanche. La couleur du fond est blanche et la couleur des grains est noire, figure 4.28c. L'image traitée est utilisée comme entrée d'un code de

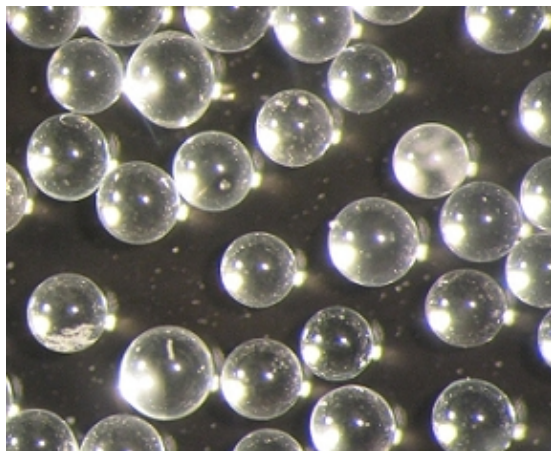


calcul Matlab. La figure 4.28d présente un exemple de grain de bille dont le contour a été délimité, et pour lequel la fonction de l'indice de forme a été définie.

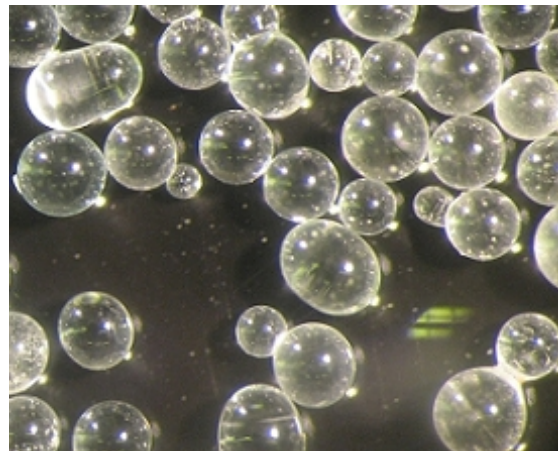
## 4.6 Analyse et évaluation des résultats

### 4.6.1 Evaluation visuelle

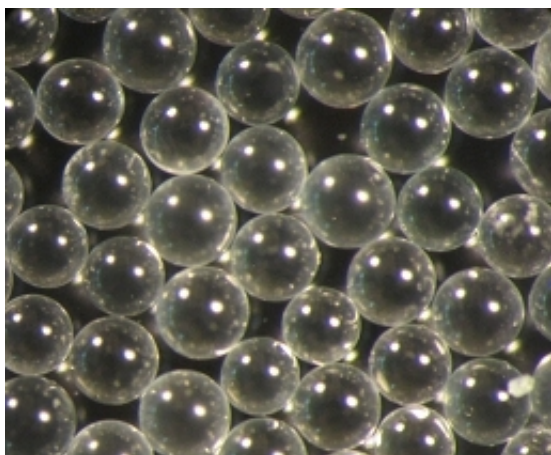
Nous évaluons visuellement le changement de forme d'un échantillon ayant environ  $5,25 \cdot 10^5$  particules de billes de verre. A l'état neuf, les particules de billes de verre sont parfaitement rondes. A l'état usé, nous constatons que d'autres formes des billes apparaissent. La figure 4.29 présente les images des billes de verre à l'état neuf et à l'état usé après la huitième utilisation. Les images des billes neuves à gauche indiquent pratiquement des billes rondes. Par contre, plusieurs formes de billes apparaissent dans les images des billes usées. Il y a des petites billes, de billes allongées, des billes collées et des billes fusionnées par rapport à la forme normalement ronde de l'état initial.



(a) Images des billes neuves N=0 - Série n°4



(b) Images des billes usées N=8 - Série n°4



(c) Images des billes neuves N=0 - Série n°4'



(d) Images des billes usées N=8 - Série n°4'

FIG. 4.29 – *Comparaison visuelle entre billes neuves et billes usées*

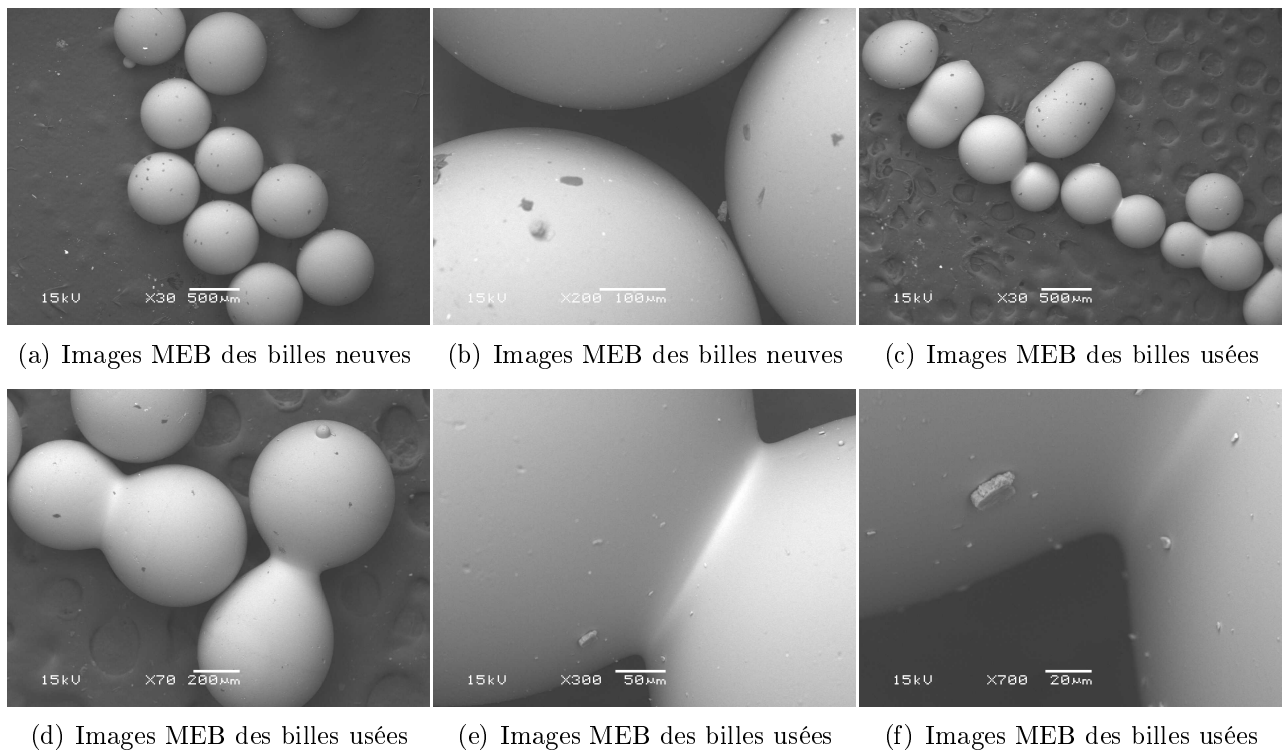


FIG. 4.30 – Quelques images des billes de verre  $700 \mu m$  au MEB à l'état initial et à l'état usée  $N=8$ .

La figure 4.30 présente quelques images des billes de  $700 \mu m$  réalisées à l'Institut de Recherche en Génie Civil et Mécanique à l'École Centrale Nantes au microscope électronique par C. Dano. La figure 4.30a montre les billes neuves, pratiquement rondes, avec un agrandissement en figure 4.30b indiquant une surface lisse. Une étude plus poussée de l'état de surface des billes dépasse largement le cadre de notre travail. La figure 4.30c montre une collection des billes usées après la huitième compression avec des formes surprenantes. De gauche à droite, nous avons le début de l'ovalisation, la fusion probablement complète entre deux billes dont la forme initialement sphérique reste visible, le début de la fusion avancée avec la présence d'une bille neuve sphérique pour comparaison. L'agrandissement des deux derniers doublets en bas à droite est montré dans la figure 4.30d avec le début de soudage entre une bille ronde et une bille ovalisée légèrement. Les deux dernières figures 4.30e et f agrandissent fortement (700 fois) le joint de raccordement avec une continuité des surfaces des billes.

Une analyse supplémentaire des spectres, figure 4.31, au laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes (LTDS) à l'École Centrale de Lyon, confirme que le joint de raccordement entre deux billes est constitué de même matière que ces billes, principalement sodo-calcique. Notons finalement l'état permanent des joints des billes puisqu'il est difficile de séparer mécaniquement deux billes collées ou fusionnées, et qu'il n'existe pas de collection de trois billes ou plus collées.

L'apparition des autres formes de billes ne peut être expliquée que par l'écrasement

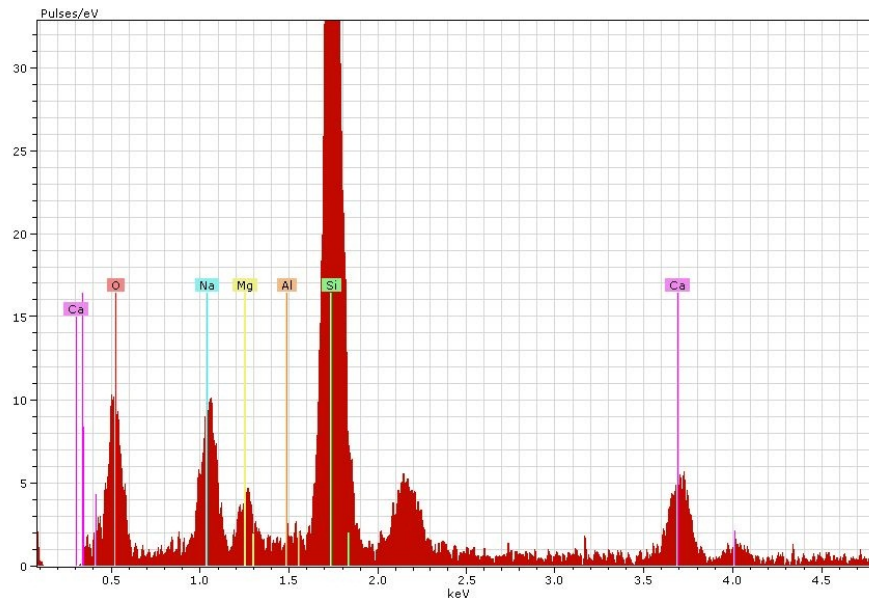
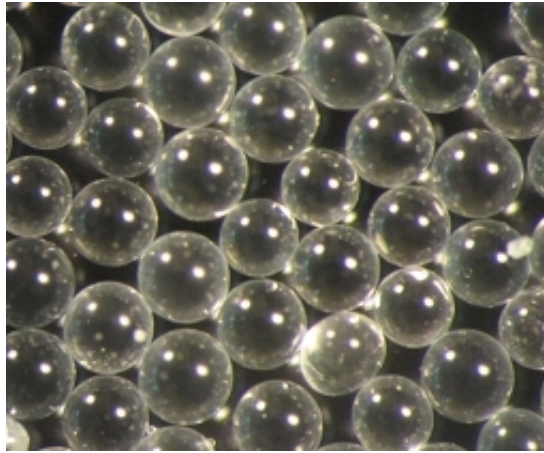
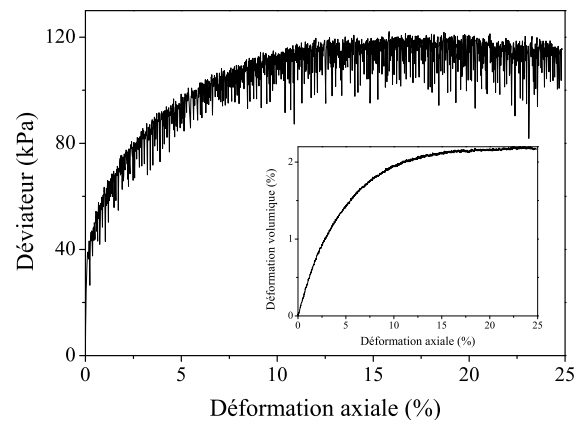


FIG. 4.31 – *Analyse des spectres des billes de verre.*

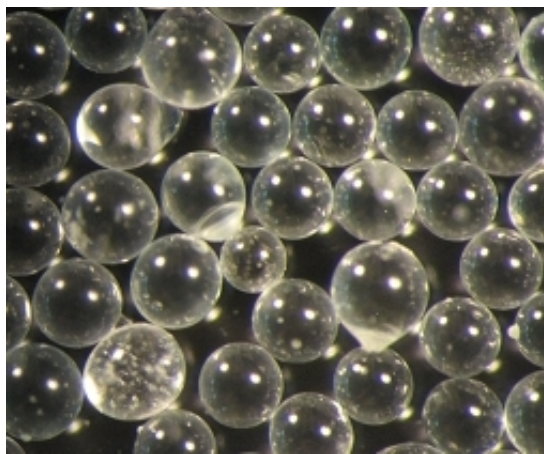
entre particules au cours de l'essai. Notons que nous n'avons pas vu de cassure ou de rupture de billes après l'écrasement mais une forme proche de frittage ou fusion. Ici, la forme devient soit réduite, soit allongée, soit fusionnée entre deux ou plusieurs particules, soit autre. Les figures 4.32, 4.33 représentent simultanément le changement de forme des grains et leur réponse mécanique en fonction du nombre d'utilisations. Les chutes de déviateur disparaissent peu à peu selon le nombre d'utilisations. Il apparaît aussi en même temps de nouvelles formes de particules. Quelle est la relation entre la forme et la grandeur des stick-slips? Existe-t-il d'autres facteurs qui influencent la disparition des stick-slips? Nous abordons une étude détaillée dans les sections suivantes pour répondre à ces questions.



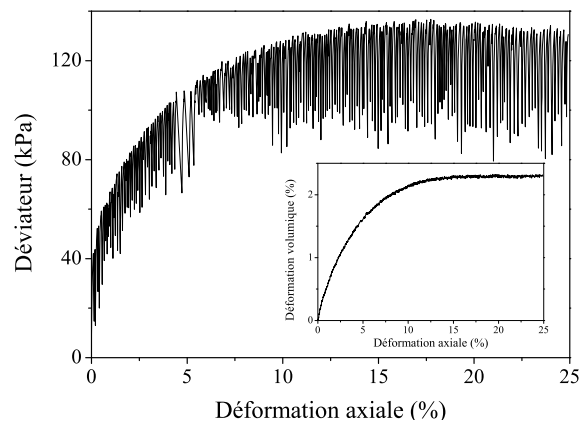
(a) Images des billes (N=1)



(b) Aspect mécanique (N=1)



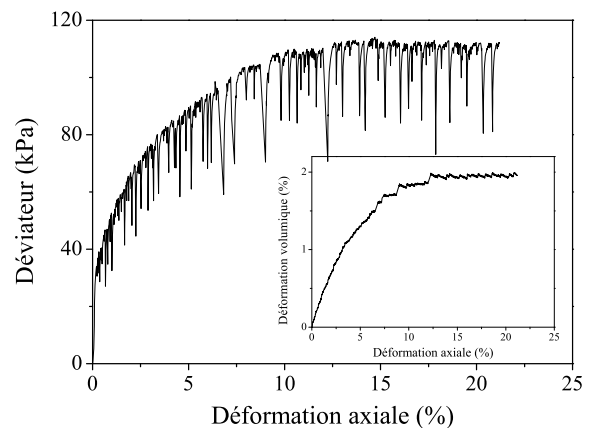
(c) Images des billes (N=3)



(d) Aspect mécanique (N=3)

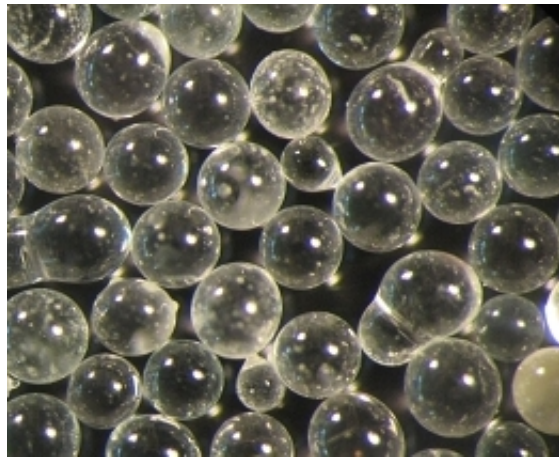


(e) Images des billes (N=5)

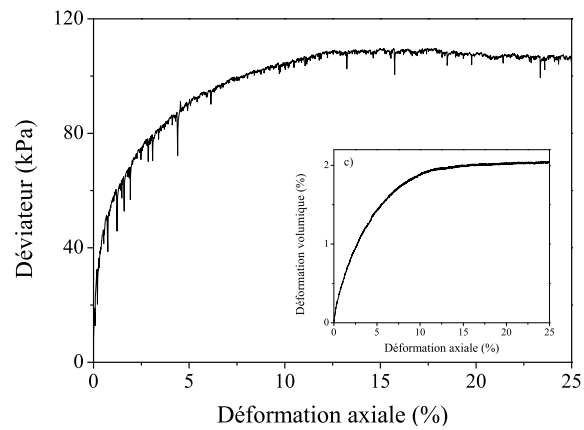


(f) Aspect mécanique (N=5)

FIG. 4.32 – *Changement de forme des grains et sa réponse mécanique en fonction du nombre d'utilisations.*



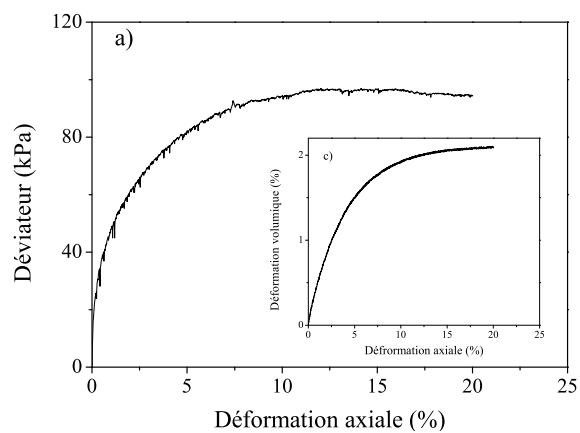
(a) Images des billes (N=7)



(b) Aspect mécanique (N=7)



(c) Images des billes (N=8)



(d) Aspect mécanique (N=8)

FIG. 4.33 – *Changement de forme des grains et sa réponse mécanique en fonction du nombre d'utilisations*

#### 4.6.2 Classement des formes observées

Les observations visuelles aux microscopes binoculaires et au MEB nous a fourni une première classification visuelle de la forme des billes usées et modifiées par une simple compression triaxial, en cinq formes possibles, notés de F1 à F5. Notons que ces billes restent lisses, pratiquement aucune angularité ou cassure. L'indice de rondeur  $I_R$ , nous permet d'évaluer automatiquement la forme des billes présentées dans les images prises aux microscopes binoculaires.

La figure 4.34 associe les cinq formes visuelles et leurs indices  $I_R$  variant de 0,5 à 1,0. Chacun des formes proposées est identifiable par son propre  $I_R$ , fournissant un moyen simple d'identification et de comptabilité automatique. La figure 4.36 donne un exemple de calcul de  $I_R$  pour chacun des cinq formes.

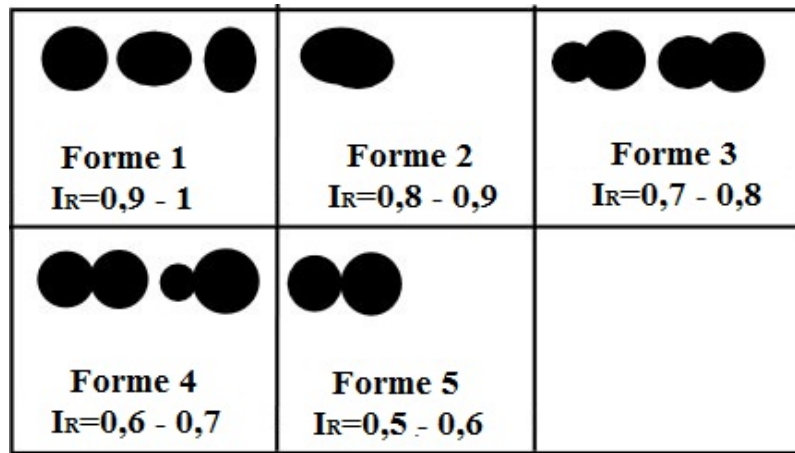


FIG. 4.34 – *Évaluation des billes de verre en fonction de l'indice de rondeur,  $I_R$ .*

### 4.6.3 Analyse de forme

Pour évaluer la forme des particules dans un échantillon, nous analysons statistiquement, avec quinze images, les indices  $I_R$ ,  $I_{Fr}$ , et  $I_{Abr}$  qui sont calculés automatiquement selon les formules établies ci-dessus.

Les figures suivantes mentionnent quelques formes de particule dans un échantillon de billes neuves et de billes usées. La figure 4.35 montre que l'indice  $I_{Fr}$  de l'ensemble de billes neuves est autour de 1 (de 0,9 à 1,1). C'est-à-dire que le diamètre de particule en fonction de l'angle  $\theta$  a presque de la même valeur. Autrement dit, les particules de billes de verre sont considérées comme les particules rondes, car l'indice de rondeur de particule change de 0,95 à 1,15. Une particule particulière mentionnée dans la figure 4.35b a un indice de rondeur égal à 0,96.

Par contre, la figure 4.35c représente plusieurs formes de particule après la huitième compression. L'indice de forme  $I_{Fr}$  change dans un grand intervalle de 0,2 à 1,8. L'indice de rondeur varie de 0,52 à 0,97. Un exemple type d'analyse de figure 4.35d montre une particule déformée avec  $I_R = 0,799$ .

La figure 4.36 montre les formes possibles de particule. Au fur et à mesure des essais, les particules se déforment. Ici, nous classifions la forme selon la diminution de l'indice de rondeur  $I_R$ , même signification que l'augmentation de l'indice de forme  $I_{Fr}$ .

Pour bien évaluer le changement de forme entre deux états de billes neuves et billes usées, nous effectuons une analyse statistique de quinze photos contenant environ 1200 grains pour billes neuves et 900 grains pour billes usées. Ce nombre de grains correspond seulement à 0,228% et 0,171.10% des grains de l'échantillon, ce qui n'est pas forcément représentatif de l'état de l'échantillon. Néanmoins, nous pouvons considérer les résultats d'analyse comme ceux d'une étude préliminaire. Les tableaux 4.8, 4.9, 4.10, 4.11 et 4.12 récapitulent les valeurs de calcul des formes des grains dans chaque échantillon. Ici,  $\langle I_R \rangle$  et  $\langle A \rangle$  sont les valeurs moyennes de l'indice de rondeur et de l'aire en pixel de l'ensemble des grains dans un échantillon. Nb est le nombre de grains dans un échantillon. Le pour-

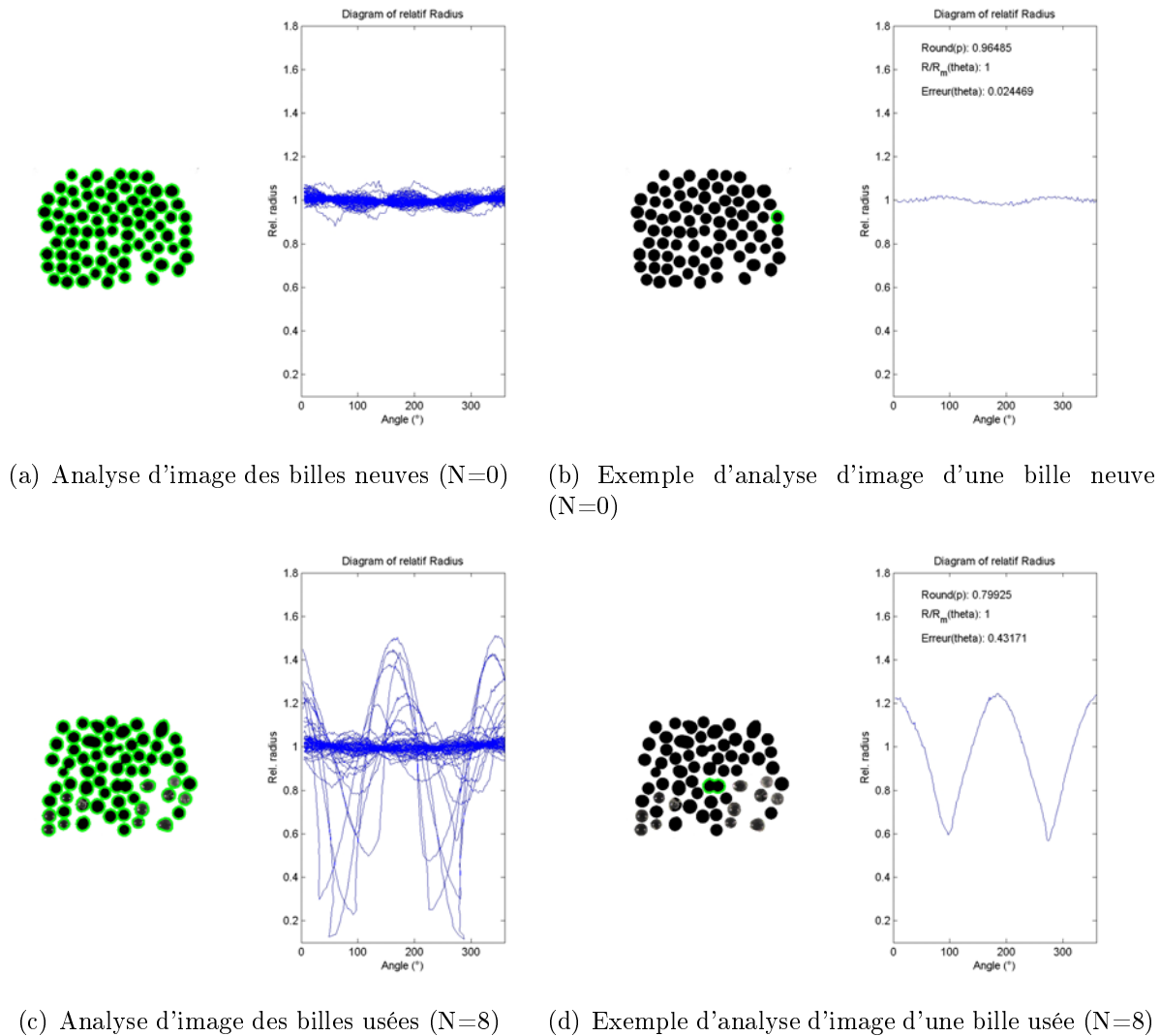


FIG. 4.35 – Analyse de contour des billes de verre,  $I_{Fr}$ .

centage de chacun des cinq formes est récapitulé dans la dernière ligne de ces tableaux et regroupé ensemble dans le tableau 4.13.

Les figures 4.37 et 4.38 présentent l'évolution de la forme de grains en fonction du nombre d'utilisations. On constate que la grandeur et le nombre de forme augmentent après chaque utilisation. Pour les billes de verre neuves, les billes de forme ronde ou peu ovale occupent environ 98,71 % de l'ensemble des billes, et le reste est de la forme ovale (1,29 %). Les grains se déforment au fur et à mesure suivant le nombre d'utilisations. A l'état des billes usées (N=8), la forme ronde et peu ovale reste seulement à 81,47 % par rapport à 98,71 % pour les billes neuves. Il y a d'autres formes égales à  $100\% - 81,5\% = 18,5\%$  qui sont créés au cours de cisaillement. Ce sont environ 6 % de forme ovale, 3,68 % de forme fusionnée, 2,47 % de forme à l'état en contact et 6,61 % de forme dans laquelle les deux particules se touchent simplement, et il est possible de les séparer.

La figure 4.39 montre la différence importante entre billes neuves et billes usées selon l'indice de rondeur. Un grand écart-type de billes usées montre les grains non-uniformes.

N° échan.	Nb Total	Nb For.1	Nb For.2	Nb For.3	Nb For.4	Nb For.5	$\langle I_R \rangle$	Ec-ty	$\langle A \rangle$ (pixel <sup>2</sup> )	Ec-ty (pixel <sup>2</sup> )
1	80	80	0	0	0	0	0,966	0,010	17442	2006
2	74	74	0	0	0	0	0,969	0,005	17711	2809
3	78	78	0	0	0	0	0,961	0,012	18157	2687
4	75	71	4	0	0	0	0,936	0,042	17595	2626
5	75	73	2	0	0	0	0,962	0,018	17692	2672
6	82	82	0	0	0	0	0,964	0,011	17492	2422
7	78	78	0	0	0	0	0,967	0,007	17671	2682
8	79	79	0	0	0	0	0,962	0,013	17542	2422
9	77	76	1	0	0	0	0,946	0,022	17672	2382
10	77	76	1	0	0	0	0,963	0,028	17845	2108
11	75	74	1	0	0	0	0,964	0,017	17345	2314
12	80	80	0	0	0	0	0,963	0,011	17543	2145
13	79	78	1	0	0	0	0,965	0,007	17654	2213
14	79	77	2	0	0	0	0,966	0,013	17657	2431
15	79	76	3	0	0	0	0,947	0,023	17654	2456
Moyenne	77,8	76,8	1				0,960	0,017	17645	2484
Pourcentage %		98,71	1,29	0	0	0				

TAB. 4.8 – Tableau statistique du nombre des grains de chaque forme, de l'indice de rondeur moyen et de l'aire moyenne d'un grain dans chaque échantillon de billes neuves,  $N=0$ .

N° échan.	Nb Total	Nb For.1	Nb For.2	Nb For.3	Nb For.4	Nb For.5	$\langle I_R \rangle$	Ec-ty	$\langle A \rangle$ (pixel <sup>2</sup> )	Ec-ty (pixel <sup>2</sup> )
1	78	74	3	0	0	1	0,936	0,039	17242	2316
2	80	77	2	0	0	1	0,932	0,048	17262	2221
3	76	73	1	0	0	2	0,918	0,055	17223	2129
4	80	76	3	0	0	1	0,921	0,048	17095	2403
5	82	79	1	0	1	1	0,920	0,045	16987	2576
Moyenne	79,2	75,8	2	0	0,2	1,2	0,925	0,046	17162	2329
Pourcentage %		95,70	2,52	0	0,25	1,53				

TAB. 4.9 – Tableau statistique du nombre des grains de chaque forme, de l'indice de rondeur moyen et de l'aire moyenne en pixel de l'ensemble des grains dans chaque échantillon de billes  $N=3$

N° échan.	Nb Total	Nb For.1	Nb For.2	Nb For.3	Nb For.4	Nb For.5	$\langle I_R \rangle$	Ec-ty	$\langle A \rangle$ (pixel <sup>2</sup> )	Ec-ty (pixel <sup>2</sup> )
1	74	67	3	0	2	2	0,867	0,082	17032	2806
2	75	69	4	0	1	1	0,885	0,060	16987	2809
3	76	71	2	0	0	3	0,841	0,079	17254	2787
4	71	65	3	0	1	2	0,879	0,076	16965	2826
5	79	70	3	1	1	4	0,839	0,096	17056	2972
Moyenne	75	68,4	3	0,2	1	2,4	0,862	0,079	17095	2840
Pourcentage %		91,2	4,00	0,27	1,33	3,20				

TAB. 4.10 – Tableau statistique du nombre des grains de chaque forme, de l'indice de rondeur moyen et de l'aire moyenne en pixel de l'ensemble des grains dans chaque échantillon de billes  $N=5$



N° échan.	Nb Total	Nb For.1	Nb For.2	Nb For.3	Nb For.4	Nb For.5	$\langle I_R \rangle$	Ec-ty	$\langle A \rangle$ (pixel <sup>2</sup> )	Ec-ty (pixel <sup>2</sup> )
1	72	60	4	3	1	4	0,754	0,095	16842	2906
2	70	59	3	1	4	3	0,763	0,098	16611	2809
3	78	67	2	2	3	2	0,774	0,080	16557	3187
4	70	61	4	1	2	2	0,776	0,075	17295	2826
5	75	63	2	3	3	4	0,752	0,102	16692	3272
Moyenne	73	62	3	2	2,6	3	0,764	0,142	16779	3000
Pourcentage %		85,3	4,13	2,75	3,58	4,14				

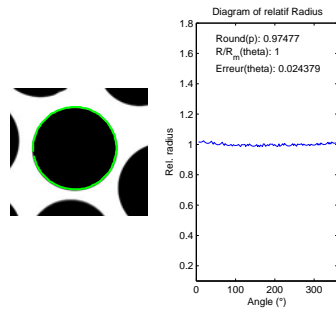
TAB. 4.11 – *Tableau statistique du nombre des grains de chaque forme, de l'indice de rondeur moyen et de l'aire moyenne en pixel de l'ensemble de grains dans chaque échantillon de billes N=7*

N° échan.	Nb Total	Nb For.1	Nb For.2	Nb For.3	Nb For.4	Nb For.5	$\langle I_R \rangle$	Ec-ty	$\langle A \rangle$ (pixel <sup>2</sup> )	Ec-ty (pixel <sup>2</sup> )
1	63	50	4	1	3	5	0,743	0,107	16570	3309
2	63	51	3	2	3	4	0,749	0,117	15989	3496
3	62	51	4	3	1	3	0,759	0,101	16432	2945
4	64	52	5	2	1	4	0,746	0,108	16543	2919
5	62	52	3	1	2	4	0,736	0,112	16345	2954
6	61	51	4	2	1	3	0,758	0,104	16786	3413
7	60	51	3	2	1	3	0,763	0,100	16234	3543
8	63	52	3	2	2	4	0,753	0,113	16743	3413
9	62	53	3	3	1	2	0,767	0,090	16345	3543
10	63	52	4	3	1	3	0,760	0,100	16731	3342
11	64	51	4	3	2	4	0,741	0,096	16342	3356
12	64	53	3	3	1	4	0,756	0,109	16783	3351
13	69	52	3	4	4	6	0,758	0,102	16432	3541
14	64	51	5	2	2	4	0,741	0,112	16452	3315
15	63	52	3	2	1	5	0,742	0,117	16734	3415
Moyenne	63,33	51,6	3,8	2,33	1,73	3,87	0,747	0,173	16498	3324
Pourcentage %		81,47	6,00	3,68	2,74	6,11				

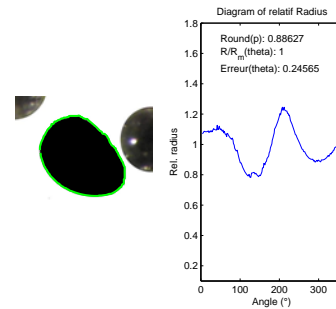
TAB. 4.12 – *Tableau statistique du nombre des grains de chaque forme, de l'indice de rondeur moyen et de l'aire moyenne en pixel de l'ensemble des grains dans chaque échantillon de billes usées N=8*

Ech.	For.1 (%)	For.2 (%)	For.3 (%)	For.4 (%)	For.5 (%)	$\langle I_R \rangle$	Ec-ty	$\langle A \rangle$ (pixel <sup>2</sup> )	Ec-ty (pixel <sup>2</sup> )
N <sub>v</sub> -N=0	98,71	1,29	0	0	0	0,960	0,017	17645	2484
N=3	95,70	2,52	0	0,25	1,53	0,925	0,055	17162	2329
N=5	91,20	4,00	0,27	1,33	3,20	0,862	0,079	17059	2840
N=7	85,3	4,13	2,75	3,58	4,14	0,764	0,1427	16779	3000
U <sub>s</sub> -N=8	81,47	6,00	3,68	2,74	6,11	0,747	0,173	16498	3324

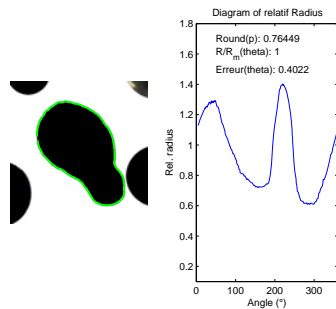
TAB. 4.13 – *Evolution de la forme, de l'indice de rondeur moyen et de l'aire moyenne en pixel de l'ensemble de grains pour les quinze échantillons de billes neuves et de billes usées*



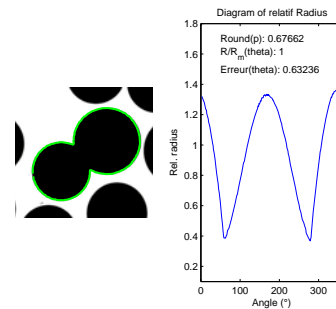
(a) Forme 1 - ronde



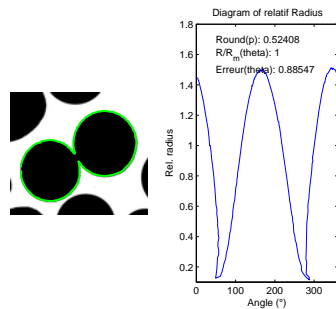
(b) Forme 2 - ovale



(c) Forme 3 - fusion



(d) Forme 4 - contact 1



(e) Forme 5 - contact 2

FIG. 4.36 – Classification des billes en fonction de  $I_R$

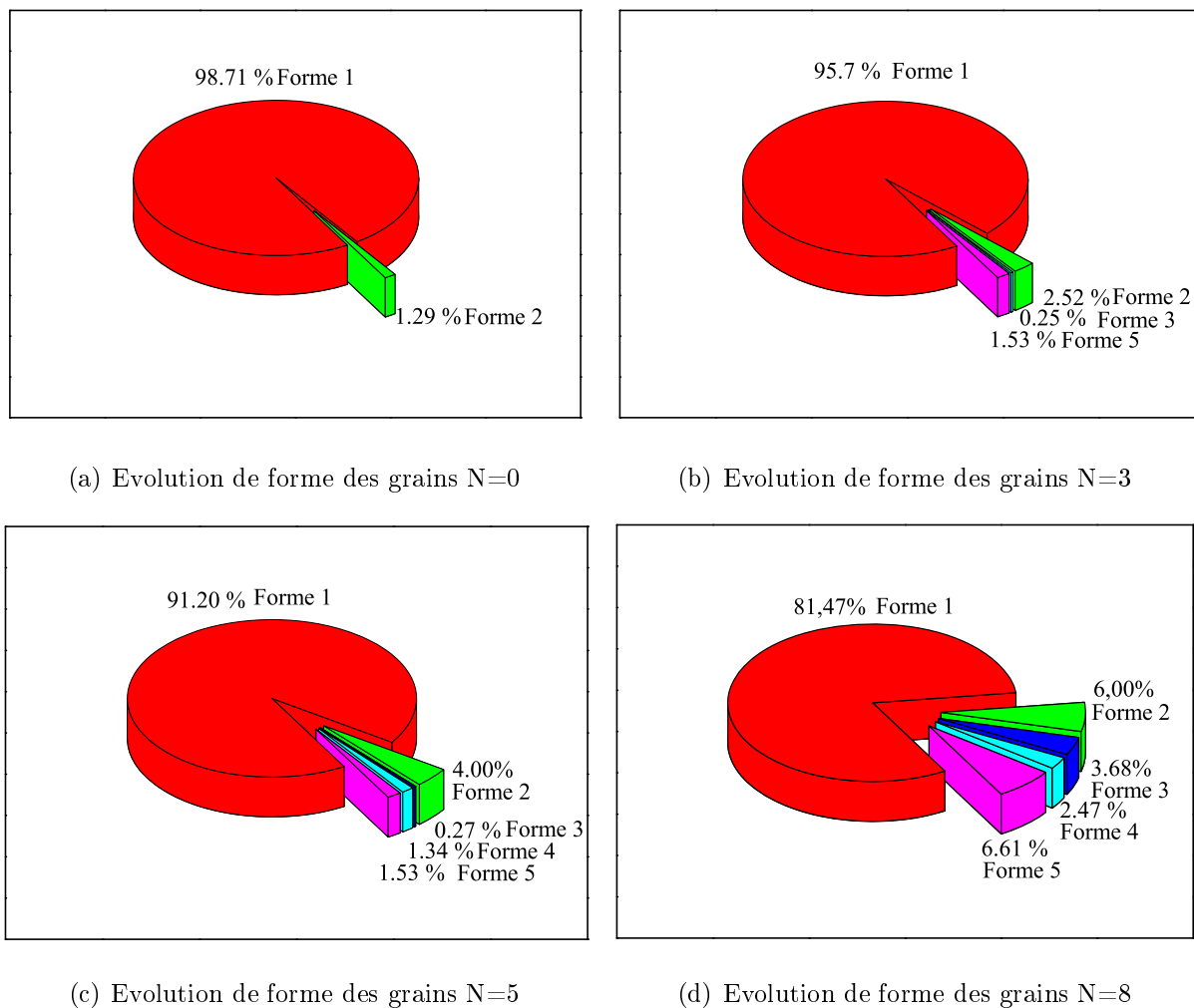


FIG. 4.37 – Evolution de forme des grains

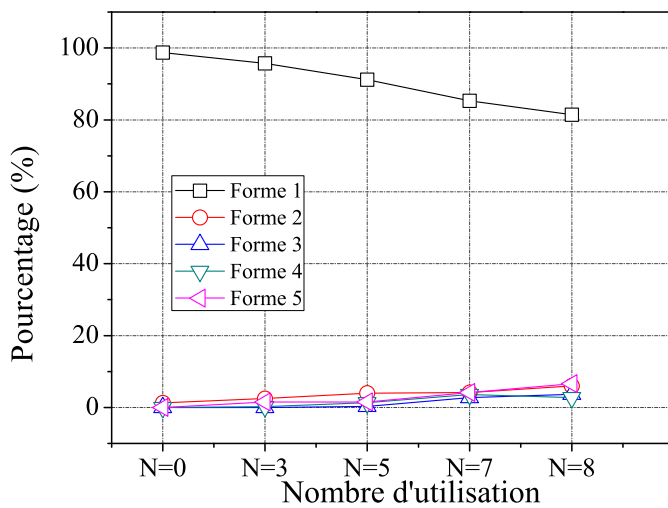


FIG. 4.38 – Evolution de forme des grains

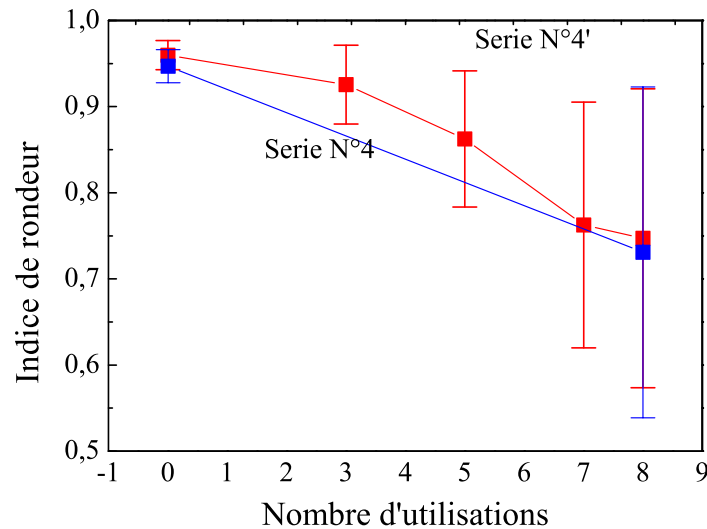


FIG. 4.39 – Evolution de l'indice de rondeur des "billes de verre" en fonction du nombre d'utilisations

#### 4.6.4 Analyse d'abrasion

Dans la section de la granulométrie laser 4.3.5, nous avons montré une diminution du diamètre moyen des grains à l'état usé ( $N=8$ ) par rapport à l'état initial ( $N=0$ ). Cela explique la présence des petites billes dans les photos de billes de verre à l'état usé.

Dans cette section, nous utilisons la technologie de l'analyse d'image pour déterminer l'abrasion des billes de verre. Sous l'action des forces locales, les billes se déforment sous plusieurs formes différentes comme rondes, ovales, en numéro huit, ou quelques autres formes. Ici, nous concentrons l'analyse d'abrasion sur les billes rondes ou ovales. Le tableau 4.13 nous montre que le nombre de ces billes correspondant à la forme 1 occupe 81,47% par rapport au nombre total des grains dans l'échantillon pour  $N=8$ . Dans ce nombre de grains, il y a des billes rondes ou ovales de même diamètre ou de diamètre inférieur au diamètre initial. La courbe granulométrique laser montre aussi qu'il existe des petites billes dans l'échantillon initial. Donc, il est très difficile de donner les hypothèses de bases pour calculer les billes d'abrasion. C'est pourquoi, nous calculons l'indice d'abrasion selon la définition 4.3.

Les tableaux 4.8; 4.9; 4.10; 4.11 et 4.12 présentent les résultats calculés de l'aire moyenne de grains de quinze échantillons. Pour les échantillons des billes usées, nous ne calculons que l'aire moyenne des billes de forme 1. Les autres formes des billes se composent d'au moins de deux billes. Donc, l'aire du grain de ces formes est toujours plus grande que celle du grain séparé.

D'après la formule 4.3, nous aurons :

$$I_{Abr} = \frac{A_i - A_f}{A_i} = \frac{17645 - 16489}{17645} 100 = 6,32\% \quad (4.4)$$

Identiquement, nous pouvons calculer l'indice d'abrasion pour les billes ayant le nombre d'utilisations  $N=3, 5, 7$ . Nous aurons le tableau 4.14 suivant :

nombre d'utilisations	L'indice d'abrasion
N <sub>v</sub> -N=0	0(%)
N=3	2.73(%)
N=5	3.32(%)
N=7	4.9(%)
U <sub>s</sub> -N=8	6.32(%)

TAB. 4.14 – Evolution de l'indice d'abrasion,  $I_{Abr}$  en fonction du nombre d'utilisation

Suite les résultats granulométriques dans la section 4.3.5, on peut calculer approximativement la variation de l'aire d'une particule en acceptant la section des particules restée circulaire. La formule de calcul de cette variation est donnée par l'équation suivante :

$$I_{Laser} = \frac{A_i - A_f}{A_i} = \frac{D_i^2 - D_f^2}{D_i^2} \quad (4.5)$$

Ici,  $D_i$  et  $D_f$  sont les diamètres avant et après l'écrasement. Le tableau 4.15 récapitule les résultats des calculs de variation de l'aire des particules correspondant aux diamètres  $D_{10}$ ,  $D_{30}$ ,  $D_{50}$ ,  $D_{60}$ ,  $D_{90}$ . En comparant le résultat obtenu par la méthode de granulométrie laser et celui de la méthode d'analyse d'images, nous trouvons que ces deux résultats sont quasiment similaires, figure 4.40.

N	$I_{Laser-D_{10}}$	$I_{Laser-D_{30}}$	$I_{Laser-D_{50}}$	$I_{Laser-D_{60}}$	$I_{Laser-D_{90}}$	$\langle I_{Laser} \rangle$
0-1	0,1326	0,0346	0,0304	0,0311	0,0177	0,0493
0-2	0,3898	0,2991	0,5304	0,6205	1,5835	0,6846
0-3	0,4541	0,7515	1,1282	1,1542	1,5854	1,0147
0-4	1,6638	1,2562	1,4113	1,2726	3,0630	1,7334
0-5	1,9192	1,5158	1,5678	1,4192	5,8928	2,4629
0-6	2,8587	3,0604	3,3924	3,4757	7,5559	4,0686
0-7	4,4318	4,4081	4,6635	4,7032	12,4178	6,1249
0-8	6,1243	6,8137	7,4307	7,8644	11,7345	7,9935

TAB. 4.15 – Tableau récapitulatif des variations de l'aire des particules de la série d'essais répétitifs n°4'.

La figure 4.40 présente les résultats obtenus par deux méthodes de granulométrie laser et d'analyse d'image sur deux séries d'essais N°4 et N°4'. Ceci montre une bonne corrélation entre ces deux méthodes.

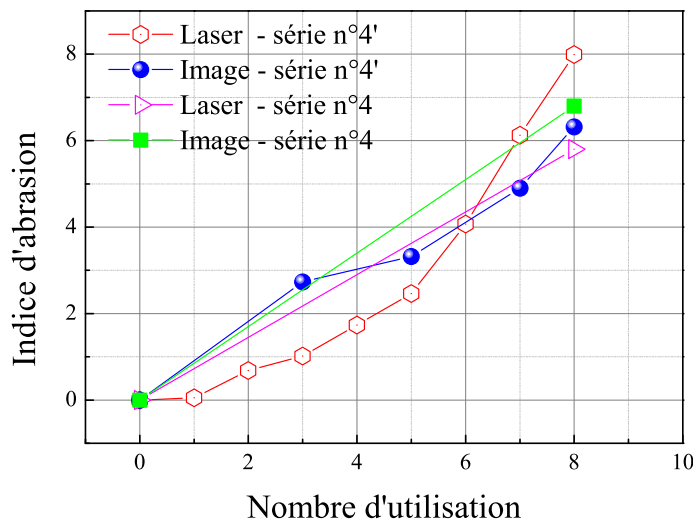


FIG. 4.40 – Evolution de l'indice d'abrasion des "billes de verre" en fonction du nombre d'utilisations

#### 4.6.5 Conclusions

A l'appareil triaxial classique, les frottements saccadés disparaissent au-delà d'une vitesse d'écrasement axiale critique, fonction des contraintes de confinement. Cette disparition est également constatée avec l'écrasement répété du même échantillon de  $700\ \mu\text{m}$ , de même densité initiale de fabrication (-57 à -110 % de  $D_r$ ), de même contrainte de confinement (100 kPa) et de même vitesse d'écrasement (0,2 mm/min).

Le suivi par l'analyse granulométrique par laser des matériaux immédiatement après l'écrasement, combiné avec l'analyse d'image en fonction de trois indices de rondeur  $I_R$ , de forme  $I_F$  et d'abrasion  $I_A$  montrent que la disparition des frottements saccadés est liée à l'apparition des billes plus petites et polydisperses et également à l'apparition de quatre nouvelles formes non-rondes des billes. Ces paramètres permettent de suivre l'évolution de la forme des billes au fur et à mesure de l'écrasement répété avec nombre d'utilisations  $N$ .

Pour une même masse des billes de verre et avec la même méthode de fabrication, les billes se densifient et l'indice des vides à la fabrication  $e_o$  et au départ d'écrasement  $e_c$  diminuent linéairement avec  $N$ , tout en étant très lâche. Cette densification est liée probablement au changement de la forme des billes.

- 1) Quel que soit le nombre d'écrasement, le matériau modèle a toujours une cohésion nulle. Le pseudo angle de frottement intergranulaire passe par un maximum de  $24^\circ 3$  à la quatrième compression triaxiale et diminue régulièrement ensuite, ce qui contredit l'intuition liée à la densification. Néanmoins, le déclenchement du premier frottement saccadé se produit toujours pour le même angle de frottement mobilisé à  $13^\circ 2 \pm 1^\circ 4$ .
- 2) L'analyse granulométrique pour laser montre une diminution régulière de  $D_{50}$ , passant de  $723\ \mu\text{m}$  des billes neuves à  $696\ \mu\text{m}$  à la huitième utilisation, soit une réduction

tion de 3,7%. Elle montre une disparition progressive des grosses billes (-1,3% des billes de 1259  $\mu m$ ) et une augmentation continue des billes moyennes (+1,4% des billes de 631  $\mu m$ ).

- 3) L'apparition accélérée de nouvelles formes des billes avec  $N$ . Quatre nouvelles formes se sont créées, caractérisées par  $I_R$  de 0,6 à 0,9. A la disparition des frottements saccadés au huitième écrasement, 18, 5% des billes sont déformées dont plus de la moitié est de formes 2 et 3, ovalisées ou fusion de deux billes. L'analyse par  $I_A$  corrobore l'apparition des nouvelles formes.
- 4) L'amplitude moyenne de déviateur  $\langle \Delta q \rangle$ , l'intermittence moyenne de déformation axiale  $\langle \Delta \varepsilon_1 \rangle$ , l'amplitude moyenne de déformation volumique  $\langle \Delta \varepsilon_v \rangle$ , de même que le module d'Young moyen diminuent régulièrement avec  $N$ , après passant par un maximum à la quatrième compression triaxiale.

Les figures montrent des fusions partielles et totales entre deux billes de verre en compression triaxiale, ce qui ressemble au frittage entre deux grains solides. Est-il possible de fusionner deux grains solides sous faible pression (100 kPa) et à température ambiante (25°C)? Quel est le rôle exact de l'eau, désaérée et déminéralisée, dans ce processus de fusion? Ces questions dépassent largement le cadre actuel de nos études.

---

## Chapitre 5

# Comportement des billes de verre sèches à l'appareil "triaxial de précision"

### 5.1 Introduction

Ce chapitre présente la série d'essais préliminaires à l'état sec de densité moyenne  $D_r = 38 - 47\%$  à l'appareil triaxial de précision. Il s'attache à décrire le comportement global des assemblages des billes de verre à l'état sec. La vérification du système de mesure et de l'homogénéité de l'échantillon est aussi abordée. La validation du système de mesure interne et l'analyse des résultats expérimentaux par le système de mesure interne et externe sont exploitées.

Le comportement en petites déformations fait l'objet d'une étude au travers des essais de la série  $n^{\circ}5$ . Deux types d'essais statiques et dynamiques sont proposés en déterminant le module élastique du matériau. Une revue des facteurs d'influence du comportement en petites déformations est également discutée avec des résultats obtenus.



## 5.2 Rappel des outils d'investigation en petites déformations

L'appareil triaxial classique présente une limite de précision de la déformation axiale à quelques  $10^{-4}$  m/m. Dans ce cas, les mesures de déformations sont effectuées sur la globalité de l'échantillon et sont généralement erronées en raison des effets de bords (effets parasites de pénétration de la membrane, de friction en pied et en tête de l'échantillon...). De plus, les mesures globales sont inappropriées aux études dans le domaine des petites déformations, car elles utilisent des capteurs de déplacement de grande étendue de mesure. Ensuite, l'appareil triaxial classique est de type à barres externes et démontables : un défaut d'alignement entre l'axe de chargement et l'échantillon génère également des incertitudes sur la mesure des contraintes.

Pour obtenir des mesures avec une plus grande précision de la déformation axiale, de l'ordre de  $10^{-5}$  m/m, l'appareil triaxial de précision que l'on a développé au sein du Département Génie Civil et Bâtiment (DGCB) de l'Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat (ENTPE) depuis 2007, est équipé d'un dispositif à barres internes, un capteur de force interne à la cellule et un système local pour les déplacements au centre de l'échantillon, ainsi que des éléments dynamiques pour les propagations d'ondes ultrasonores. L'utilisation d'un système de mesures simples, locales sur la surface latérale de l'échantillon dans un problème statique nous permet d'obtenir des mesures avec grandes précisions d'environ  $10^{-5}$  m/m. Il est démontré que dans le test de compression triaxial, les effets de bords dans les mesures en petites déformations peuvent mener à une sous-estimation du module élastique des matériaux granulaires. Il est aussi mentionné une méthodologie associée avec les propriétés de déformation du matériau granulaire. C'est-à-dire que le comportement du matériau granulaire en petites déformations est plutôt linéaire et élastique et les effets de bords sont plutôt négligeables. De plus, le résultat du problème statique est aussi évalué sur celui du problème dynamique en utilisant la méthode de propagation d'ondes. Cette évaluation démontre qu'il existe une limite de déformation pour laquelle le comportement du matériau granulaire est élastique et linéaire.

Dans ce chapitre, nous présentons les premiers essais réalisés avec l'appareil triaxial de précision. Ces essais sont consolidés isotropiquement de 20 kPa à 80 kPa, avec des investigations en petites déformations (petits cycles quasi-statiques et propagation d'ondes), décrites dans le chapitre 2, effectuées en différents états de contraintes, 20, 30, 40, 60 et 80 kPa. On rappelle aussi la désignation du module élastique par la méthode quasi-statique et dynamique:  $E^{stat}$  et  $E^{dyn}$ . Lorsque ce processus de consolidation est terminé (pression effective de confinement isotrope égale à 80 kPa), un essai de type CID est réalisé. La caractéristique du stick-slip nous permet d'évaluer le module sécant de chaque stick-slip à l'état de contrainte anisotrope. Le module initial et le module des stick-slips sont aussi notées  $E_{ini}$  et  $E_{ss}$ . Ces modules sont définies comme une tangence de la courbe déviateur  $q$  - déformation axiale  $\varepsilon_1$  à la position initiale et à la position au départ des stick-slips.

## 5.3 Comportement des billes de verre sèches en grandes déformations

### 5.3.1 Présentation des résultats expérimentaux des assemblages granulaires modèles secs

Dans cette partie, nous présentons les premiers résultats globaux de matériau de billes de verre à l'état sec moyennement dense en compression triaxiale de la cinquième série d'essais à l'appareil triaxial de précision. Dans cette série, les essais sont répétés avec le même échantillon de billes de verre jusqu'à l'absence de stick-slips. Les résultats de quatre essais en total dans cette série sont présentés dans les figures 5.2 à 5.5. Tous ces essais sont réalisés avec une vitesse d'écrasement axial constante de  $6 \mu\text{m}/\text{min}$ , soit  $\dot{\varepsilon}_1 = 1,42 \cdot 10^{-6}/\text{sec}$  et une pression de confinement constante de 80 kPa. Toutes les caractéristiques de cette série d'essais sont précisées dans le tableau 5.1. Globalement, le déviateur arrive rapidement au palier de plasticité en grandes déformations, sans pic, malgré la présence des sticks-slips, et une contraction volumique est obtenue. La déformation axiale par des capteurs locaux est mesurée jusqu'à 2 % à cause de la limite de l'étendue de mesure de ces capteurs (voir le paragraphe 2.1).

Série	Essai	N	$e_o$ ( $Dr_o\%$ )	$e_c$ ( $Dr_c\%$ )
n°5 vitesse constante	D7N1P80v6Sc*	1	0,687(0,6)	0,643(38)
	D7N2P80v6Sc*	2	0,685(0,7)	0,641(39)
	D7N3P80v6Sc*	3	0,683(2)	0,636(44)
	D7N4P80v6Sc*	4	0,681(4)	0,633(47)

TAB. 5.1 – Récapitulatif de l'ensemble des essais secs de la série n°5 réalisés sur l'appareil triaxial de précision.  $e_o$ , et  $e_c$  sont l'indice des vides à la fabrication et à la fin de la consolidation.

La figure 5.1 présente l'évolution de l'indice des vides à la fabrication et à la fin de consolidation en fonction du nombre d'utilisation pour la série n°5. Comme pour les deux séries n°4 et n°4', nous remarquons que l'indice des vides diminue linéairement avec le nombre d'utilisation pour la même masse initiale des billes de 405 grammes.

En général, il y a six courbes globales présentées dans différents plans de contraintes et de déformations dans les axes : a - déformation axiale externe  $\varepsilon_1^{ext}$  - déviateur de contrainte  $q$ ; b - déformation axiale locale  $\varepsilon_1^{loc}$  - déviateur de contrainte  $q$ ; c - déformation axiale externe  $\varepsilon_1^{ext}$  - déformation volumique externe  $\varepsilon_v^{ext}$ ; d - déformation axiale locale  $\varepsilon_1^{loc}$  - déformation volumique locale  $\varepsilon_v^{loc}$ ; e - déformation axiale  $\varepsilon_1$  - temps; f - déformation radiale  $\varepsilon_r$  - temps pour chaque essai. Les courbes a, b, c et d présentent les relations classiques apparues en mécanique des sols pour l'essai drainé CID. Les deux courbes supplémentaires e et f ont pour but de vérifier l'homogénéité de l'échantillon et la fiabilité du dispositif de mesure. Notons que le calcul de la déformation volumique s'appuie sur les hypothèses présentées dans l'annexe C.

La figure 5.2 présente les résultats de l'essai pour les billes neuves  $N = 1$  à contrainte de confinement de 80 kPa. Les figures 5.2a et b présentent les variations de déviateur dans le plan déviateur de contrainte  $q$  - déformation axiale  $\varepsilon_1$ . Ces figures montrent que l'am-

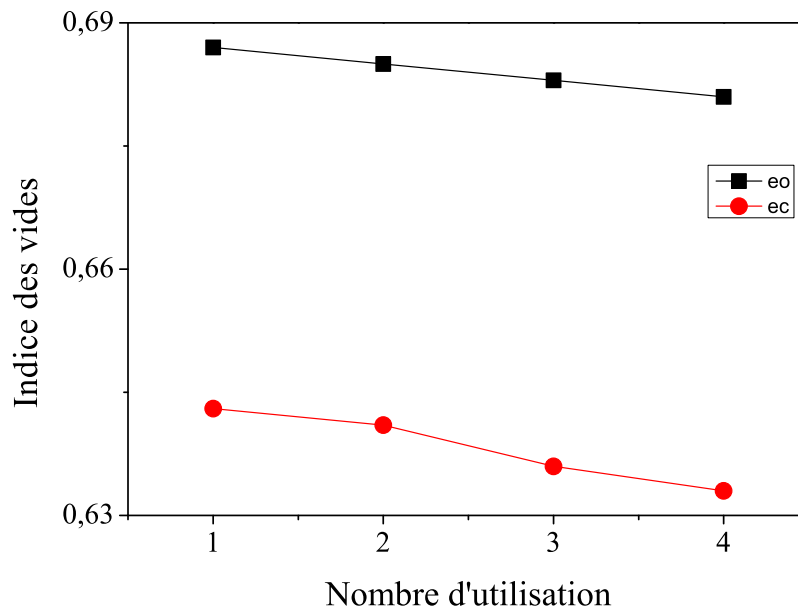


FIG. 5.1 – Evolution des indices des vides  $e_o$  et  $e_c$  en fonction du nombre d'utilisation.

plitude des chutes de déviateur est très régulière. La valeur maximale de l'amplitude du déviateur atteint 29,4 kPa, soit 25,7 % du déviateur maximal. Si on relie les  $q_{max}(\varepsilon_1)$  et  $q_{min}(\varepsilon_1)$ , on obtient la courbe enveloppe supérieure et inférieure du déviateur. Le palier de plasticité de cette courbe apparaît en grandes déformations. Le premier stick-slip apparaît lorsque le déviateur est supérieur à 59,2 kPa. Le nombre de stick-slips est de 75 pour une déformation axiale de 15%. Les figures 5.3c et d montrent une contractance sans palier en grandes déformations et les stick-slips de déformation volumique. Cette observation est identique à celle de [86]. Les agrandissements de déviateur de contrainte  $q$  - déformation axiale  $\varepsilon_1$  et déformation volumique  $\varepsilon_v$  - déformation axiale  $\varepsilon_1$  montrent une synchronisation entre les stick-slips de déviateur et les stick-slips de déformation volumique.

Les résultats expérimentaux de l'essai pour la deuxième utilisation  $N = 2$  sont présentés sur la figure 5.3. De la même façon, on observe les grandes chutes de déviateur sur le plan déviateur de contrainte  $q$  - déformation axiale  $\varepsilon_1$ . Pour une déformation axiale de 15%, on compte 72 stick-slips dans lesquels le premier stick-slip apparaît à 0,3 % de déformation axiale avec un déviateur de contrainte de 53,2 kPa. Le pseudo angle de frottement à la rupture atteint 24°6.

La figure 5.4 montre les résultats de l'essai pour la troisième utilisation  $N = 3$ . Globalement, nous remarquons que la taille des stick-slip diminue par rapport à celle de  $N = 1$  et  $N = 2$ . La taille moyenne dans cet essai atteint 17,7 kPa par rapport 22,8 kPa de  $N = 1$  et 25,5 kPa de  $N = 2$ . Le nombre des stick-slips diminue en fonction du nombre d'utilisations (66 pour  $N = 3$ , 72 pour  $N = 2$ , 75 pour  $N = 1$ ).

Les résultats du dernier essai de cette série sont présentés dans la figure 5.5. Nous remarquons un changement important du comportement du stick-slip après la troisième utilisation. Les chutes de contrainte disparaissent complètement. Il présente seulement les fluctuations de déviateur de contrainte de moins de 3 kPa. Nous remarquons aussi

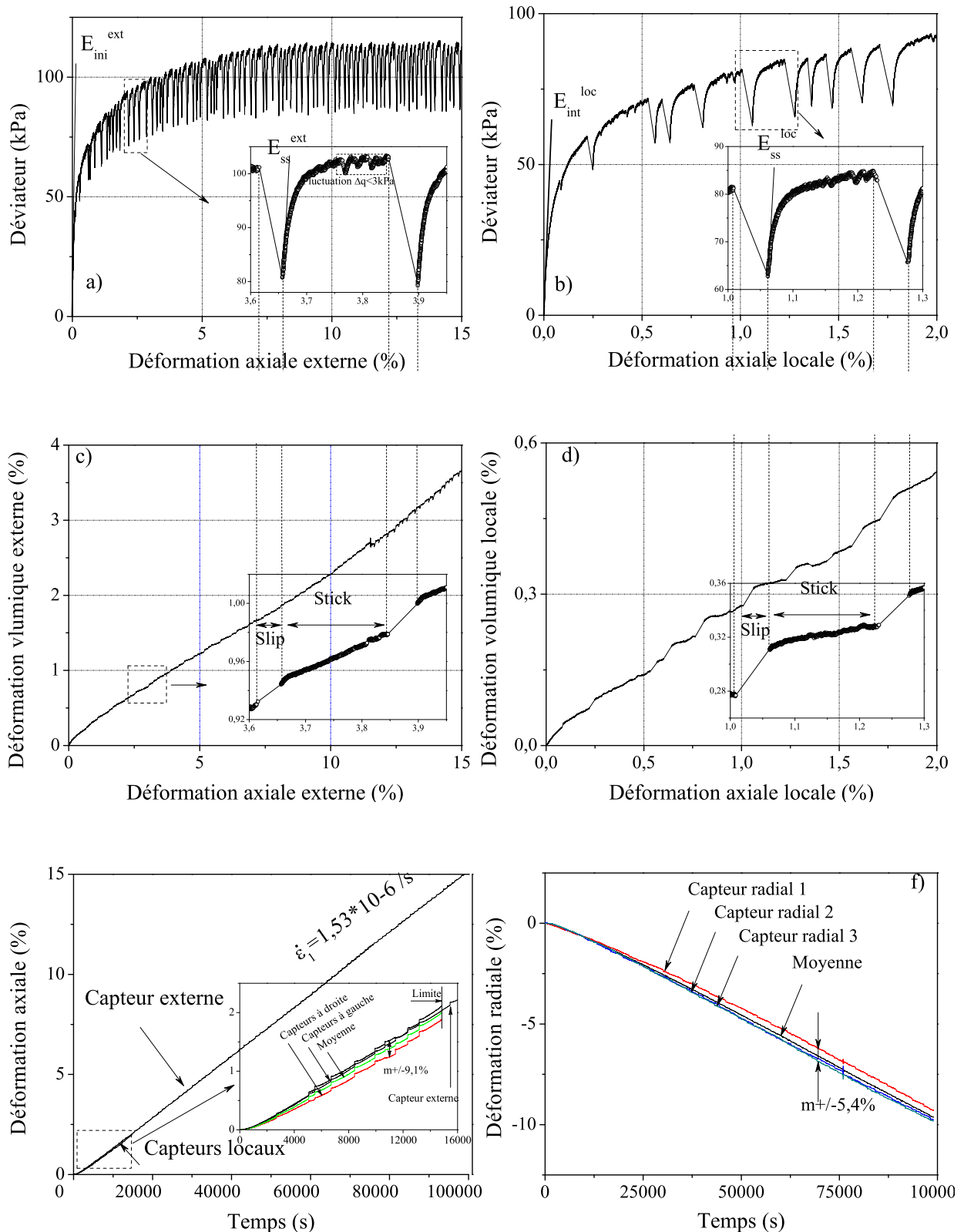


FIG. 5.2 – Courbes globales de l'essai  $N1D7P80v6Sc^*$  à l'appareil triaxial de précision, billes de verre  $d=700 \mu m$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 80 kPa$ .

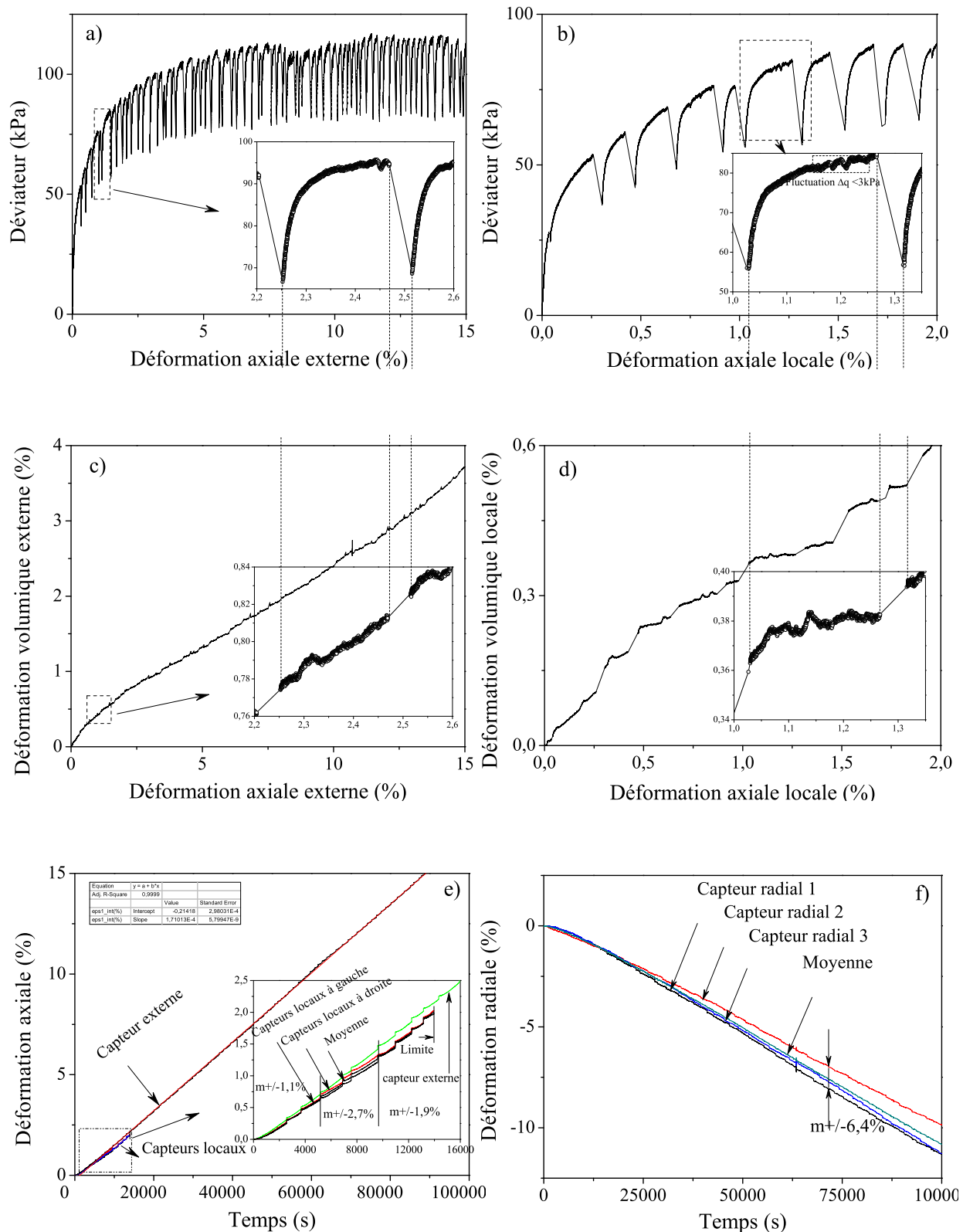


FIG. 5.3 – Courbes globales de l'essai  $N2D7P80v6Sc^*$  à l'appareil triaxial de précision, billes de verre  $d = 700 \mu m$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 80 kPa$ .

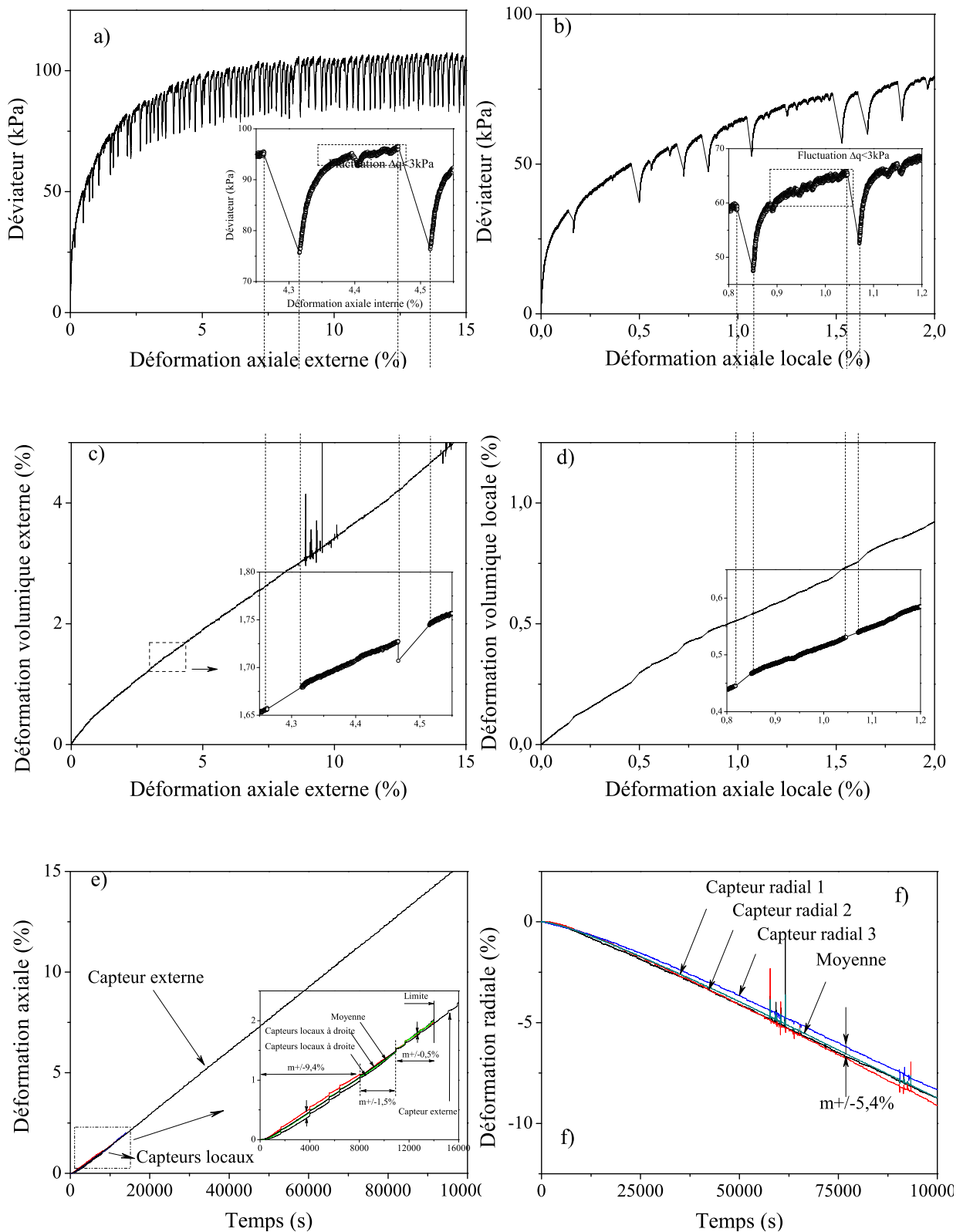


FIG. 5.4 – Courbes globales de l'essai N3D7P80v6Sc\* à l'appareil triaxial de précision, billes de verre  $d=700 \mu\text{m}$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 80 \text{ kPa}$ .

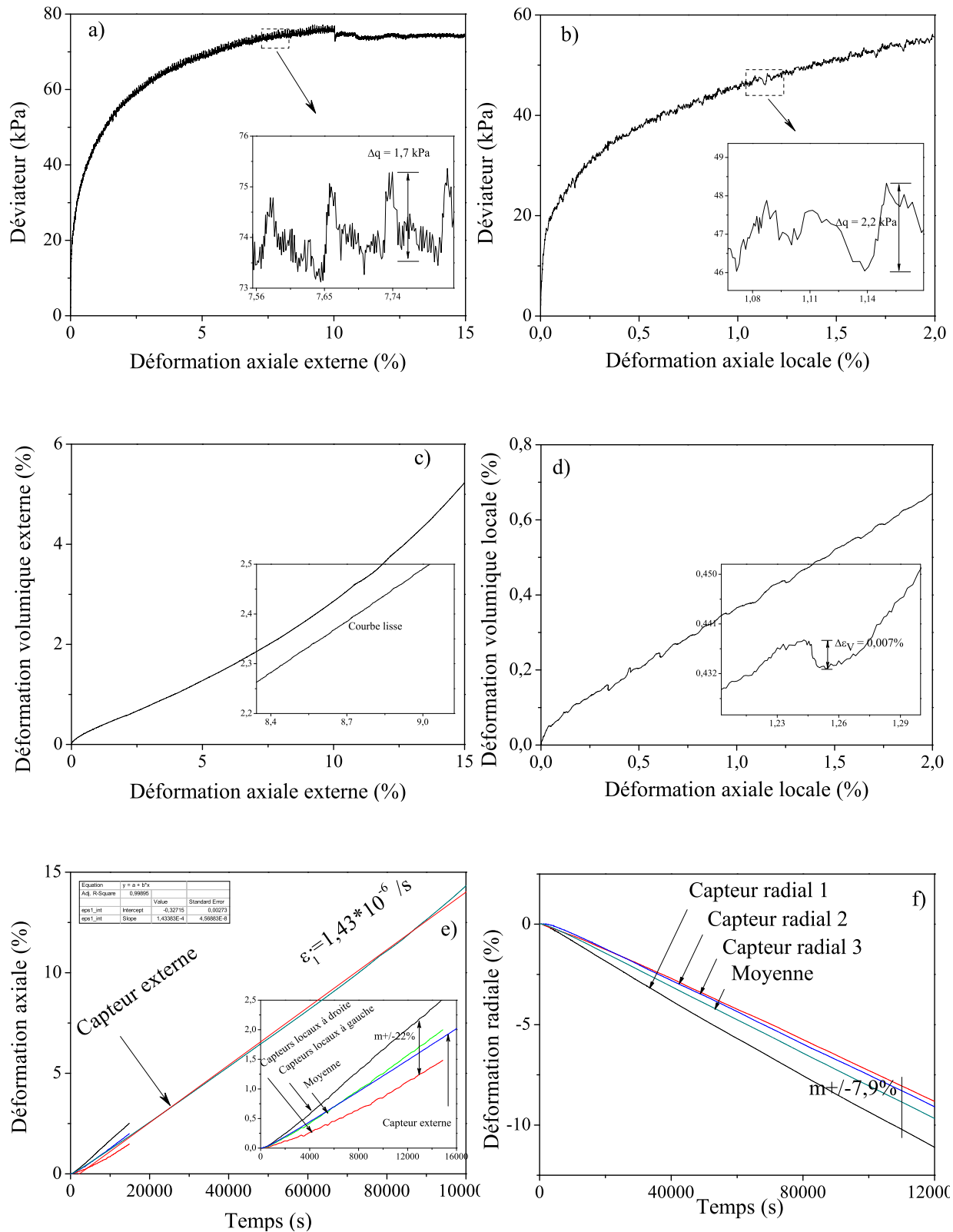


FIG. 5.5 – Courbes globales de l'essai  $N_4D_7P_80v_6Sc^*$  à l'appareil triaxial de précision, billes de verre  $d=700 \mu m$ , contrainte de confinement latérale  $\sigma'_{3c} = 80 \text{ kPa}$ .

que les essais, pour les nombres d'utilisations plus élevés, présentent des rigidités moins importantes. Les figures 5.2, 5.3, 5.4, 5.5e et f nous permettent d'évaluer l'homogénéité de l'échantillon. L'essai D7N2P80v6Sc\* montre une bonne homogénéité de l'échantillon avec un écart de 2,7 % pour les mesures locales axiales par rapport à la valeur moyenne.

### Angle de frottement

Le tableau 5.2 récapitule les valeurs de l'angle de frottement à l'état de rupture pour tous les essais de la série sèche des billes de diamètre  $700 \mu m$  sur l'appareil triaxial de précision selon le nombre d'utilisations au cours de cette étude. De même que pour les séries  $n^{\circ}4$  et  $n^{\circ}4'$  analysées dans le chapitre 4, pour cette nouvelle série d'essais, le pseudo angle de frottement à l'état de rupture diminue en fonction du nombre d'utilisations.

Essai	N	$q_{max}$ (kPa)	$\phi_{rup}$
D7N1P80v6Sc	1	115,7	24°8
D7N1P80v6Sc	2	114,4	24°6
D7N1P80v6Sc	3	108,1	23°7
D7N1P80v6Sc	4	76,5	18°8

TAB. 5.2 – Angle de frottement à l'état de rupture pour tous les essais réalisés au cours de cette étude sur les billes de verre  $d=700 \mu m$  sèches.



### 5.3.2 Effets des bords

Les effets de bords tels que les effets parasites de pénétration de la membrane, de friction en pied et en tête de l'échantillon...etc ont été observés dans plusieurs recherches récentes [97], [98]. Les systèmes de mesure externe sous-estiment toujours les résultats par rapport à ceux obtenus par les mesures locales.

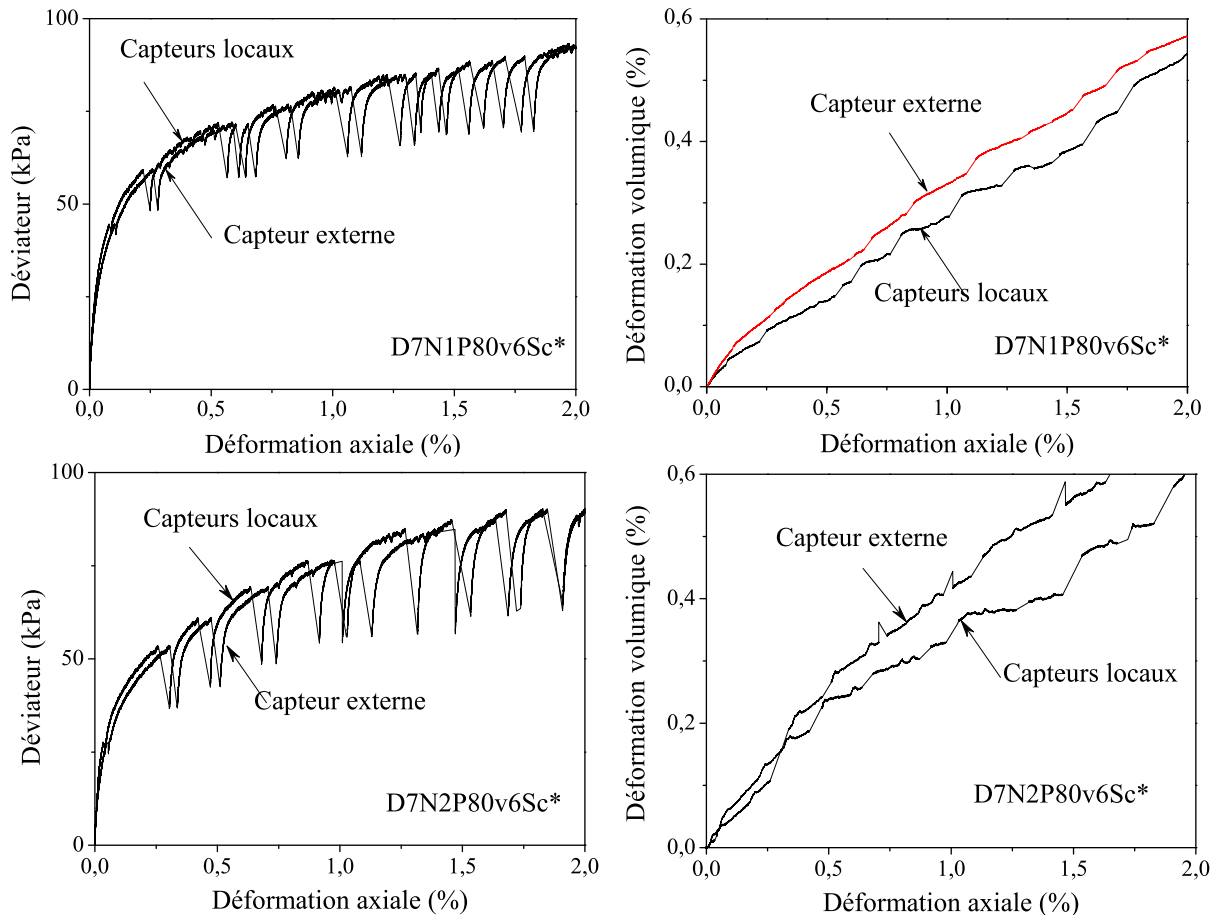


FIG. 5.6 – Comparaison de la courbe déviateur de contrainte - déformation axiale mesurée par capteurs externes et locaux. Essais D7N1P80v6Sc\* et D7N2P80v6Sc\*.

La figure 5.6 représente un exemple type de résultats de l'essai D7N1P80v6Sc\* et D7N2P80v6Sc\* sur l'échantillon des billes de verre de 7 cm de diamètre et de 7 cm de hauteur. La courbe déviateur de contrainte - déformation axiale obtenue par le capteur externe situé sur l'embase supérieure est plus large que celle obtenue par la mesure locale avec les capteurs posés sur la surface latérale de l'échantillon comme indiqué dans la figure 2.3.

### 5.3.3 Effet de l'usure

La figure 5.7 présente les deux essais types de cette série : D7N1P80v6Sc\* et D7N4P80v6Sc. Comme les remarques de l'effet de l'usure des séries  $n^{\circ}4$  et  $n^{\circ}4'$  dans le chapitre 4, nous trouvons qu'il présente des stick-slips en déviateur pour l'essai de première utilisation, D7N1P80v6Sc\*. Pour l'essai de quatrième utilisation, la courbe mécanique déviateur de

contrainte - déformation axiale devient lisse comme celle du sable. La courbe de déviateur de quatrième utilisation est toujours en bas de la courbe enveloppe inférieure de l'essai de la première utilisation. Les résultats de cette série sont présentés sur les figures 5.2 à 5.5 ci-dessus. Le tableau récapitulatif 5.3 présente les variables du stick-slip pour la série d'essais à l'état sec à l'appareil triaxial de précision.

Essais	Nombre stick-slip	$\Delta q_{max}$ (kPa)	$\langle \Delta q \rangle$ (kPa)	$\Delta \varepsilon_{1max}$ (%)	$\langle \Delta \varepsilon_1 \rangle$ (%)	$\Delta \varepsilon_{vmax}$ (%)	$\langle \Delta \varepsilon_v \rangle$ (%)
D7N1P80v6Sc	75	29,4	22,8	0,054	0,036	0,059	0,012
D7N2P80v6Sc	72	34,8	25,4	0,062	0,027	0,054	0,016
D7N3P80v6Sc	66	24,2	17,7	0,045	0,030	0,036	0,009
D7N4P80v6Sc	0	0	0	0	0	0	0

TAB. 5.3 – Tableau récapitulatif des variables du stick-slip pour la série d'essais n°5 à l'appareil triaxial de précision.

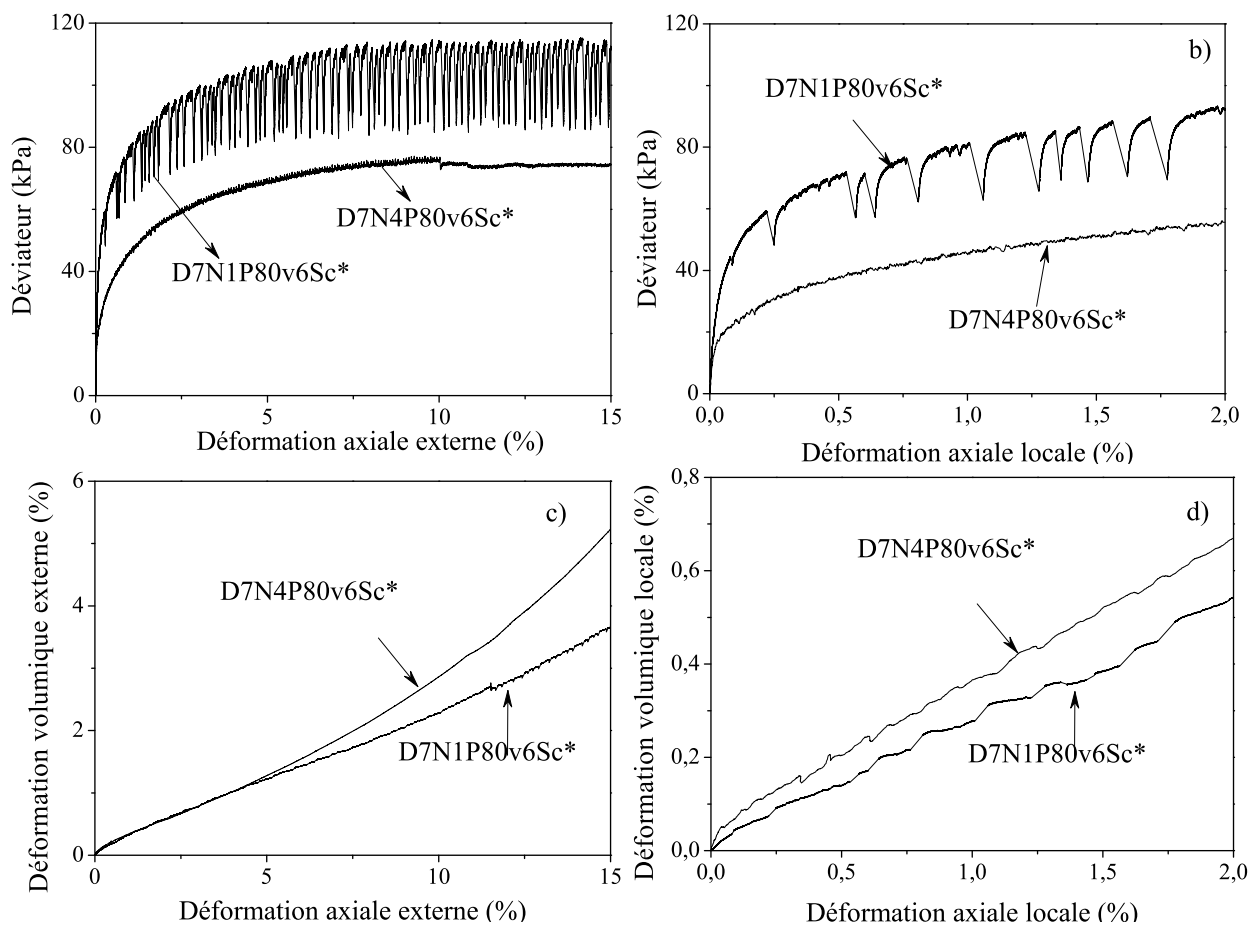


FIG. 5.7 – Courbes globales de deux essais : D7N1P80v6Sc\* et D7N4P80v6Sc\* de la série n°5.

La figure 5.8 montre l'effet de l'usure sur le comportement du stick-slip en fonction du nombre d'utilisations à 15% de déformation axiale de la série n°5. Nous remarquons que le nombre d'utilisations jusqu'à l'absence du stick-slip diminue nettement de 8 pour les séries d'essais saturés (voir le chapitre 4) à 4 pour la série à l'état sec, figure 5.8a.

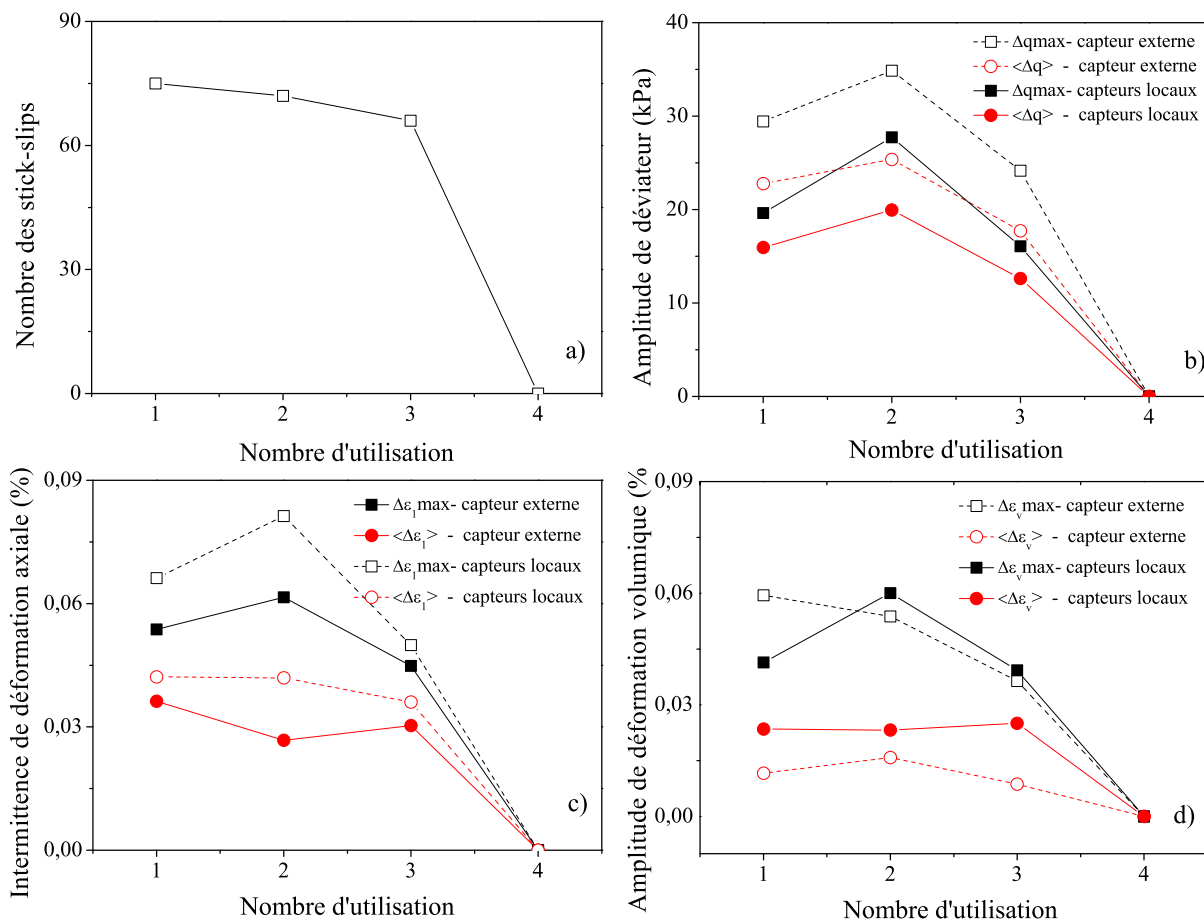


FIG. 5.8 – *Effet de l'usure sur le comportement du stick-slip pour les billes de verre 700  $\mu\text{m}$ , à vitesse constante  $v=6 \mu\text{m}/\text{min}$ .*

Sur cette figure, nous trouvons une nette modification de 66 à zéro stick-slips par une seule fois plus de l'utilisation. L'explication de ce problème est hors de cadre de cette thèse. Par contre, ce problème peut être expliqué suivant l'évolution de l'amplitude de déviateur, l'intermittence de déformation axiale et l'amplitude de déformation volumique, figures 5.8b, c et d. Sur ces trois figures, l'amplitude de déviateur, l'intermittence de déformation axiale et l'amplitude de déformation volumique augmentent jusqu'à la deuxième utilisation et ensuite diminuent régulièrement vers zéro à la quatrième utilisation, sauf pour les intermittences moyennes de déformation et amplitudes moyenne de déformation volumique. Ceci signifie que l'usure est un phénomène dépendant du mode de fabrication et de l'état de l'échantillon sec ou saturé.

### 5.3.4 Apparition du premier stick-slip

Dans les chapitres 3 et 4, nous avons montré que le premier stick-slip apparaît lorsque l'angle de frottement dépasse  $14^{\circ}8$  pour les deux premières séries  $n^{\circ}1$  et  $n^{\circ}2$  et  $13^{\circ}2$  pour les deux séries  $n^{\circ}4$  et  $n^{\circ}4'$ . La figure 5.9 présente le premier stick-slip pour les trois premiers essais de la série  $n^{\circ}5$  à l'état sec à l'appareil triaxial de précision.

Le tableau 5.4 montre les données concernant l'apparition du premier stick-slip de

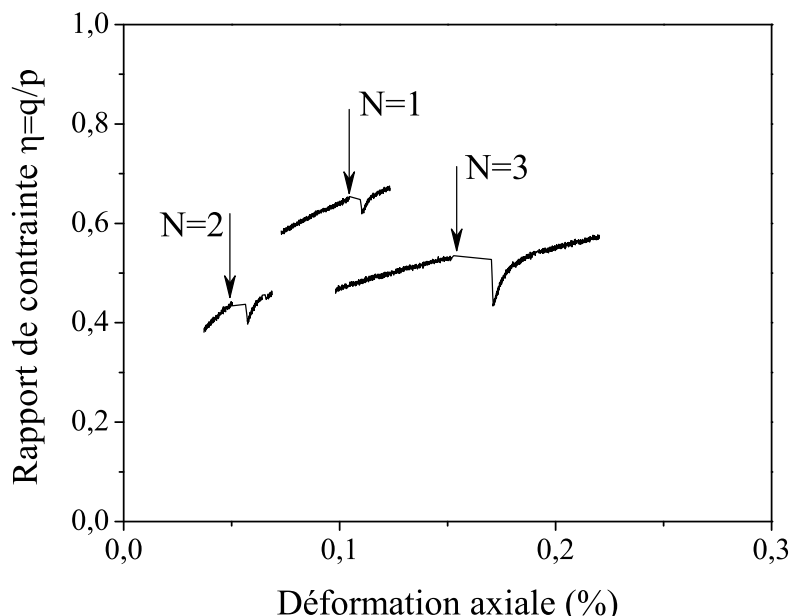


FIG. 5.9 – Apparition du premier stick-slip pour la série à l'état sec n°5 en tenant compte du nombre d'utilisations.

cette série. Dans cette série, le premier stick-slip apparaît lorsque l'angle moyen de frottement dépasse  $14^\circ 3$ . Cette valeur est similaire à celles obtenues dans les séries saturées. Elle nous confirme l'existence d'un seuil de déclenchement du premier stick-slip, quantifiable en termes de l'angle de frottement mobilisé. Ce seuil est estimé à  $14^\circ 3$  (valeur moyenne pour l'ensemble des essais) pour les billes  $d=700 \mu\text{m}$ . Il semble que ce seuil est indépendant du mode de fabrication et de la densité initiale.

Essai	$\varepsilon_1^{ext}$ (%)	$\varepsilon_1^{loc}$ (%)	q/p	$\phi_{Pre-SS}$ (°)
D7N1P80v6Sc*	0,08	0,11	0,63	16,5
D7N2P80v6Sc*	0,03	0,05	0,47	12,6
D7N3P80v6Sc*	0,14	0,15	0,52	13,8
Moyenne				14,3
Ecart-type				1,99

TAB. 5.4 – Récapitulatif des angles de frottement pour le premier stick-slip de la série d'essais n°5 à vitesse constante  $v=6 \mu\text{m}$  et à contrainte de confinement  $\sigma'_{3c} = 80 \text{ kPa}$ .

### 5.3.5 Comparaison avec le triaxial classique

Cette série d'essais préliminaires sur les billes sèches avec le triaxial de précision peut se comparer avec les séries n°4 et n°4' en fonction du nombre d'utilisations N sur les billes totalement saturées avec le triaxial classique. Le tableau 5.5 résume les différences et les grandes lignes de comparaison directe entre ces deux séries, malgré l'absence des mesures de contre-pression, de granulométrie par laser et l'analyse des formes sur les résultats préliminaires du triaxial de précision.

	Essai à l'appareil triaxial classique	Essai à l'appareil de précision
Condition	saturée	sèche
Fabrication	sous-compaction humide	pluviation à sec
Contrainte de confinement	100 kPa	80 kPa
Vitesse d'écrasement	200 $\mu\text{m}/\text{minute}$	6 $\mu\text{m}/\text{minute}$
$Dr_c$	-105 à -51 % (N=8)	38 à 47 % (N=4)
Absence de stick-slip (N)	8	4
Angle de frottement	24°3 (N=3) à 19°6 (N=8)	24°8 (N=1) à 18°8 (N=4)
Angle de premier stick-slip	14°8 $\pm$ 0°8	14°3 $\pm$ 1°99
$\langle \Delta q \rangle_{max} / \sigma'_{3c}$	28,9 %	32,4 %
$\langle \Delta \varepsilon_1 \rangle_{max}$	0,174 %	0,036 %
$\langle \Delta \varepsilon_v \rangle_{max}$	0,121 %	0,059 %
Nombre des stick-slips ( $\varepsilon_1 = 15\%$ )	208	75
Type de stick-slip (N=1)	irrégulier	régulier

TAB. 5.5 – Comparaison entre billes saturées et sèches en compression triaxiale.

Il faut tout d'abord 8 écrasements drainés consécutifs sur le même population de billes de verre de 0,7 mm pour faire disparaître les frottements saccadés à l'appareil triaxial classique, tandis qu'il en faut seulement 4 à l'appareil de précision, pour une contrainte de confinement de même gamme (100 kPa en triaxial classique contre 80 kPa en triaxial de précision). Il est probable que le changement de formes des billes, spécifiquement l'apparition des doublets soit lié à l'écrasement des billes saturées et sous pression, à la nature de fluide interstitielle utilisée (l'eau déminéralisée et désaérée) et à la composition chimique des billes de verre contenant plus de 15% de CaO. Néanmoins, les éventuelles explications physico-chimiques dépassent largement le cadre de cette thèse. Cette différence pourrait être liée à l'indice des vides avant l'écrasement. La série saturée fabriquée par sous-compaction humide est très lâche avec une densité relative augmentant de -105% pour le premier écrasement à -51% pour N = 8 (tableau 4.3); et la série sèche fabriquée par pluviation reste moyennement dense avec une augmentation de densité relative de 38% à 41% pour N = 4 ( tableau 5.3).

Globalement, ces 2 séries  $n^{\circ}4'$  et  $n^{\circ}5$  possèdent pratiquement le même pseudo-angle de frottement interne, de 24°3 à 24°8 avec une évolution décroissante en fonction de N; ce qui conforte le caractère intrinsèque de ce paramètre, indépendant de la vitesse d'écrasement et de la méthode de fabrication. Elles possèdent également une enveloppe supérieure sans pic de déviateur. L'angle de frottement mobilisé ( $\phi$ ) lors du premier stick-slip reste quasiment identique, de 14°8 à 14°3; ce qui indique le même coefficient de frottement macroscopique de  $\tan(\phi)$  de 0,264 à 0,255 lors du déclenchement du premier stick-slip.

Au niveau des stick-slips, la valeur maximale de la moyenne des chutes de déviateur pour toute la série saturée, normalisée par la contrainte initiale de confinement,  $\langle \Delta q \rangle_{max} / \sigma_3$ , est comparable à celle de la série sèche, 28,9% de série  $n^{\circ}4'$  et 30,3% de série 4° contre 32,4% de série  $n^{\circ}5$ , même si le type de stick-slip est différent, irrégulière à la place de pratiquement régulière. Par contre, la valeur maximale de la moyenne des sauts de déformations axiales est très différente,  $\langle \Delta \varepsilon_1 \rangle_{max}$ , 0,174% contre 0,036%, soit plus de 4 fois plus grand en condition saturée; et également celle des sauts de déformations volumiques,  $\langle \Delta \varepsilon_v \rangle_{max}$ , 0,121% contre 0,059%, soit seulement environ 2 fois plus grand. Le nombre de stick-slips est également plus nombreux, 208 stick-slips (à 15% de défor-

mation axiale) plus grand que 3 kPa au lieu de 75 (à 15% de déformation axiale) pour le premier écrasement; ce qui contredit l'observation de la section 3.3.2.2 selon laquelle le nombre de stick-slips en condition saturée diminue avec l'augmentation de la vitesse d'écrasement. Il faut tenir compte probablement de l'effet de la densité et de l'élançement de l'échantillon. La présence d'un fluide interstitielle jouant le rôle possible de lubrification semble favoriser l'instabilité de glissement, pour une chute de déviateur équivalent.

L'angle de frottement à l'état local de transformation de phase de chaque stick-slip n'a pas pu être mesuré convenablement au triaxial de précision; de même que la dilatante locale. L'observation au triaxial classique selon laquelle les stick-slips sont liés au dilatante locale du matériau n'a pas pu être confirmée au triaxial de précision. Notons que les modules d'Young de la phase de frottement à  $10^{-4}$  à l'appareil de triaxial classique sont beaucoup plus faibles et moins fiables que ceux du triaxial de précision, mesurés en très faibles déformations, de quelques  $10^{-5}$ ; ce qui est attendu et conforme aux résultats classiques de la littérature géotechnique des matériaux granulaires.

Ces premières comparaisons directes sont très parcellaires, et nécessitent sans doute des études complémentaires et systématiques pour être valable, notamment l'évolution de la forme des billes; néanmoins, elles nous fournissent quelques points de repères utiles comme l'existence des stick-slips en très faible vitesse d'écrasement ou le même seuil de déclenchement du premier stick-slip.

### 5.3.6 Analyses statistiques

Dans les chapitres précédents, nous avons montré une bonne cohérence entre l'étude de distribution de probabilité des variables du stick-slip, l'étude de corrélation entre les événements et l'étude de transformation de Fourier. Dans ce paragraphe, pour caractériser le comportement du stick-slip, nous ne présentons que les études de distribution et de corrélation entre les événements du stick-slip.

#### 5.3.6.1 Distribution des événements

Dans les chapitres précédents, nous avons montré l'évolution de la forme des distributions des variables ( $\Delta q$  et  $\Delta \varepsilon_v$ ) du stick-slip obtenue sur de nombreux essais à l'état saturé très lâche ( $D_r$  de -15 à -74%), en fonction de la contrainte de confinement, de la vitesse d'écrasement et du nombre d'utilisations. Une distribution gaussienne correspond à un comportement quasi-périodique ou une distribution exponentielle correspond à un comportement non périodique. La figure 5.10 montre la distribution des variables du stick-slip  $\Delta q$  pour la série des billes  $d = 700 \mu m$  en tenant compte du nombre d'utilisations à l'état sec moyennement dense ( $D_r$  de 38 à 47%). Le nombre de grains contenus dans l'échantillon moyennement dense est de  $1,11 \cdot 10^6$  grains par rapport à  $1,07 \cdot 10^6$  grains pour l'échantillon lâche.

Nous remarquons que la forme gaussienne est obtenue pour les trois essais de cette série. Elle montre un comportement quasi périodique des billes moyennement denses. Il semble que l'état de l'échantillon est très sensible au comportement des billes de verre.

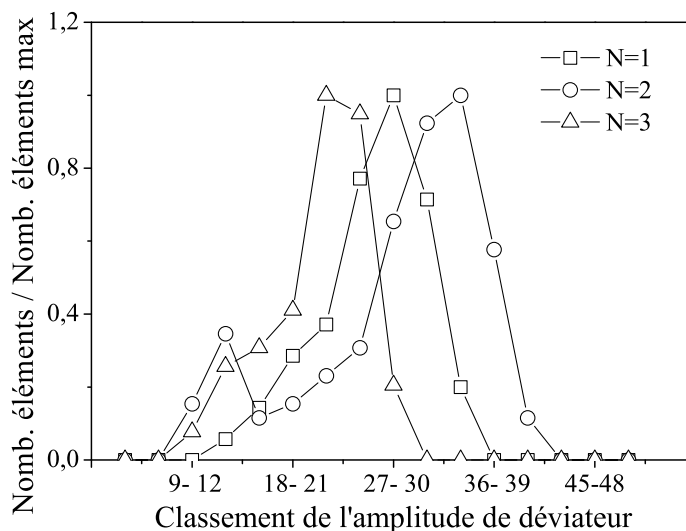


FIG. 5.10 – Distribution des événements de la série n°5.

### 5.3.6.2 Corrélation des événements

La figure 5.11 représente les résultats obtenus pour les échantillons moyennement denses, soumis à une très faible vitesse d'écrasement. Dans ce cas, les points forment un nuage centré sur les valeurs moyennes  $(\Delta q; \Delta t) = (21,9 \text{ kPa}; 462 \text{ s})$ ;  $(17,8 \text{ kPa}; 378 \text{ s})$  pour  $N=1$  et 3. Le fait que les données soient centrées autour du point moyen provient de la forme gaussienne des distributions des événements et de leur indépendance statistique.

## 5.4 Comportement des billes de verre sèches en petites déformations

Plusieurs recherches récentes sur des matériaux granulaires ont montré expérimentalement l'existence d'un domaine quasi-élastique en très petites déformations. Ce domaine a pu être mis en évidence, dans le cas de matériau comme le sable ou le matériau modèle comme des billes de verre, par diverses expériences de type statique et dynamique.

Pour accéder au domaine quasi-élastique, il est nécessaire de solliciter le matériau dans le domaine de très petites déformations (quelques  $10^{-5} \text{ m/m}$ ). Dans notre cas, nous effectuons des petits cycles de charge et de décharge à partir d'un état de contrainte isotrope, et de très faible fréquence, afin de déterminer les modules quasi élastiques  $E^{stat}$ . Plusieurs auteurs [31] proposent l'élimination des effets visqueux du matériau en appliquant des périodes de relaxation (10 minutes environ) avant d'effectuer des petits cycles.

Afin de mettre en évidence l'existence d'un domaine élastique, nous présentons l'évolution des modules sécants avec le niveau de déformation pour tous les stick-slips ( $E_{ss}$ ) et au début de la courbe "contrainte de déviateur - déformation axiale" ( $E^{ini}$ ). L'évolution des modules sécants décroît fortement à partir des déformations axiales supérieures à  $10^{-5} \text{ m/m}$ . La valeur maximale des modules sécants obtenus dans le palier  $[0; 10^{-5} \text{ m/m}]$  correspondant à la valeur quasi-statique obtenue par des cycles. L'évolution des modules sécants montre l'existence d'un domaine quasi-élastique, indépendant du niveau de défor-

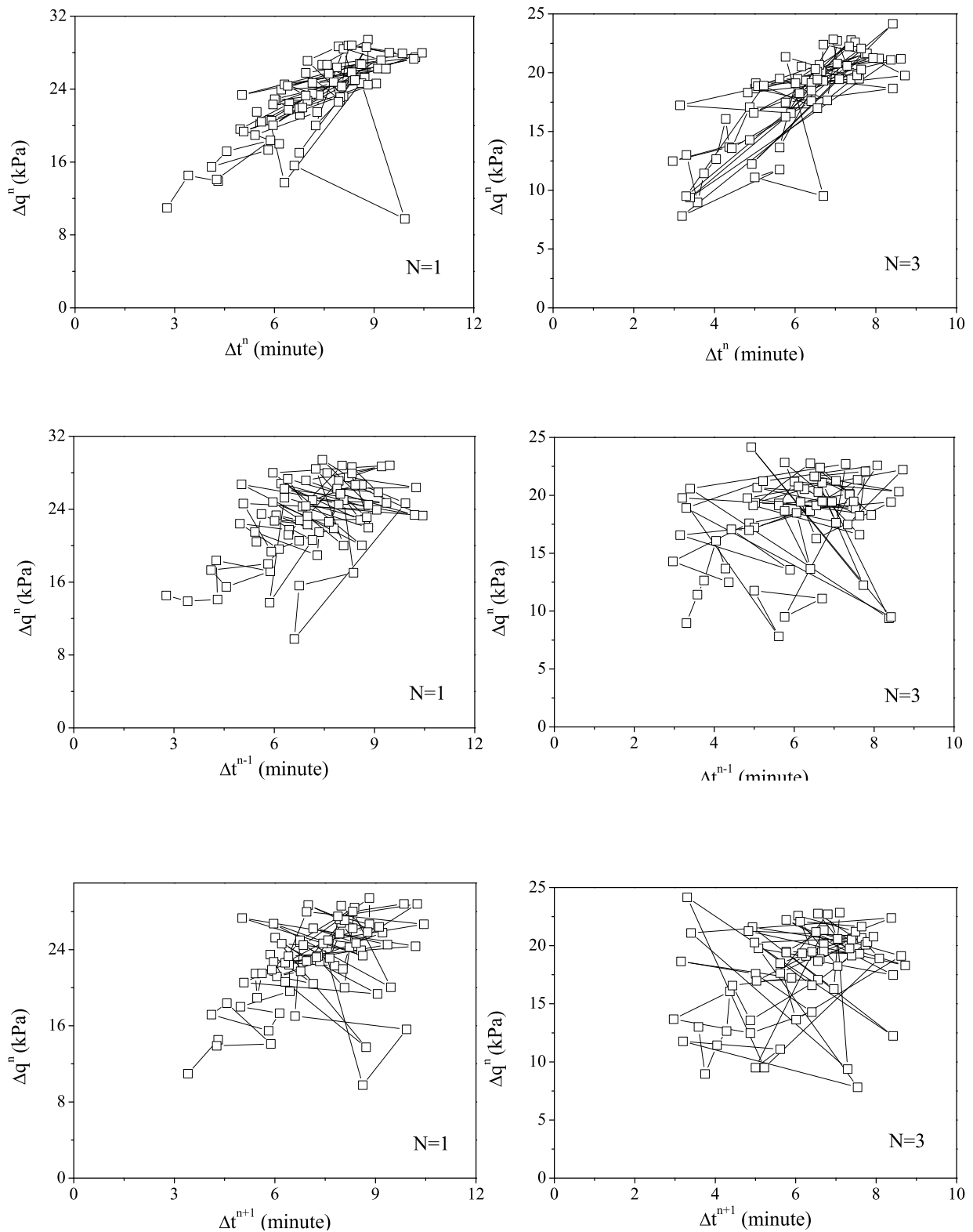


FIG. 5.11 – Corrélation des événements  $\Delta q$  du stick-slip des essais  $N=1$  et  $3$  de la série à l'état sec.



mation.

Les points d'investigation dynamique sont ensuite réalisés au cours de cette étude à l'aide de la théorie de propagation d'onde. Avant d'effectuer les mesures des vitesses de propagation d'onde en compression et en cisaillement, une analyse s'appuyant sur l'hypothèse isotrope est réalisée, afin de déterminer les modules d'Young  $E^{dyn}$  et de cisaillement  $G^{dyn}$ . Les sollicitations dynamiques nous offrent des résultats très proches des résultats mesurés par sollicitations quasi-statiques (petits cycles).

Enfin, une étude de caractéristique anisotrope du comportement du matériau modèle est présentée. Nous présentons une analyse de l'évolution du module sécant quasi-élastique au départ de chaque stick-slip en petites déformations avec le paramètre du nombre d'utilisations.

### 5.4.1 Sollicitations quasi-statiques en petites déformations

La réponse du matériau soumis à des cycles dépend de l'amplitude des cycles qui lui sont appliqués. Pour les cycles de fortes amplitudes, l'amplitude pic à pic de l'ordre de grandeur de la résistance maximale du sable, Mohkam [76] montre par exemple qu'à la recharge, les contraintes peuvent être plus élevées que celles prédites par la courbe de référence, en première charge.

Lorsque l'amplitude des cycles est faible, il a montré expérimentalement, [61], [81], l'existence d'un domaine quasi-statique. Dans ce domaine, les modules d'Young et de cisaillement sont identiques aux modules dynamiques, obtenus par l'analyse inverse à partir de la vitesse de propagation d'ondes. Les effets de pression de confinement et de l'indice des vides initiaux sur ces modules ont été étudié par Hoque [51], Mondoni et al. [74] et Ezaoui [39]. Ils concluent que la rigidité du matériau (module d'Young et de cisaillement) augmente avec l'état de contrainte. Les pentes des augmentations linéaires de ces modules en échelle logarithmique vis à vis de la contrainte sont relativement constante. L'indice des vides est aussi un des facteurs influençant les modules d'Young et de cisaillement. Pour un même état de contrainte, les modules d'Young et de cisaillement sont environ 20% plus élevés pour les essais réalisés sur un sable dense obtenu par vibration ( $e_o = 0,73$ ) que ceux obtenus sur des échantillons plus lâches, réalisés par pluviation ( $e_o = 0,8$ ), Ezaoui [39].

#### 5.4.1.1 Courbes globales des essais isotropes

La consigne pour ces essais isotropes est le maintien du déviateur à une valeur nulle pendant l'augmentation de la pression de confinement  $\sigma_3$ , afin d'atteindre les différents points d'investigation : point 1 ( $\sigma_3 = 20kPa$ ); point 2 ( $\sigma_3 = 30kPa$ ); point 3 ( $\sigma_3 = 40kPa$ ); point 4 ( $\sigma_3 = 60kPa$ ); point 5 ( $\sigma_3 = 80kPa$ ). Les valeurs du déviateur recueillies par le capteur de force permettent l'asservissement de la presse. Ces valeurs sont enregistrées et présentées dans la figure 5.12.

La valeur du déviateur au cours de consolidation isotrope est bien maintenue au voisinage de zéro.

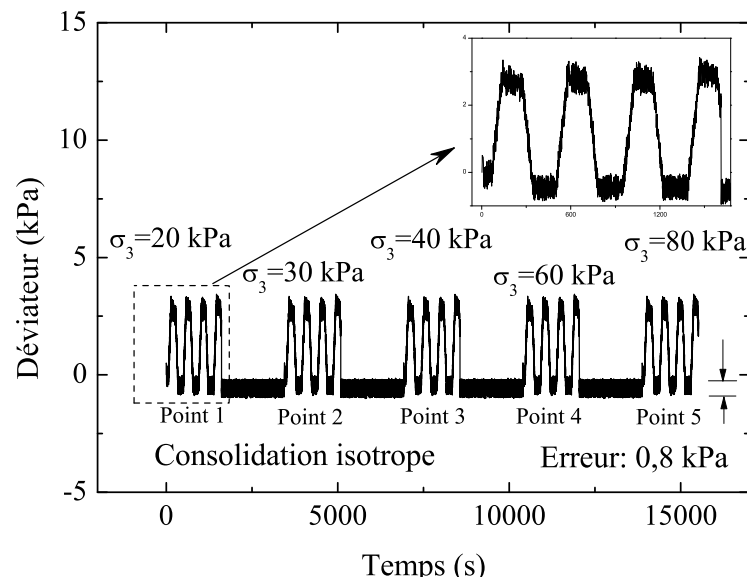


FIG. 5.12 – Courbe globale  $q$ -temps de l'essai isotrope  $D7N1P80v6Sc^*$

#### 5.4.1.2 Présentation des sollicitations quasi-statiques

Les sollicitations quasi-statiques correspondent à l'application de cycles de déformation de très faible amplitude suivant la direction verticale  $z$ , environ  $2 \cdot 10^{-5} m/m$  pic à pic. La sollicitation est qualifiée de statique, car les vitesses de déformation verticale sont très lentes,  $6 \mu m/min$ .

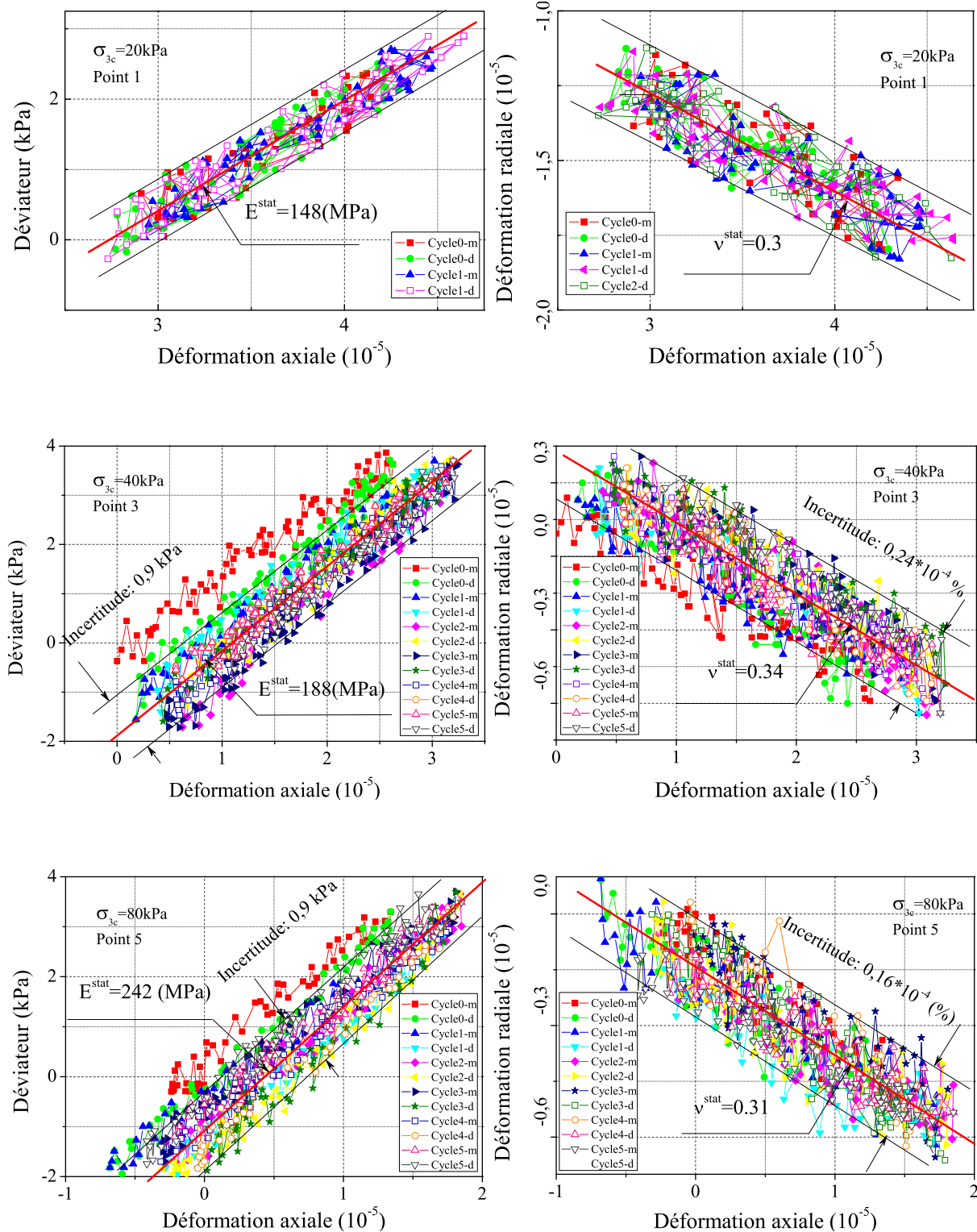


FIG. 5.13 – Petits cycles de chargement quasi-statiques appliqués aux points d'investigation 1, 3 et 5 dans les plans déviateur - déformation axiale et déformation radiale - déformation axiale. Essai N1D7P80v6Sc\*.

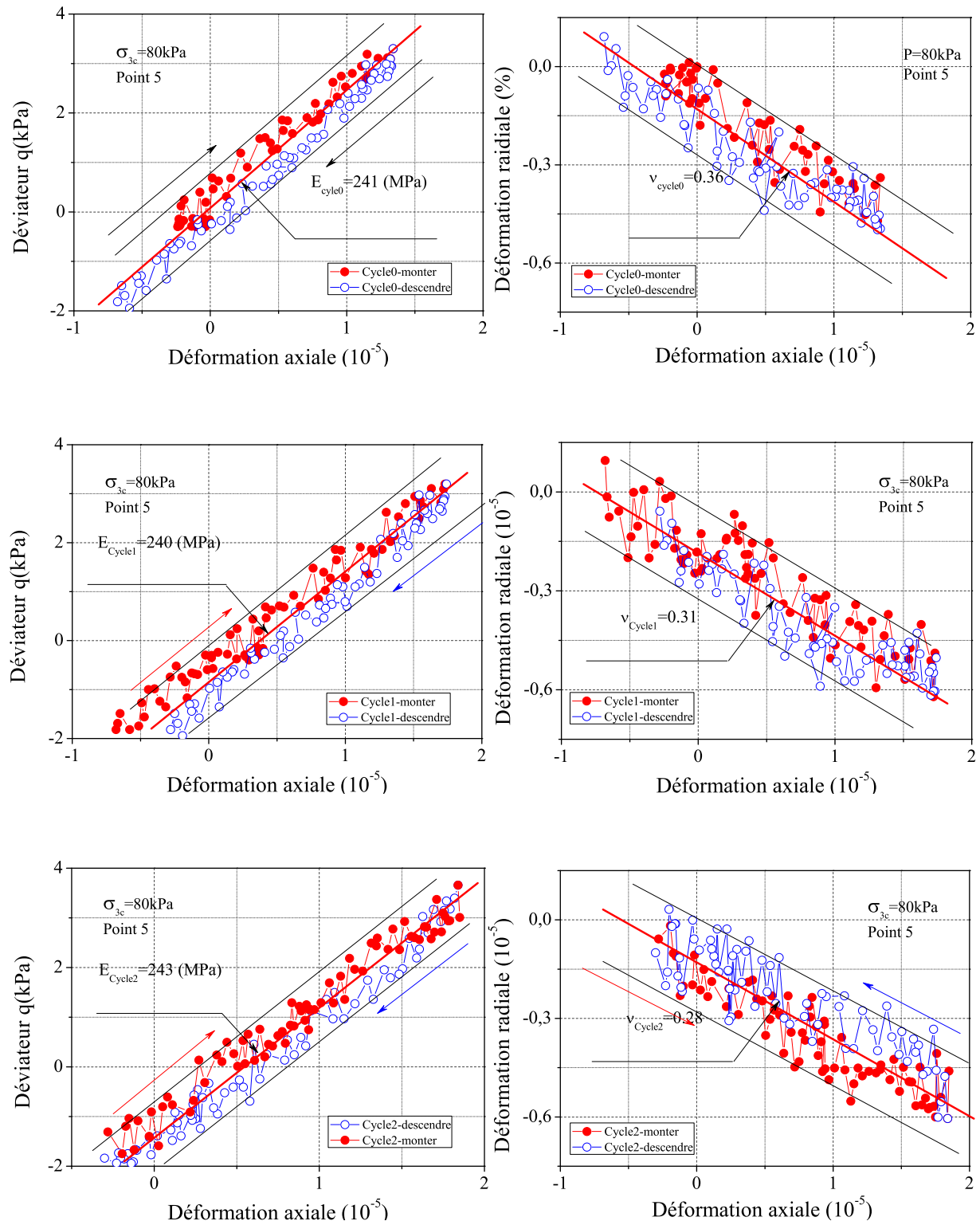


FIG. 5.14 – Evolution des cycles séparés (cycles 0, 1 et 2) au point 5. Essai N1D7P80v6Sc\*.

La figure 5.13 montre les résultats quasi-statiques de l'ensemble des 5 cycles aux points 1, 3, 5 ( $\sigma_3 = 20, 40, 80$  kPa) de l'essai isotrope D7N1P80v6Sc\*, dans le plan

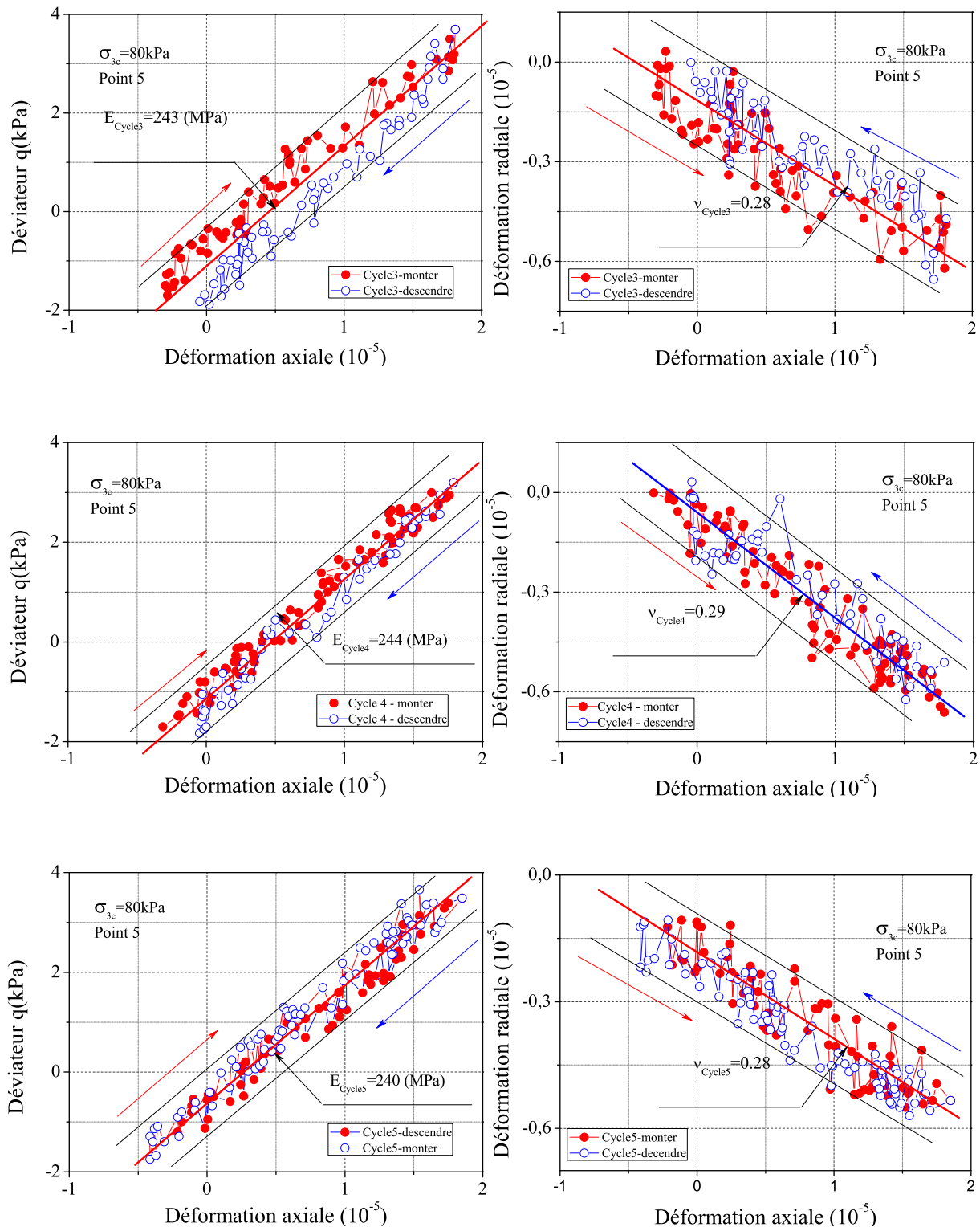


FIG. 5.15 – Evolution des cycles séparés (cycles 3, 4 et 5) au point 5. Essai N1D7P80v6Sc\*.

contrainte de déviateur - déformation axiale ( $q - \varepsilon_1$ ) et déformation radiale - déformation axiale ( $\varepsilon_2 - \varepsilon_1$ ). La consigne de  $2 \cdot 10^{-5} m/m$  de l'amplitude des cycles est bien respectée.

Nous remarquons que l'incertitude maximale des cycles de déviateurs et de déformation radiale atteignent à 0,9 kPa et  $0,24 \cdot 10^{-4} \%$ . Cet essai quasi-statique permet l'accès expérimental au module d'Young axial  $E^{stat}$  et au coefficient de Poisson  $\nu^{stat}$ ; l'indice "stat" indique que ces modules sont issus d'investigations cycliques quasi-statique. Ces paramètres sont déterminés respectivement par les pentes moyennes des courbes ( $q - \varepsilon_1$ ) et ( $\varepsilon_r - \varepsilon_1$ ).

En effet, lorsqu'on applique une sollicitation de très faible amplitude, on considère le comportement du matériau comme élastique. Les modules quasi-statiques sont donnés par les relations suivantes :

$$\Delta q = \sigma_1 - \sigma_3 = E^{stat} \cdot \Delta \varepsilon_1 \quad (5.1)$$

$$\nu^{stat} = -\frac{\Delta \varepsilon_2}{\Delta \varepsilon_1} \quad (5.2)$$

Les résultats quasi-statique obtenus en petites déformations pour cette série d'essais, sont présenté sur le tableau 5.6.

Points d'investigation	$\sigma_c = 20\text{kPa}$		$\sigma_c = 30\text{kPa}$		$\sigma_c = 40\text{kPa}$		$\sigma_c = 60\text{kPa}$		$\sigma_c = 80\text{kPa}$	
Essais isotropes	$E^{stat}$	$\nu^{stat}$	$E^{stat}$	$\nu^{stat}$	$E^{stat}$	$\nu^{stat}$	$E^{stat}$	$\nu^{stat}$	$E^{stat}$	$\nu^{stat}$
D7N0P80v6Sc*	148	0,30	168	0,32	188	0,34	221	0,33	242	0,31
D7N1P80v6Sc*	141	0,36	163	0,26	178	0,35	215	0,34	231	0,36
D7N2P80v6Sc*	134	0,34	156	0,32	170	0,33	202	0,31	218	0,35

TAB. 5.6 – Module d'Young  $E^{stat}$  et coefficient de Poisson  $\nu^{stat}$  en cinq points d'investigation à l'état isotrope de trois essais répétitifs sur le même échantillon de billes de verre.

La littérature a montré le rôle de la pression moyenne effective et l'indice des vides sur le comportement global du matériau [44], [14], [46], [62]. Dans le domaine des petites déformations, ces facteurs interviennent également sur les coefficients élastiques. Notons que nous avons seulement réalisé 4 essais préliminaires à l'appareil triaxial de précision avec une variation très faible de l'indice des vides, la formule de l'indice des vides obtenue par Hardin et al. [44] sur les sables à grains arrondis a été donc choisie pour simplifier notre étude. Les expressions présentées dans le tableau 5.7 sont déduites à partir de nos résultats expérimentaux du module quasi-statique.

Essais isotropes	$f(e) = (2,17 - e)^2 / (1 + e)$	Formule E
D7N1P80v6Sc*	1,303	$E^{sta} = 37,97f(e)P^{0,363}$
D7N2P80v6Sc*	1,309	$E^{sta} = 35,87f(e)P^{0,366}$
D7N3P80v6Sc*	1,314	$E^{sta} = 35,12f(e)P^{0,357}$

TAB. 5.7 – Expressions obtenues des modules d'Young quasi-statiques à l'état isotrope.  $P$  est la contrainte de confinement à l'état isotrope,  $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = P$ .

Les figures 5.16a et b montrent l'évolution du module d'Young quasi-statique et du coefficient de Poisson par la mesure locale en fonction de la contrainte de confinement de la série d'essais à l'état sec  $n^\circ 5$ . Nous remarquons que le module d'Young quasi-statique

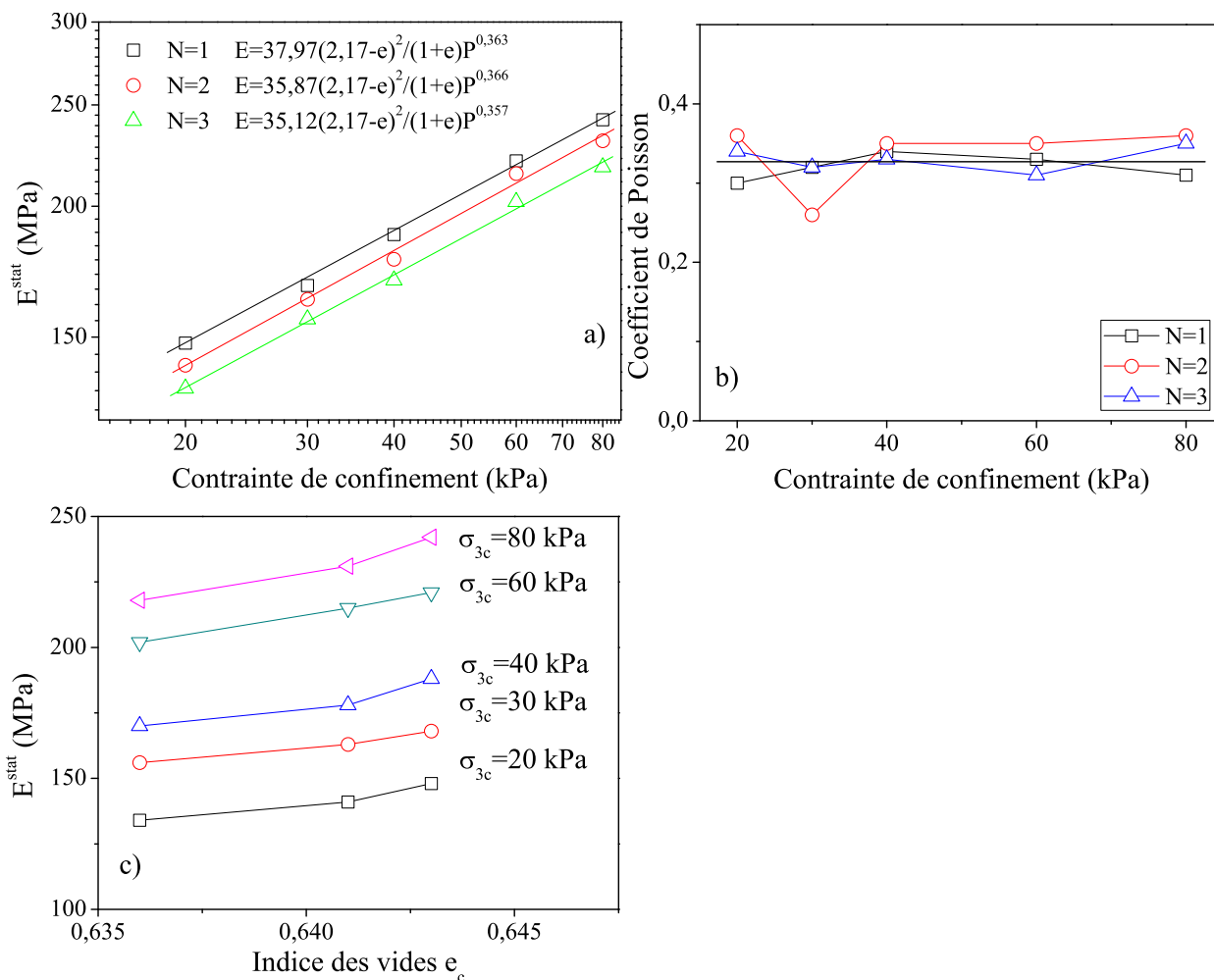


FIG. 5.16 – Evolution du module d'Young quasi-statique et du coefficient de Poisson de la série n°5.

suit une loi de puissance avec la contrainte de confinement, avec un exposant égal à 0,36 environ, tandis que le coefficient de Poisson est quasiment stable avec l'augmentation de la contrainte de confinement et avec le nombre d'utilisations. L'évolution du module d'Young quasi-statique en fonction de l'indice des vides est présentée sur la figure 5.16c. Le module d'Young quasi-statique diminue avec l'augmentation du nombre d'utilisations et une diminution constante de module d'Young par utilisation est obtenue, quelle que soit la contrainte de confinement de 20 à 80 kPa.

## 5.4.2 Sollicitations dynamiques

### 5.4.2.1 Présentation des résultats expérimentaux de propagation d'ondes

La figure 5.17 présente un exemple d'enregistrement d'ondes de compression et de cisaillement se propageant verticalement dans le milieu sec pour l'essai D7N2P80v6Sc\*. Le temps d'arrivée des ondes de compression et de cisaillement sont également représentées. La détermination du positionnement de ces temps sur les signaux d'arrivée des ondes repose sur l'utilisation de plusieurs fréquences des ondes, figures 5.17a et b. L'utilisation de plusieurs fréquences nous permet de déterminer avec précision le temps de vol des

ondes de cisaillement et de compression. Nous remarquons que le temps de propagation des ondes décroît notablement avec l'augmentation de la pression de confinement, figures 5.17c et d.

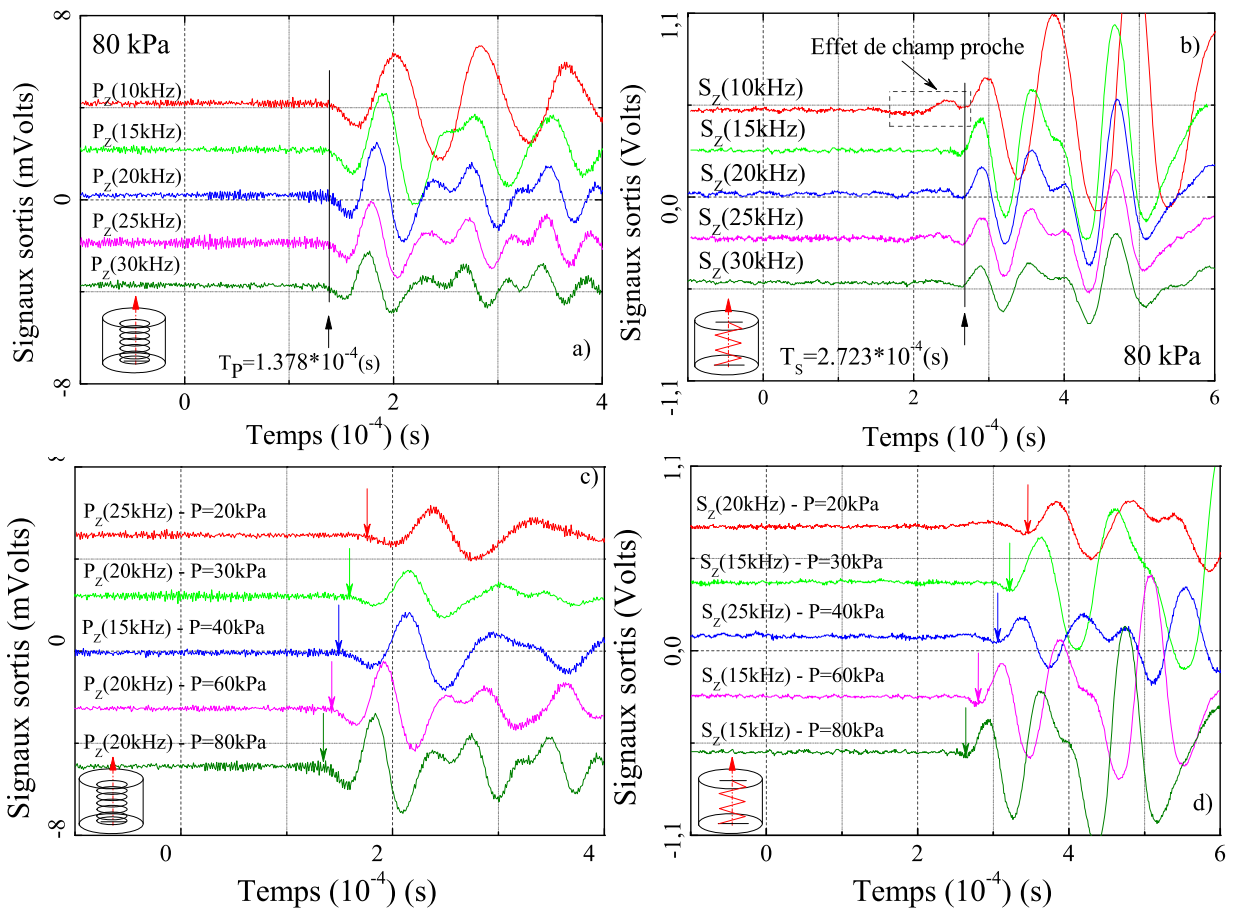


FIG. 5.17 – Enregistrement des ondes de compression  $P$  et de cisaillement  $S$  au cours de la consolidation isotrope de l'essai  $DYN2P80v6Sc^*$  sur les billes de verre  $700 \mu\text{m}$  de diamètre.

A partir de ces temps de vols (voir la figure 5.17), les vitesses des ondes de compression et de cisaillement ont pu être calculées. La figure 5.18 présente les vitesses de propagation en compression et en cisaillement, respectivement pour les échantillons à l'état isotrope réalisés par la méthode de pluviation à sec.

Suivant l'évolution de la vitesses de propagation indiquée dans la figure 5.18, l'exposant caractérisant cette évolution en fonction de la contrainte varie de 0,168 à 0,183 pour les ondes de cisaillement et de 0,167 à 0,173 pour les ondes de compression. Nos résultats expérimentaux montrent que  $n$  des vitesses en fonction de la contrainte est très proche la valeur théorique donnée par la théorie de Hertz ( $n=1/6=0,1667$ ).

Sur la figure 5.19, nous remarquons que les valeurs de la vitesse de propagation d'ondes diminuent avec l'augmentation du nombre d'utilisations  $N$ . Elle montre que la vitesse de propagation d'ondes a une tendance à se stabiliser avec le nombre d'utilisations.



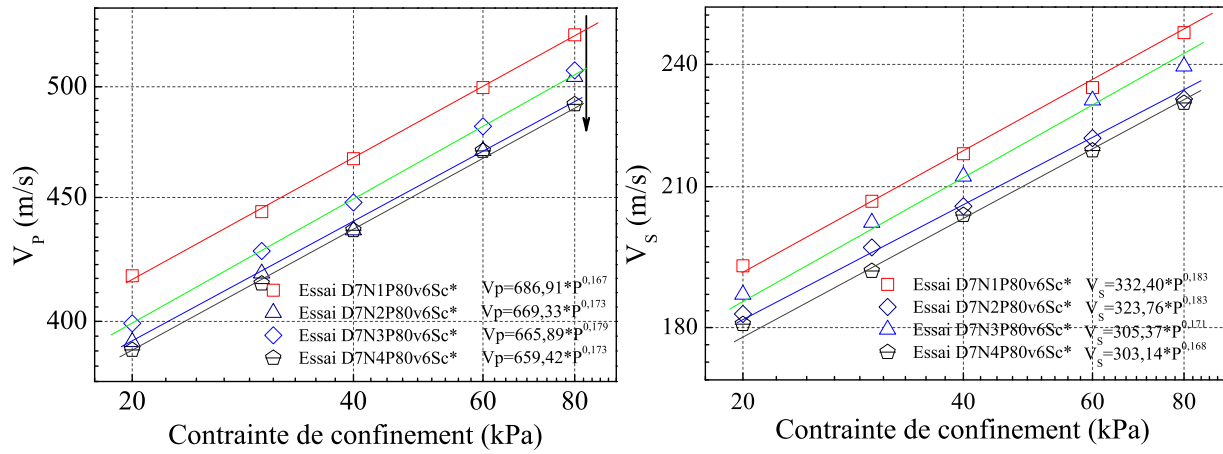


FIG. 5.18 – Evolution de la vitesse des ondes de compression et de cisaillement en fonction de la pression de confinement au cours de la consolidation isotrope.

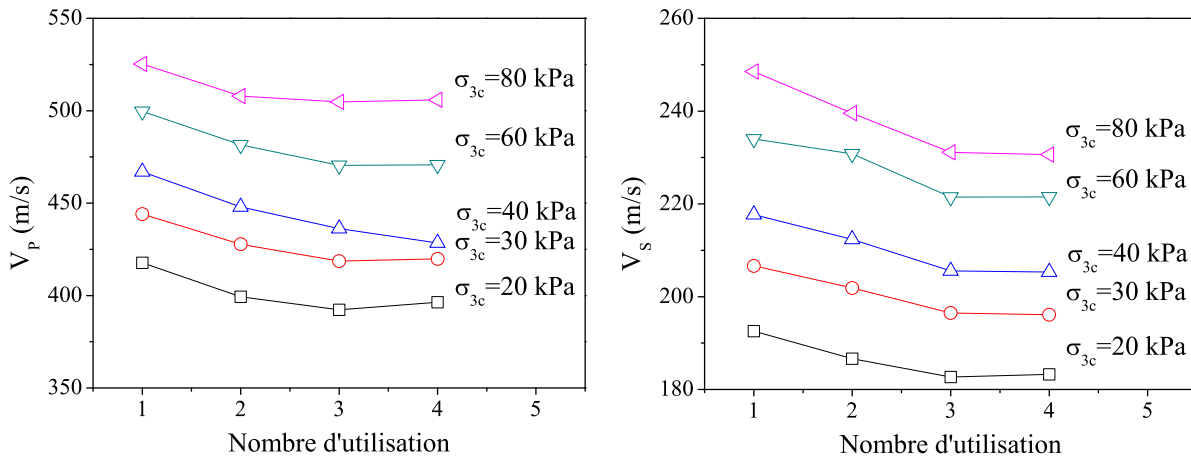


FIG. 5.19 – Evolution de la vitesse des ondes de compression et de cisaillement en fonction du nombre d'utilisations au cours de la consolidation isotrope.

#### 5.4.2.2 Interprétation des résultats expérimentaux de propagation d'ondes

L'interprétation de la sollicitation dynamique est basée sur la théorie de propagation d'ondes au sein du milieu continu semi-infini. Les équations de propagation dans un milieu élastique linéaire isotrope pour les ondes de compression et de cisaillement sont les suivantes :

$$E^{dyn} = \rho \frac{3\gamma - 4}{\gamma - 1} V_s^2 \quad (5.3)$$

$$G^{dyn} = \rho V_s^2 \quad (5.4)$$

$$\text{Avec, } \gamma = \frac{V_p^2}{V_s^2} = \frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}$$

La loi de comportement dans ce cas possède 2 paramètres indépendants  $\{E^{dyn}, G^{dyn}\}$ . Deux paramètres  $\{t_p, t_s\}$  ou  $\{V_p, V_s\}$  sont expérimentalement déterminés par la mesure de propagation d'ondes. Il est donc possible de résoudre totalement ce système

(équations 5.3, 5.4) à deux inconnus. L'indice "dyn" sert uniquement à indiquer que ces paramètres sont déduits d'une sollicitation dynamique.

Le tableau 5.8 récapitule les résultats dynamiques obtenus au cours de cette série d'essais.

Points d'investigation		$\sigma_c=20\text{kPa}$		$\sigma_c=30\text{kPa}$		$\sigma_c=40\text{kPa}$		$\sigma_c=60\text{kPa}$		$\sigma_c=80\text{kPa}$	
Essais isotropes	$e_c$	$E^{dyn}$	$\nu^{dyn}$	$E^{dyn}$	$\nu^{dyn}$	$E^{dyn}$	$\nu^{dyn}$	$E^{dyn}$	$\nu^{dyn}$	$E^{dyn}$	$\nu^{dyn}$
D7N1P80v6Sc*	0,687	149	0,33	172	0,34	192	0,33	224	0,32	253	0,33
D7N2P80v6Sc*	0,685	145	0,33	168	0,30	188	0,33	217	0,34	240	0,32
D7N3P80v6Sc*	0,683	138	0,36	160	0,36	175	0,35	201	0,36	222	0,36
D7N4P80v6Sc*	0,681	135	0,36	156	0,36	171	0,35	200	0,35	220	0,36

TAB. 5.8 – *Module d'Young  $E^{dyn}$  et coefficient de Poisson  $\nu^{dyn}$  aux cinq points d'investigation à l'état isotrope de quatre essais répétitifs sur le même échantillon de billes de verre.*

Les expressions obtenues à partir des mesures dynamiques sont présentées dans le tableau 5.9.

Essais isotropes	$f(e) = (2,17 - e)^2 / (1 + e)$	Formule E
D7N1P80v6Sc*	1,303	$E^{dyn} = 36,23f(e)P^{0,381}$
D7N2P80v6Sc*	1,309	$E^{dyn} = 37,22f(e)P^{0,365}$
D7N3P80v6Sc*	1,314	$E^{dyn} = 38,01f(e)P^{0,340}$
D7N4P80v6Sc*	1,319	$E^{dyn} = 31,99f(e)P^{0,387}$

TAB. 5.9 – *Expressions obtenues des modules d'Young dynamiques à l'état isotrope.*

Agnolin et Roux [3], Emam et al. [36] ont modélisé, par la méthode des éléments discrets, la pluviation du matériau formé des particules sphériques comprimés de manière isotrope. Les résultats de la modélisation sont comparés à nos résultats expérimentaux et à autres résultats expérimentaux de Kuwano et Jardine (noté "KJ") [62], de Sharifipour et Dano (noté "SD") [75], de X. Jia et P. Mills (noté "JM") [56] et de Emam et al. (noté "ER") [36]. Les figures 5.20a et b présentent différents résultats expérimentaux et numériques pour les vitesses de propagation d'ondes P et S. Nous disposons d'abord les valeurs de vitesses d'ondes mesurées de Sharifipour et Dano [75] sur les mêmes billes de verre et par la même méthode de fabrication " pluviation à sec ". Ensuite, nous portons des résultats de X. Jia et P. Mills [56], obtenus sur des billes de verre assemblées sous forme dense par deux procédés différents : lubrification par mélange avec une très faible quantité d'un lubrifiant et tassement par secousses répétées. Il faut noter que l'état initial de ces résultats n'est pas bien contrôlé. Nous remarquons que les vitesses des ondes distinguent bien les différents états, au-delà de leur densité. De plus, les échantillons en présence d'un lubrifiant ont une densité plus faible, mais les vitesses de propagation d'onde supérieures. Nos résultats expérimentaux par pluviation sont en bon accord avec les résultats obtenus par Sharifipour et Dano et les résultats numériques (échantillon D) d'Agnolin et Roux pour les ondes S. L'accord entre nos résultats et les résultats numériques pour les ondes P est nettement moins bon que pour les ondes S.

Nos résultats expérimentaux complètent ceux de Kuwano et Jardine [62] qui ont mesuré les modules E et G des billes de verre ( $d_{50} = 0,27$  mm) à l'état isotrope avec la

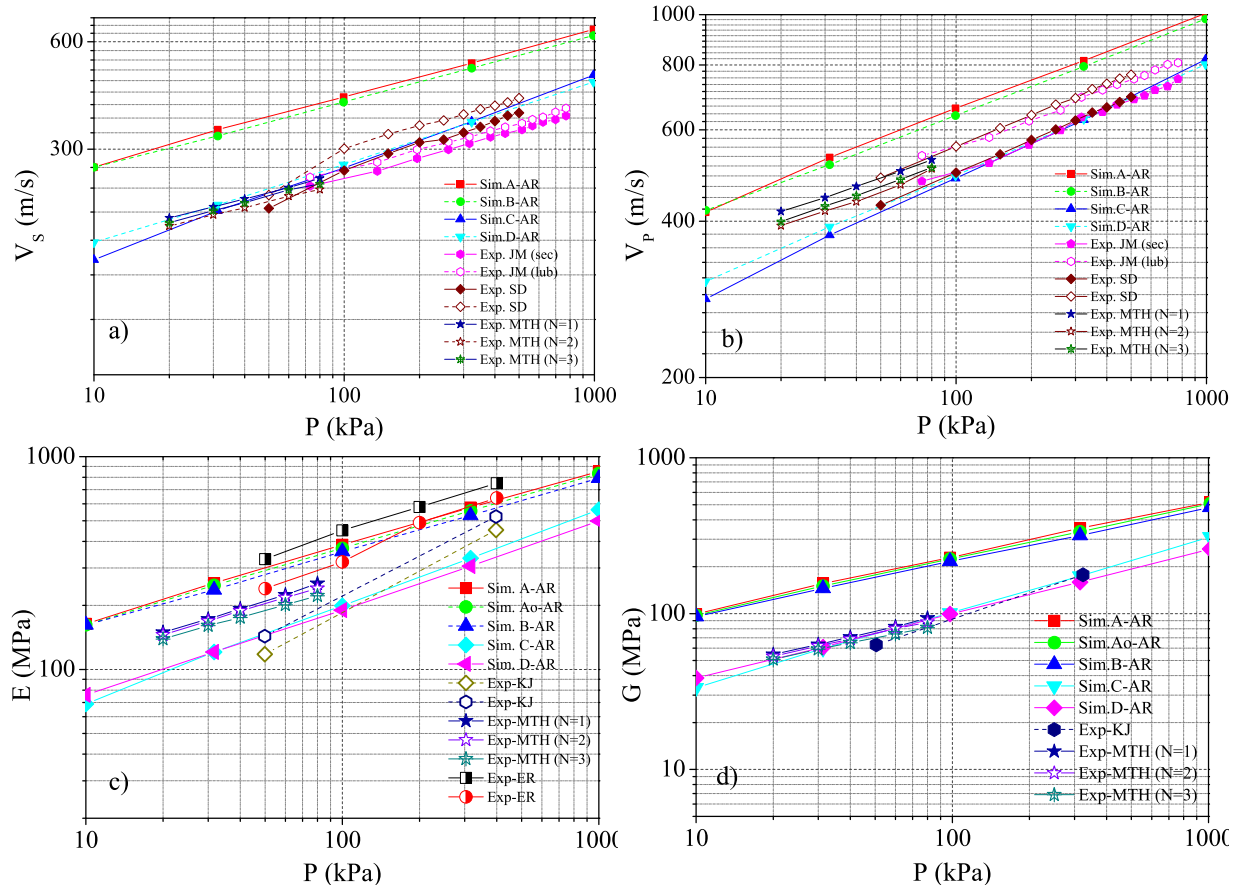


FIG. 5.20 – Comparaison de nos résultats expérimentaux avec les autres résultats expérimentaux et les simulations.

pression de confinement  $\sigma_{3c}$  variée de 50 à 400 kPa. La compacité des échantillons de Kuwano et Jardine ( $\Phi_c=0,596$  et  $0,589$ ) par la même méthode de fabrication "pluviation à sec" est assez similaire avec celle de nos échantillons ( $\Phi_c=0,593, 0,594, \text{ et } 0,595$ ). Nous remarquons que les modules  $G$  obtenues par deux laboratoires différents sont assez similaires, tandis qu'il y a des différences pour les modules  $E$ . Il est probable que ces différences proviennent de l'influence de l'effet de taille des grains dans l'échantillon (nos billes de verre ayant  $d_{50}=0,7$  mm par rapport  $d_{50}=0,27$  mm pour l'expérience de Kuwano et Jardine). De même, Emam et al. [36] ont étudié les modules d'Young en sollicitations isotropes des billes de verre bimodales ( $d=0,5; 0,12$  et  $0,15$  mm) grâce au dispositif de mesure de déformation par effet Hall du CERMES. Ils ont présenté les modules d'Young des assemblages des billes de verre ayant les densités extrêmes obtenues par pluviation ( $\Phi_c=0,64$  et  $0,60$ ) pour quatre valeurs de la contrainte de confinement, entre 50 et 400 kPa. La dépendance de  $E$  avec  $P$  peut être décrite comme une loi de puissance avec un exposant égal à  $0,38$  pour le cas dense ( $\Phi_c=0,64$ ) et  $0,4$  pour le cas lâche ( $\Phi_c=0,60$ ). Nous remarquons que cet exposant est quasiment le même avec celui de nos résultats ( $0,38$  environ). Par contre, le niveau de ces valeurs du module d'Young est supérieur que celui de nos valeurs. Les résultats de simulation d'Agnolin et Roux pour l'assemblage des grains sphériques ayant  $\Phi_c=0,593$  (l'échantillon D) nous donne un bon accord pour le module  $G$  et la même pente pour le module  $E$ . Il faut remarquer que les simulateurs doivent accepter les hypothèses simplifiées pour réaliser leurs simulations. Donc, les résultats expérimentaux

taux et de simulation ne sont pas parfaitement similaires.

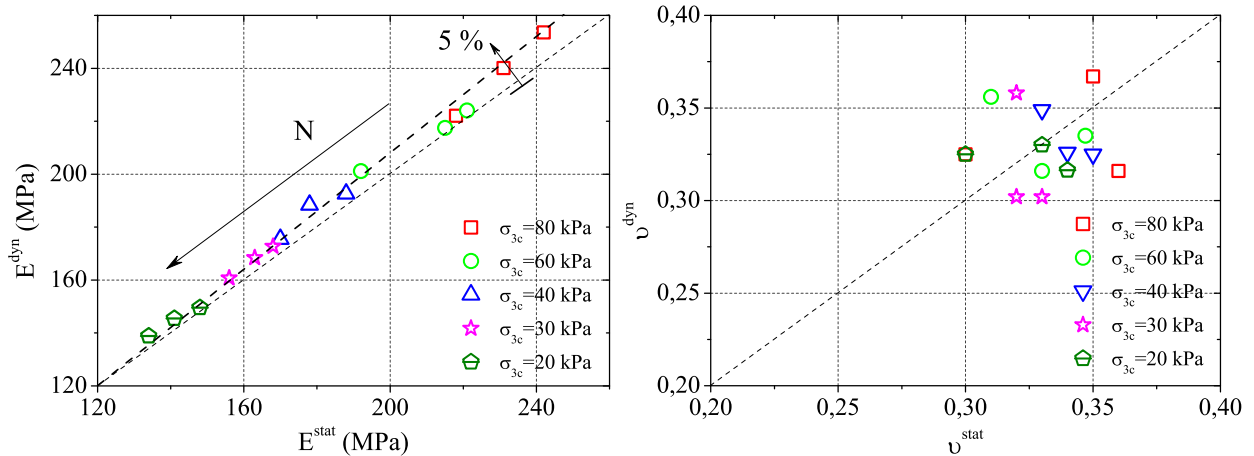


FIG. 5.21 – Comparaison entre les paramètres dynamiques et quasi-statiques pour la série d'essais selon le nombre d'utilisations.

Enfin, les paramètres élastiques  $\{E^{dyn}, \nu^{dyn}\}$  obtenus par la méthode dynamique (propagation d'ondes) pour chaque points d'investigation de ces trois essais sont aussi comparés, sur la figure 5.21, aux paramètres quasi-statiques correspondant  $\{E^{stat}, \nu^{stat}\}$  par la méthode quasi-statique (cycles de faibles amplitudes). On constate une bonne concordance entre des résultats dynamiques et quasi-statiques. Les modules d'Young dynamiques sont toujours plus élevés de 5% aux modules quasi-statiques. Cette bonne corrélation entre les mesures dynamiques et quasi-statiques pour les modules d'Young nous permet de valider la procédure de l'essai. Le nuage des coefficients de Poisson nous donne une valeur centrée sur 0,33. Cette valeur est assez similaire avec celle de la simulation (coefficient de Poisson de 0,32 à 0,34) obtenue par Agnolin et Roux [3].

### 5.4.3 Module sécant des stick-slips

#### 5.4.3.1 Interprétation du module sécant des stick-slips

En mécanique des sols, on présente l'évolution des modules sécants avec le niveau de la déformation. Cette évolution permet l'identification du domaine élastique par l'existence d'un palier pour lequel les modules reliant l'incrément de contrainte à l'incrément de déformation sont constants et maximaux, [98], [35].

Ce domaine correspond à quelques  $10^{-5}$  m/m de déformation axiale. Plusieurs recherches récentes [81], [39], ont étudié l'évolution des modules sécants non seulement à la courbe initiale "déviateur de contrainte - déformation axiale", mais à quelques niveaux de déformation axiale pour mettre en évidence l'influence de l'anisotropie sur le comportement mécanique du matériau en petites déformations.

L'étude des modules sécants à l'état anisotrope au départ du stick-slip est aussi abordée dans notre recherche. Ce point nous apporte une nouvelle vision au cours de la recherche de l'influence de l'anisotropie. Dans cette partie, nous calculons les modules sécants des stick-slips dans le domaine limite à quelques  $10^{-5}$  m/m de déformation axiale,

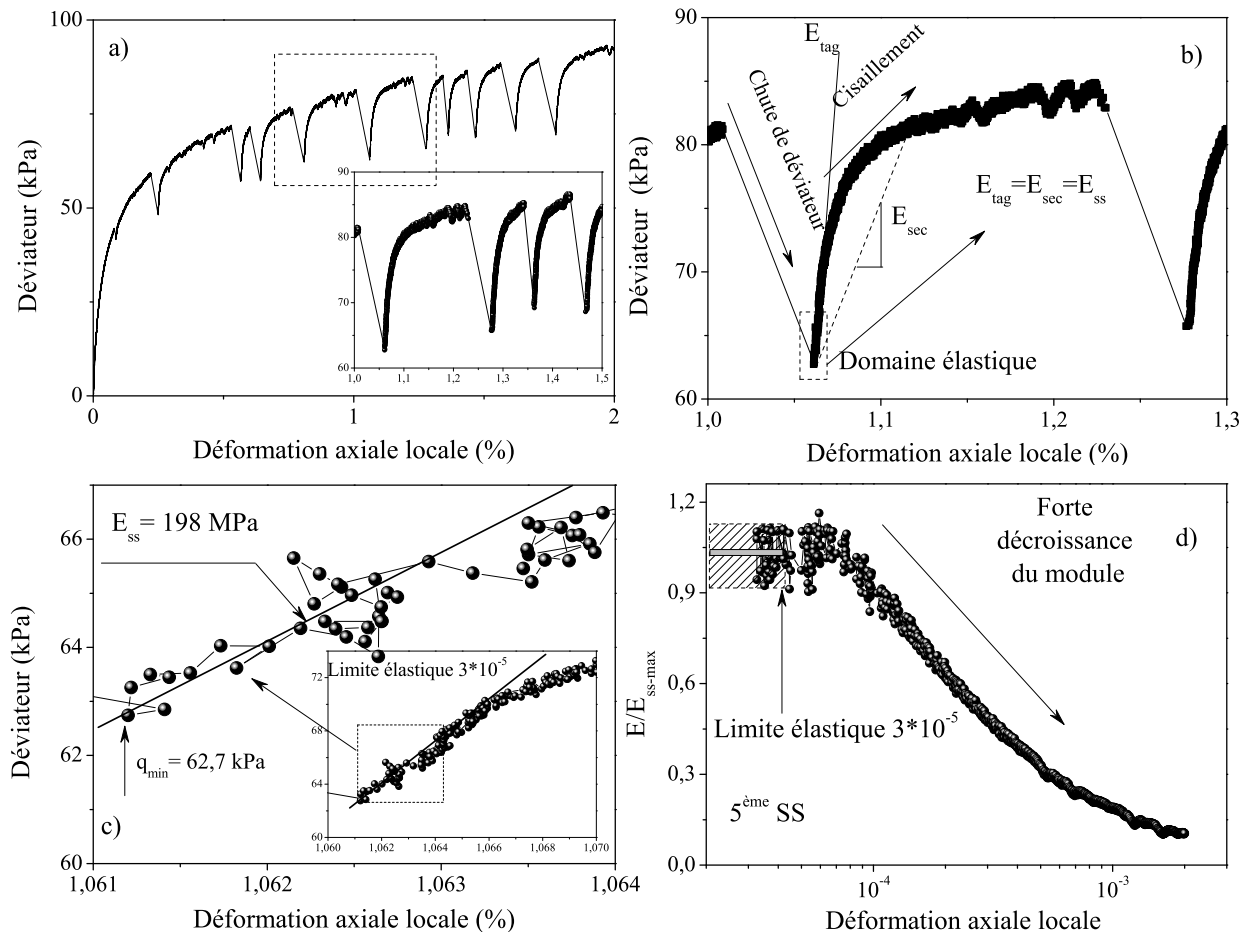


FIG. 5.22 – Un exemple type de l'agrandissement à  $10^{-5}$  de la courbe contrainte de déviateur  $q$  - déformation axiale  $\varepsilon_1$  au moment où se produit le stick-slip et évolution du module sécant après la chute de déviateur. Essai D7N1P80v6Sc\* - 5ème stick-slip.

au départ de chaque stick-slip.

La figure 5.22a présente le comportement des stick-slips du matériau modèle billes de verre. La première chute de contrainte apparaît à 0,11% de déformation axiale.

Un agrandissement de la courbe déviateur de contrainte - déformation axiale est présenté sur la figure 5.22b avec le cinquième stick-slip. Nous constatons une augmentation forte de la rigidité de l'échantillon après la chute de déviateur. Autrement dit, il y a un changement des propriétés du matériau entre les phases de cisaillement situées avant et après la chute de contrainte. C'est un point important du comportement des billes de verre, parce qu'il semble que son comportement est reproduit après chaque chute de contrainte. La figure 5.22b montre aussi que, par les définitions, les modules sécantes,  $E_{sec} = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{\varepsilon_1}$ , sont plus faibles que les modules tangents,  $E_{tag} = \frac{d\sigma_1}{d\varepsilon_1}$ . Ces derniers sont égaux uniquement au point isotrope initial, notés par  $E_{ss}$ . Par un calcul manuel, la figure 5.22c montre que  $E_{ss}$  est égal à 189 MPa pour un déviateur de contrainte minimal de 62,7 kPa.

La figure 5.22d présente l'évolution du module sécant normalisé par  $E_{ss-max}$  en

fonction de la déformation axiale. Cette évolution présente une très forte décroissance à partir de  $3 \cdot 10^{-5}$  m/m. Un palier asymptotique constant et maximal est visible pour de très faibles déformations  $[0; 3 \cdot 10^{-5}$  m/m]. La valeur de ces modules dans ce palier est indépendante du niveau de déformation. L'évolution du module sécant normalisée par  $E_{ss-max}$  de l'ensemble des stick-slips de trois premiers essais avec  $N = 1, 2, 3$  se trouve dans l'annexe G.

#### 5.4.3.2 Influence des effets de bords sur le module des stick-slips

La figure 5.23 présente l'évolution du module d'Young normalisé par  $E_{ss-max}$  des stick-slips. Nous remarquons que l'évolution du module d'Young des stick-slips par capteurs externes est toujours plus basse par rapport à celle donnée par les capteurs locaux. C'est-à-dire que la raideur de l'échantillon mesurée par capteurs locaux est plus grande que celle mesurée par capteur interne due aux effets de bords en moyennes déformations et en grandes déformations. On trouve que le comportement des billes de verre est linéaire et élastique en très petites déformations. Dans ce cas, la limite du domaine élastique est de  $3 \cdot 10^{-5}$  m/m.

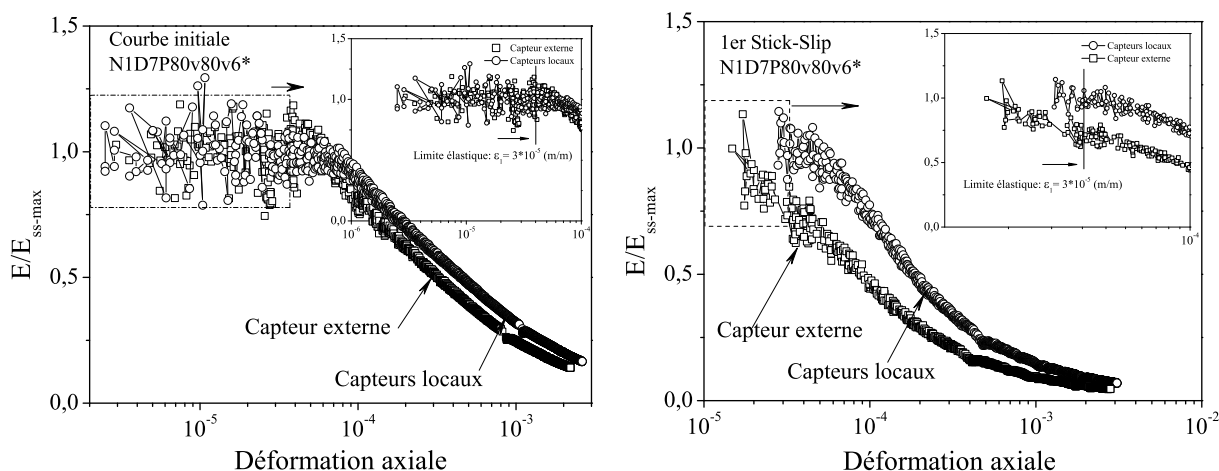


FIG. 5.23 – Un exemple type de la comparaison de l'évolution du rapport  $E/E_{ss-max}$ . Essai  $D7N1P80v6Sc^*$ .

#### 5.4.3.3 Analyse du module sécant maximal des stick-slips

L'appareil triaxial de précision nous offre une opportunité pour caractériser le comportement des stick-slips avec le module d'Young au départ de chaque stick-slip. En effet, après la chute de déviateur, le comportement du matériau est reproduit. Une nouvelle courbe déviateur de contrainte - déformation axiale est créée. De nombreux stick-slips aux différents niveaux de déformation nous permettent d'étudier les propriétés du matériau modèle à l'état de contrainte anisotrope.

La figure 5.24 présente l'évolution du module sécant et du coefficient de Poisson des stick-slips, en ajoutant le module initial au départ de chaque essai de chargement monotone de la série n°5. Elle montre une tendance commune du module sécant et du coefficient de Poisson des stick-slips. Les valeurs moyennes de ces paramètres par capteurs

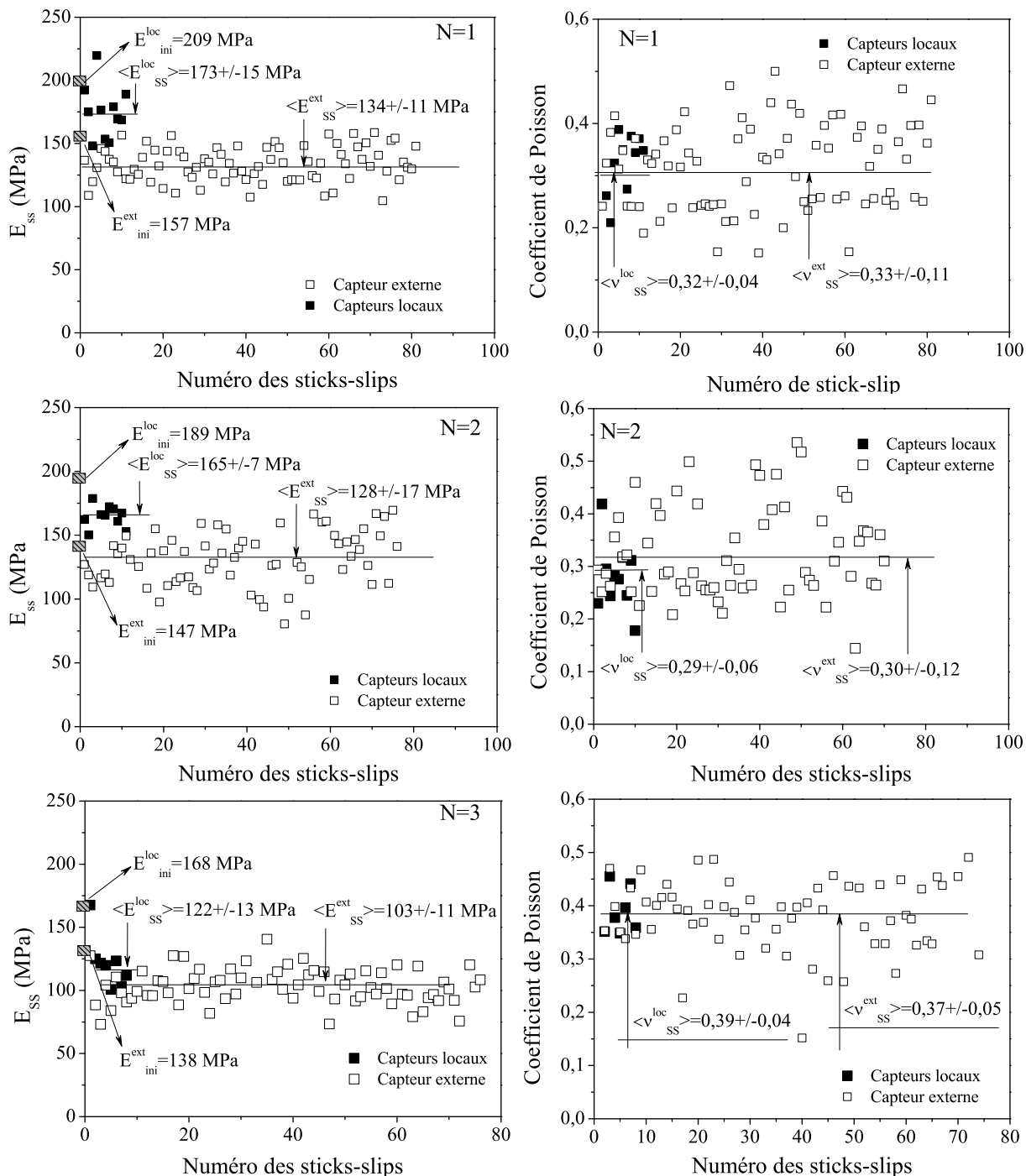


FIG. 5.24 – L'évolution du module d'Young et du coefficient de Poisson des stick-slips par les capteurs externes et locales. Essais  $D7N1P80v6Sc^*$ ,  $D7N2P80v6Sc^*$ ,  $D7N3P80v6Sc^*$ .

locaux sont respectivement  $173 \pm 15$ ;  $165 \pm 7$ ;  $122 \pm 13$  MPa pour le module sécant maximal et  $0,32 \pm 0,04$ ;  $0,31 \pm 0,07$ ;  $0,39 \pm 0,04$  pour le coefficient de Poisson. Les modules initiaux obtenus par capteurs locaux et externes pour les trois essais  $N=1, 2$  et  $3$  sont respectivement 209; 189; 168 et 157; 147; 138 MPa. La détermination de ces modules est présentée dans l'annexe G. Ils sont plus grands que ceux moyens des stick-slips. L'évolution du module d'Young des stick-slips démontre que les caractéristiques rhéologiques du matériau modèle peuvent être considérées comme constante, presque indépendantes de l'état de

contrainte anisotrope et de l'état de déformation au départ des stick-slips.

Le tableau suivant récapitule les résultats du module d'Young et du coefficient de Poisson des stick-slips de la série d'essais avec changement du nombre d'utilisations.

Nom	$E_{ini}^{ext}$ (MPa)	$\langle E_{ss}^{ext} \rangle$ (MPa)	$\langle \nu_{ss}^{ext} \rangle$	$E_{ini}^{loc}$ (MPa)	$\langle E_{ss}^{loc} \rangle$ (MPa)	$\langle \nu_{ss}^{loc} \rangle$
D7N1P80v6Sc*	157	134±11	0,33±0,11	209	173±15	0,32±0,04
D7N2P80v6Sc*	147	128±17	0,30±0,12	189	165±7	0,29 ±0,06
D7N3P80v6Sc*	138	103±11	0,37±0,05	168	122±13	0,39±0,04
D7N4P80v6Sc*	Absent du stick-slip					

TAB. 5.10 – Tableau récapitulatif du module d'Young initial  $E_{ini}$ , du module d'Young moyen  $\langle E_{ss} \rangle$  et du coefficient de Poisson moyen  $\langle \nu_{ss} \rangle$  des stick-slips de la série n°5.

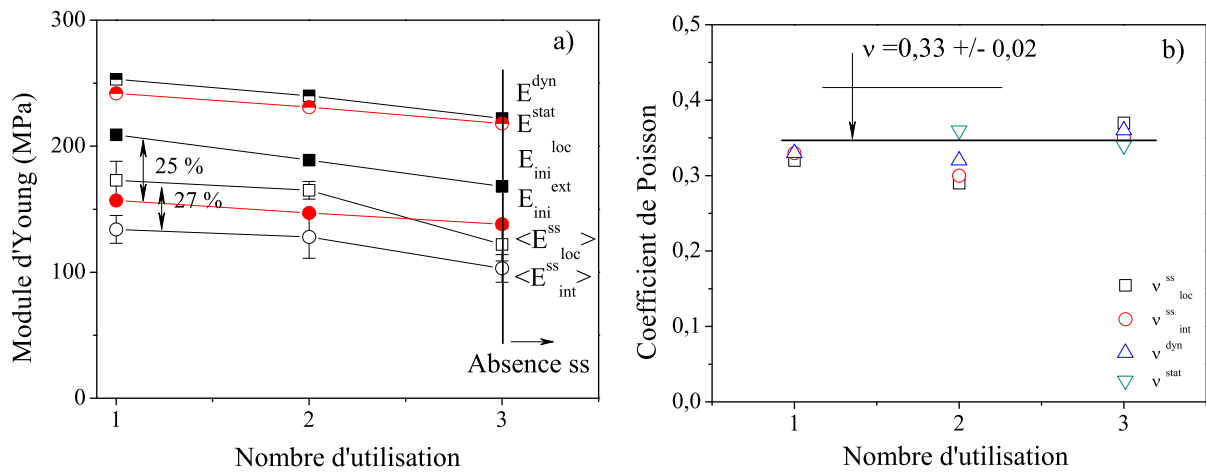


FIG. 5.25 – L'évolution du module d'Young des stick-slips avec le nombre d'utilisation.

L'évolution du module d'Young initial et du module d'Young moyen au départ des stick-slips des billes neuves et usées est présentée dans la figure 5.25. Elle montre une décroissance de ces modules au fur à mesure de l'utilisation des billes.

La figure 5.25a montre aussi que le module d'Young initial et le module d'Young moyen des stick-slips obtenu par les capteurs locaux sont toujours plus élevés que ceux obtenus par le capteur externe (environ 25% pour le module d'Young initial et 27% pour le module moyen des stick-slips). Les modules dynamiques et quasi-statiques sont quasiment similaires. Ils sont plus élevés que les modules d'Young initiaux. Les modules d'Young initiaux sont supérieurs aux modules d'Young moyens des stick-slips. La figure 5.25b montre que le coefficient de Poisson est indépendant de l'état de la contrainte de confinement, de la déformation au départ des stick-slips et également à l'usure des billes.



#### 5.4.4 Conclusions

L'appareil triaxial de précision donne l'accès aux deux paramètres macroscopiques restant, permettant une caractérisation complète des frottements saccadés : le module d'Young en très faibles déformations et le coefficient de Poisson au départ de chaque phase de blocage (slip), ce que ne permet pas l'appareil triaxial classique. Cet appareil triaxial de précision est équipé des systèmes de mesures locales des déformations axiales et radiales, des systèmes de sollicitations quasi-statiques par cycles en contrainte ou en déformation axiale de très faibles amplitudes et de sollicitations dynamiques par propagation d'ondes.

Une première série de compressions axiales répétées sur le même échantillon moyennement dense, préparé avec la méthode de pluviation à sec, permet d'aboutir aux conclusions préliminaires suivantes :

- 1) Le module d'Young dynamique  $E^{dyn}$  par propagation d'ondes dépend de la contrainte de confinement  $\sigma'_3$  dans la gamme 20 - 80 kPa selon une loi de puissance avec un exposant égal à 0,38 environ.
- 2) Le module d'Young quasi-élastique  $E^{quasi-l} = E^{ss}$  au départ de la phase de blocage pour chacun des frottements saccadés inférieurs à 2% de déformation axiale est constant à l'intérieur du domaine élastique estimé à  $3.10^{-5}$ .
- 3) Le module d'Young quasi-élastique  $E^{stat}$  est mesuré par cycle en contrainte de 4 kPa d'amplitude et à l'état de contrainte isotrope. Nous avons  $E^{dyn} \geq E^{stat} \geq E^{ini} \geq \langle E^{ss} \rangle$ .  $\langle E^{ss} \rangle$  est la moyenne des modules d'Young quasi-élastiques des frottements saccadés. Le coefficient de Poisson est pratiquement constant, environ 0,33, pour l'ensemble des frottements saccadés.

# Conclusions et perspectives

Les objectifs de ce travail de thèse étaient, au niveau expérimental, de caractériser les frottements saccadés (stick-slips) du matériau granulaire modèle constitué des billes de verre monodisperses en compression triaxiale drainé et d'identifier les paramètres de contrôles. Un groupe de 5 paramètres macroscopiques caractérise ces frottements saccadés : la chute de déviateur  $\Delta q$  et la contraction volumique pendant la phase de glissement (slip), l'intermittence de déformation axiale, le module d'Young et le coefficient de Poisson au départ de la phase de blocage (stick).

Deux outils complémentaires de la mécanique des sols ont été sélectionnés pour mener à bien cette étude expérimentale : l'appareil triaxial classique avec mesure globale des déformations volumiques pour l'étude des trois premiers paramètres de caractérisation, et l'appareil triaxial de précision pour les deux derniers paramètres en mettant l'accent sur les mesures précises et multiples du module d'Young élastique en très faibles déformations. Une campagne de 5 séries totalisant 24 essais dont 4 à l'appareil de précision a été réalisée pour cette caractérisation.

Aux termes de cette étude, nous avons pu caractériser les frottements saccadés des matériaux granulaires idéalisés par un groupe de cinq paramètres macroscopiques dont trois à l'appareil triaxial classique et deux à l'appareil triaxial de précision, et identifier quelques paramètres de contrôle. Nous avons obtenu de nouvelles informations sur les frottements saccadés volumiques, et le changement de formes des particules initialement sphériques. Ces expériences nous ont permis d'avoir une meilleure compréhension du phénomène. Néanmoins, plusieurs questions importantes restent sans réponses : quel est le mécanisme principal de déclenchement des frottements saccadés ? quelle est l'origine de la dilatance locale des matériaux modèles de densité très lâche ?

A l'appareil triaxial classique, le comportement saccadé des matériaux granulaires modèles, constitué des billes de verre monodisperses, totalement saturés et préparés par la méthode de sous compaction humide est étudié en compression drainée avec différentes contraintes de confinement, de 50 à 400 kPa, différentes vitesses de déformation axiales, de 0,2 à 2 mm/minute, et différentes tailles de grains (300, 500, 700  $\mu m$ ).

Le phénomène de frottement saccadé est observé simultanément en déviateur et en déformations volumiques. Il peut être caractérisé par cinq paramètres macroscopiques : la chute de déviateur  $\Delta q$  et la contraction volumique  $\Delta \varepsilon_v$  pendant la phase de glissement, l'intermittence des déformations axiales  $\Delta \varepsilon_1$  des cycles de frottement saccadé, le module d'Young et le coefficient de Poisson au départ de la phase de blocage. Nous avons obtenu, pour la première fois, des mesures expérimentales précises de la dilatance volumique liée

aux frottements saccadés.

*Caractéristiques globales des matériaux granulaires modèles :*

- 1) En compression triaxiale, le matériau modèle possède des caractéristiques globales de rupture semblables à celles d'un milieu granulaire réel : une cohésion nulle et un pseudo angle de frottement intergranulaire intrinsèque de  $23^\circ \pm 0^\circ 08$  pour les billes de  $700 \mu m$ .
- 2) Le comportement volumique global du milieu modèle très lâche est contractant, contrairement au comportement volumique localement dilatant des frottements saccadés avec un état caractéristique ayant un angle de frottement mobilisé  $\phi_{car} = 18^\circ 2 \pm 2^\circ 3$ .
- 3) Le premier frottement saccadé se produit pour un angle de frottement mobilisé commun de  $14^\circ 8 \pm 0^\circ 8$  quelles que soient les contraintes de confinement et les vitesses d'écrasement.

*Caractéristiques des frottements saccadés :*

- 1) Les frottements saccadés ont un comportement macroscopique globalement contractant et approchant un état limite critique en grandes déformations semblables à celui des sables très lâches, et un comportement microscopique localement dilatant et amollissement des sables denses en petites et moyennes déformations.
- 2) Les frottements saccadés existent simultanément en déviateur et en déformations volumiques. La phase dynamique de glissement est caractérisée par une grande vitesse de déformation axiale, une chute brusque de déviateur et une contraction volumique instantanée. La phase quasi-statique de blocage est caractérisée par une vitesse de déformation axiale constante, une dilatation volumique continue sans atteindre l'état critique après une petite contraction volumique au début de la phase.
- 3) Une génération instantanée de la pression interstitielle en fin de la phase de blocage et dissipée rapidement en moins de 2 secondes en phase de glissement montre un comportement très complexe et dynamique des instabilités de frottement. Elle est probablement due à la rupture des chaînes de forces entraînant l'effondrement local des macropores des matériaux modèles très lâches.
- 4) Les frottements saccadés sont liés à la dilatançe locale des matériaux modèles et disparaissent au-delà d'une vitesse critique d'écrasement axial, vers environ  $2,5 \text{ mm/min}$  pour un confinement de  $50 \text{ kPa}$ . Cette vitesse critique de disparition des phénomènes d'instabilités dépend de la contrainte de confinement et de la taille des grains.
- 5) L'amplitude moyenne de déviateur  $\langle \Delta q \rangle$ , l'intermittence moyenne de déformation axiale  $\langle \Delta \varepsilon_1 \rangle$ , l'amplitude moyenne de déformation volumique  $\langle \Delta \varepsilon_v \rangle$  augmentent linéairement avec l'augmentation de la contrainte de confinement  $\sigma'_{30}$ , et diminuent linéairement avec l'augmentation de la vitesse d'écrasement.
- 6) Le module d'Young moyen  $\langle E_{10^{-4}} \rangle$  des frottements saccadés, estimés vers quelques  $10^{-4}$  dépend de la contrainte de confinement  $\sigma'_{30}$  selon une loi de puissance avec un exposant de  $0,515$ , comme un milieu granulaire réel, tandis qu'un coefficient de Poisson d'environ  $0,32$  est obtenu par l'ensemble des frottements saccadés.
- 7) Pour les billes de verre de  $700 \mu m$ , les frottements saccadés sont quasi-périodiques pour les petites vitesses d'écrasement inférieures à  $0,5 \text{ mm/min}$  et pour les contraintes de confinement supérieures à  $100 \text{ kPa}$ .

Ces simples expériences à l'appareil triaxial classique montrent un comportement étonnamment complexe des matériaux granulaires idéalisés telles que les billes de verre monodisperses. Nous avons pu caractériser les frottements saccadés par cinq paramètres macroscopiques et obtenir de nouvelles informations sur ce mystérieux phénomène. Les frottements saccadés sont liés probablement à la dilatance locale du matériau, mais le mécanisme précis du déclenchement des frottements saccadés reste inconnu. Pourquoi les billes de verre à l'état très lâche possèdent-elle une dilatance locale, contrairement au milieu granulaire réel? Cette question n'a pas de réponse, à l'état actuel.

A l'appareil triaxial classique, les frottements saccadés disparaissent au-delà d'une vitesse d'écrasement axiale critique, fonction des contraintes de confinement. Cette disparition est également constatée avec l'écrasement répété du même échantillon de 700  $\mu\text{m}$ , de même densité initiale de fabrication (-57 à -110 % de  $D_r$ ), de même contrainte de confinement (100 kPa) et de même vitesse d'écrasement (0,2 mm/min).

Le suivi par l'analyse granulométrique par laser des matériaux immédiatement après l'écrasement, combiné avec l'analyse d'image en fonction de trois indices de rondeur  $I_R$ , de forme  $I_F$  et d'abrasion  $I_A$  montrent que la disparition des frottements saccadés est liée à l'apparition des billes plus petites et polydisperses et également à l'apparition de quatre nouvelles formes non-rondes de billes. Ces paramètres permettent de suivre l'évolution de la forme de billes au fur et à mesure de l'écrasement répété avec nombre d'utilisation  $N$ .

Pour une même masse des billes de verre et avec la même méthode de fabrication, les billes se densifient et l'indice des vides à la fabrication  $e_o$  et au départ d'écrasement  $e_c$  diminuent linéairement avec  $N$ , tout en étant très lâche. Cette densification est liée probablement au changement de la forme des billes.

- 1) Quel que soit le nombre d'écrasement, le matériau modèle a toujours une cohésion nulle. Le pseudo angle de frottement intergranulaire passe par un maximum de  $24^\circ 3'$  à la quatrième compression triaxiale et diminue régulièrement ensuite, ce qui contredit l'intuition liée à la densification. Néanmoins, le déclenchement du premier frottement saccadé se produit toujours pour le même angle de frottement mobilisé à  $13^\circ 2' \pm 1' 4''$ .
- 2) L'analyse granulométrique pour laser montre une diminution régulière de  $D_{50}$ , passant de 723  $\mu\text{m}$  des billes neuves à 696  $\mu\text{m}$  à la huitième utilisation, soit une réduction de 3,7%. Elle montre une disparition progressive des grosses billes (-1,3% des billes de 1259  $\mu\text{m}$ ) et une augmentation continue des billes moyennes (+1,4% des billes de 631  $\mu\text{m}$ ).
- 3) L'apparition accélérée de nouvelles formes de billes avec  $N$ . Quatre nouvelles formes se sont créées, caractérisées par  $I_R$  de 0,6 à 0,9. A la disparition des frottements saccadés au huitième écrasement, 18,5% des billes sont déformées dont plus de la moitié correspond aux formes 2 et 3, ovalisées ou fusion de deux billes. L'analyse par  $I_A$  corrobore l'apparition des nouvelles formes.
- 4) L'amplitude moyenne de déviateur  $\langle \Delta q \rangle$ , l'intermittence moyenne de déformation axiale  $\langle \Delta \varepsilon_1 \rangle$ , l'amplitude moyenne de déformation volumique  $\langle \Delta \varepsilon_v \rangle$ , de même que le module d'Young moyen diminuent régulièrement avec  $N$ , après passant par un maximum à la quatrième compression triaxiale.

Les figures montrent des fusions partielles et totales entre deux billes de verre en compression triaxiale, ce qui ressemble au frittage entre deux grains solides. Est-il possible de fusionner deux grains solides sous faible pression (100 kPa) et à température ambiante (25°C)? Quel est le rôle exact de l'eau, désaérée et déminéralisée, dans ce processus de fusion? Ces questions dépassent largement le cadre actuel de nos études.

L'appareil triaxial de précision donne l'accès aux deux paramètres macroscopiques restants, permettant une caractérisation complète des frottements saccadés: le module d'Young en très faibles déformations et le coefficient de Poisson au départ de chaque phase de blocage, ce que ne permet pas l'appareil triaxial classique. Cet appareil triaxial de précision est équipé des systèmes de mesures locales des déformations axiales et radiales, des systèmes de sollicitations quasi-statiques par cycles en contrainte ou en déformation axiale de très faibles amplitudes et de sollicitations dynamiques par propagation d'ondes.

Une première série de compressions axiales répétées sur le même échantillon moyennement dense, préparé avec la méthode de pluviation à sec, permet d'aboutir aux conclusions préliminaires suivantes :

- 1) Le module d'Young dynamique  $E^{dyn}$  par propagation d'ondes dépend de la contrainte de confinement  $\sigma'_3$  dans la gamme 20-80 kPa selon une loi de puissance avec un coefficient de 0,36 - 0,38.
- 2) Le module d'Young quasi-élastique  $E^{quasi-l} = E^{ss}$  au départ de la phase de blocage pour chacun des frottements saccadés inférieurs à 2% de déformation axiale est constant à l'intérieur du domaine élastique estimé à  $3.10^{-5}$ .
- 3) Le module d'Young quasi-élastique  $E^{stat}$  est mesuré par cycle en contrainte de 4 kPa d'amplitude et à l'état de contrainte isotrope. Nous avons  $E^{dyn} \geq E^{stat} \approx E^{ini} \geq \langle E^{ss} \rangle$ .  $\langle E^{ss} \rangle$  est la moyenne des modules d'Young quasi-élastiques des frottements saccadés. Le coefficient de Poisson est pratiquement constant, environ 0,33 pour l'ensemble des frottements saccadés.

Dans la continuité immédiate de ce travail, plusieurs perspectives expérimentales et théoriques peuvent être dégagées :

- 1) Il conviendrait d'étendre cette étude à des mélanges de matériaux granulaires modèles et réels, par exemple des mélanges de billes de verre monodisperses et de sable, dans le but d'identifier le seuil de mélange autorisant le déclenchement des frottements saccadés qui sont totalement absents sur les sables.
- 2) Il serait intéressant de pouvoir modéliser les frottements saccadés observés. La méthode des éléments discrets, capable de décrire les comportements macroscopiques à partir d'une modélisation microscopique des assemblages granulaires idéalisés est largement pressentie. Elle peut incorporer quelques résultats de cette étude, tels que le module élastique ou quasi-élastique et la dilataance locale des particules élémentaires.

# Annexe A

## Calibration des capteurs

Dans cette partie, nous abordons les calibrations des capteurs de la nouvel appareil triaxial de révolution. Pour les capteurs utilisés dans l'appareil triaxial classique, nous consultons ses calibrations sur les travaux de Erdin IBRAIM [53].

### 1) Calibration du capteur de force

Nous utilisons le capteur standard précalibré MTS (50kN) pour calibrer notre capteur de force.

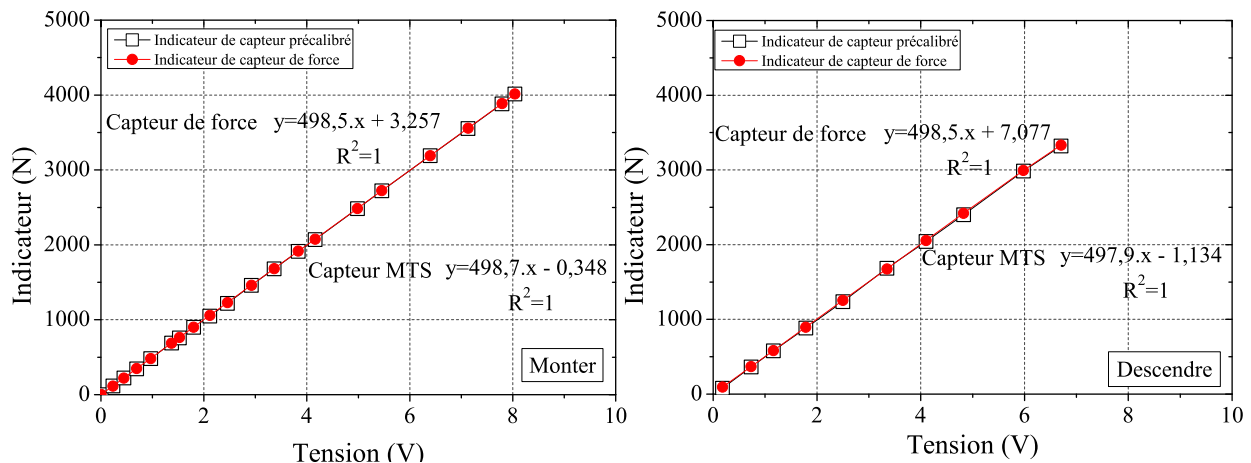


FIG. A.1 – Comparaison des mesures obtenues par l'indicateur de capteur standard précalibré MTS et l'indicateur de capteur de force

### 2) Calibration des capteurs sans contact

La méthode de calibration des capteurs sans contact à courant de Foucault utilisée pour les mesures de déplacements verticaux et horizontaux correspondant à la méthode recommandée par le constructeur. On utilise une vis micrométrique sur laquelle on place le dispositif de capteur et de cible, puis on déplace le capteur ou la cible en lisant la valeur en tension DC correspondante. Un jeu de trois potentiomètres dans le boîtier de conditionneur permet d'effectuer des réglages d'offset, de gain et de linéarité sur la courbe de calibration tension(V) - déplacement ( $\mu\text{m}$ ). La calibration du capteur de force est effectuée en compression grâce à un montage utilisant une poutre en métal sollicitée en flexion. Les indicateurs du capteur sont comparées et calculées sur les valeurs obtenues par le capteur installé sur la traverse.

Une droite est obtenue dans le plan signal électrique (0-5volt) - valeur physique mesurée ( $\mu m$ ).

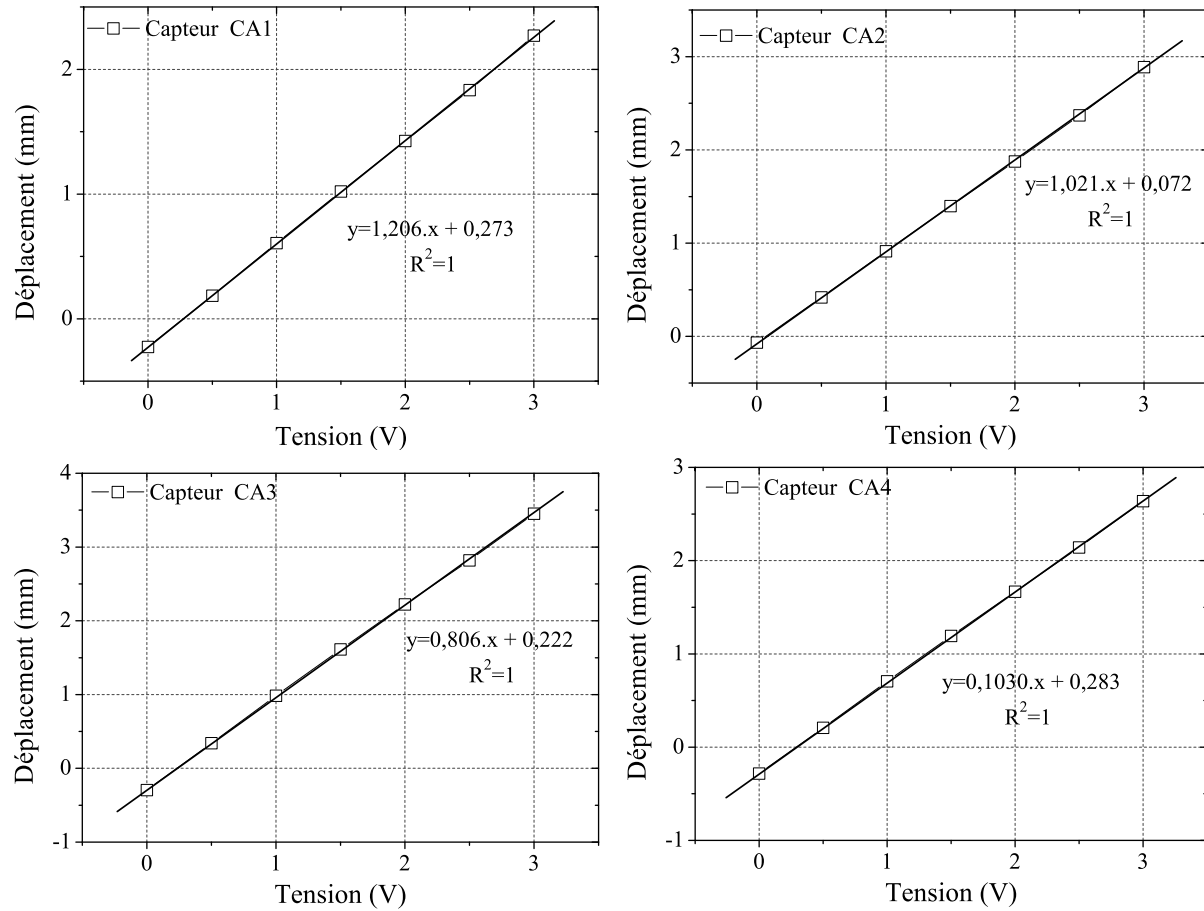


FIG. A.2 – Calibration des capteurs axiaux sans contact

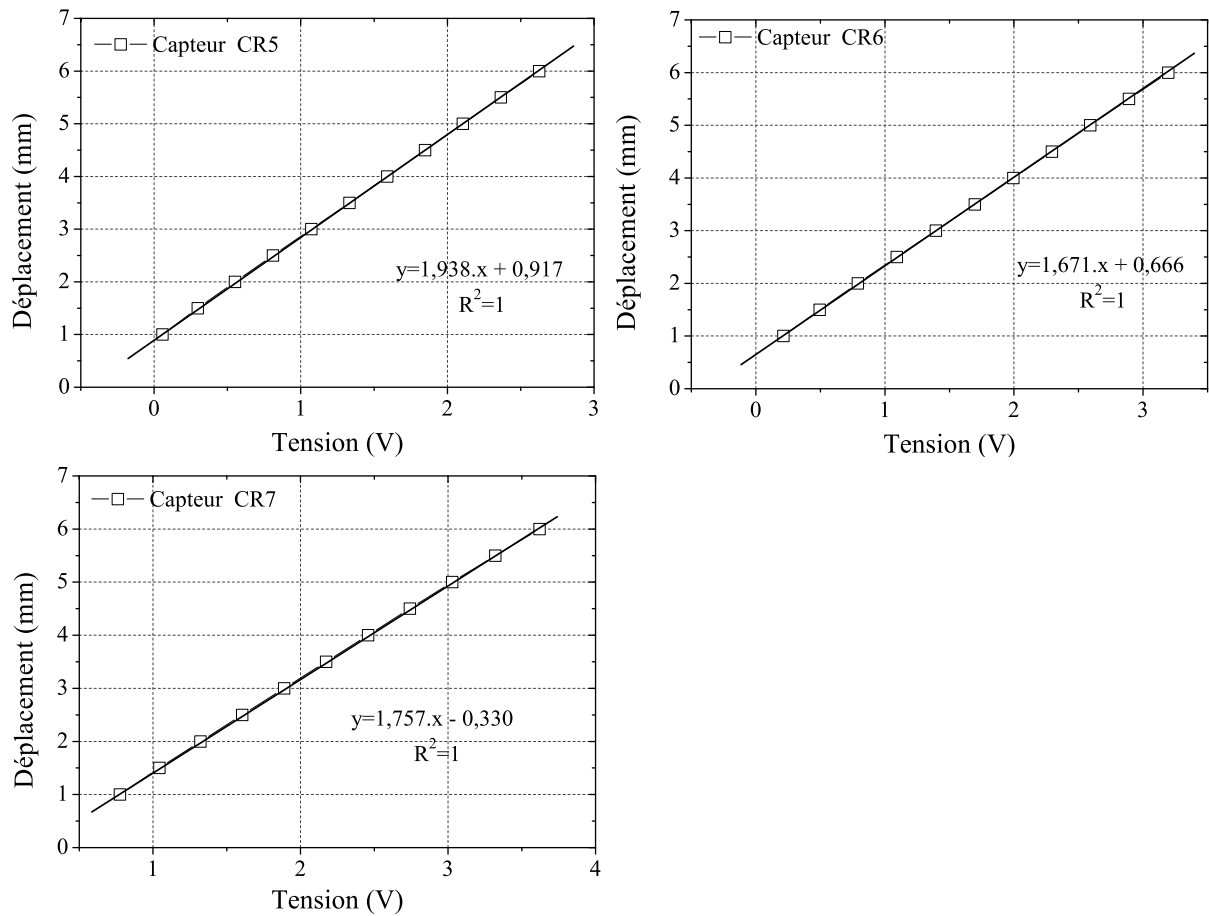


FIG. A.3 – Calibration des capteurs radiaux sans contact

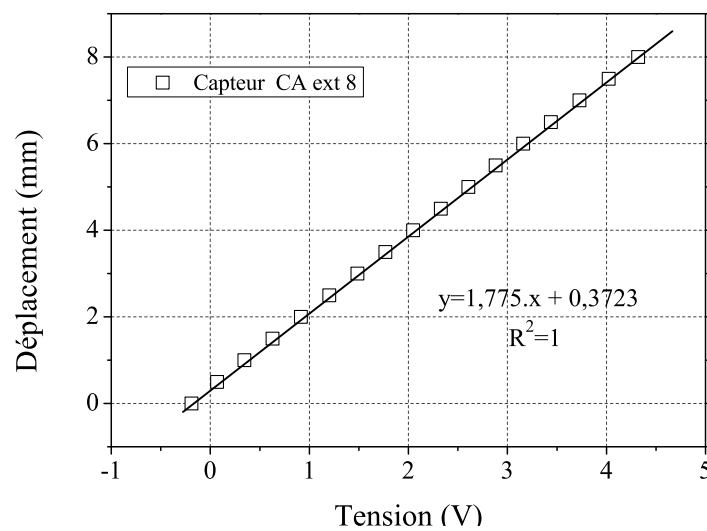


FIG. A.4 – Calibration de capteur axial externe sans contact





## Annexe B

# Acquisitions de données

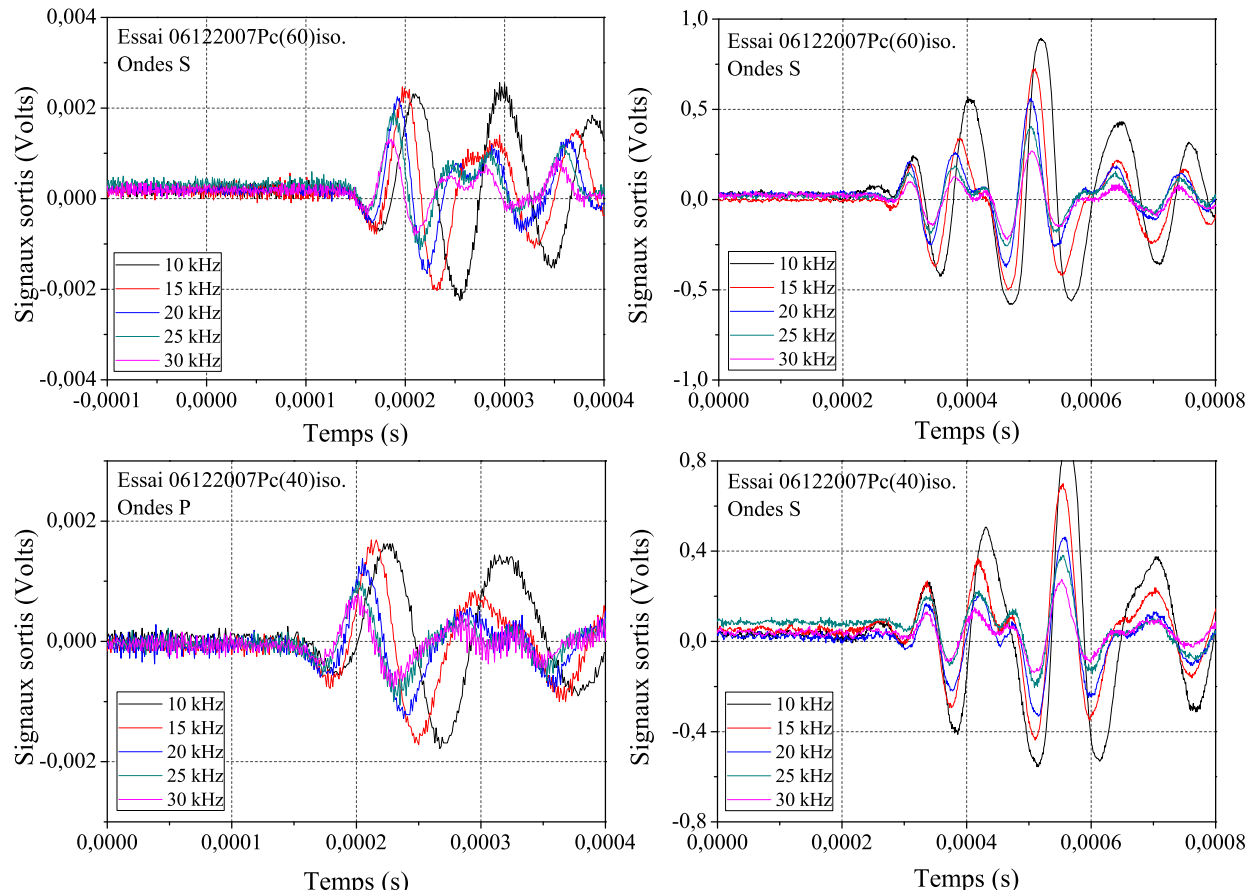
Le système de mesures dynamiques par propagation d'ondes se compose:

- un émetteur
- un récepteur
- un générateur
- un amplificateur de tension
- un oscilloscope et un ordinateur

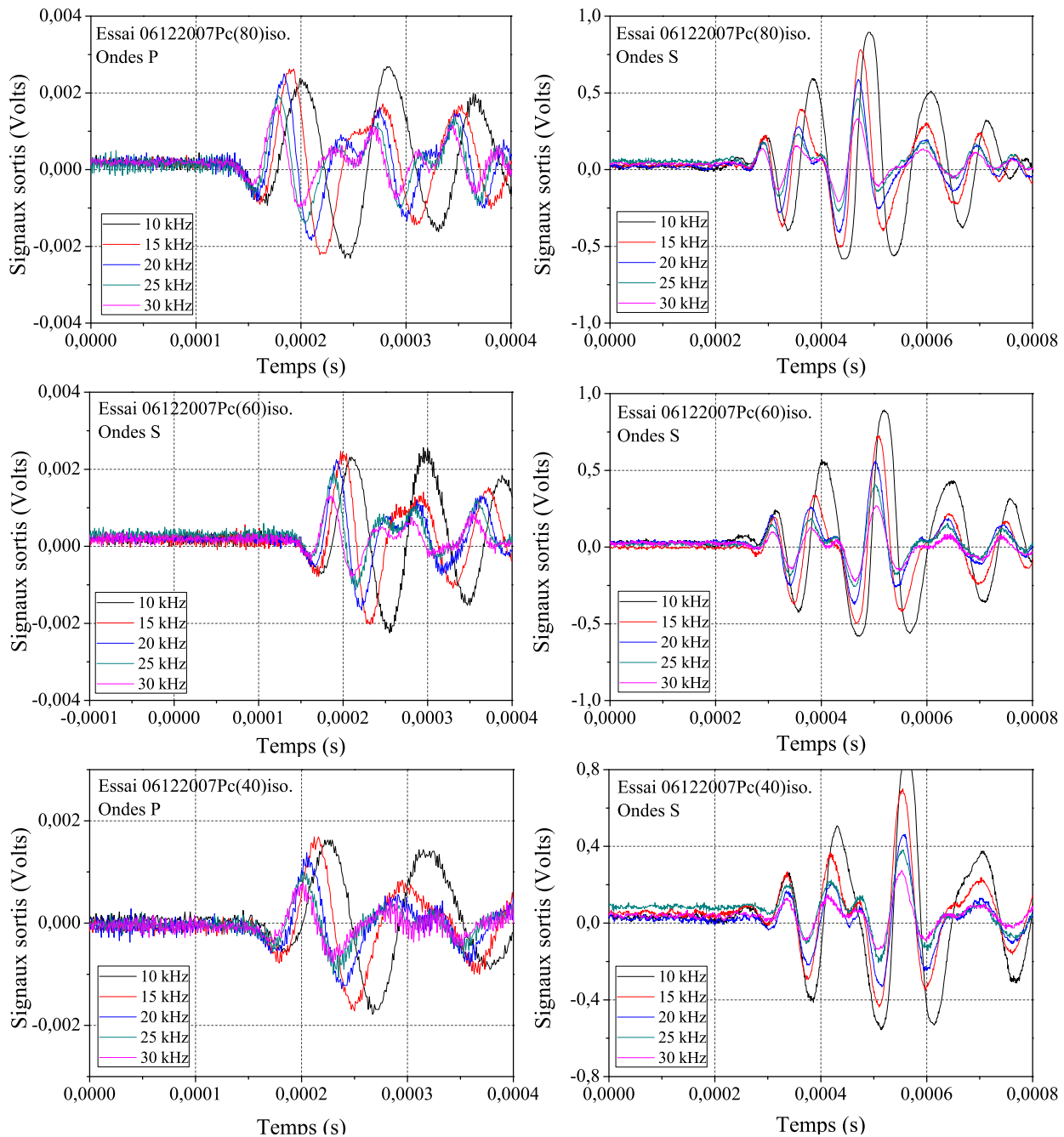
L'enregistrement des données "non dynamique" est assuré par un central d'acquisition.

## B.1 Mesures dynamiques

Les mesures dynamiques par propagation d'ondes utilisent pour un échantillon deux éléments piézoélectriques-émetteur et récepteur. Un générateur de fonction permet d'émettre l'onde dans l'échantillon. Pour les deux types d'ondes (S et P), le signal est amplifié soit à la réception soit à l'émission de l'onde. Un étude préliminaire nous a permis de vérifier que l'amplification est appliquée au signal et qu'il n'introduit qu'un faible déphasage.



## B.2 Balayage fréquentiel pour les propagations d'ondes





## Annexe C

# Correction de région déformable de l'échantillon

Pour obtenir l'état limite, appelé l'état critique, il est nécessaire d'écraser un échantillon jusqu'en grandes déformations dans l'essai triaxial. L'échantillon triaxial peut gonfler à la grande déformation. Ce gonflement cause les erreurs en calculant la déformation volumique de l'échantillon.

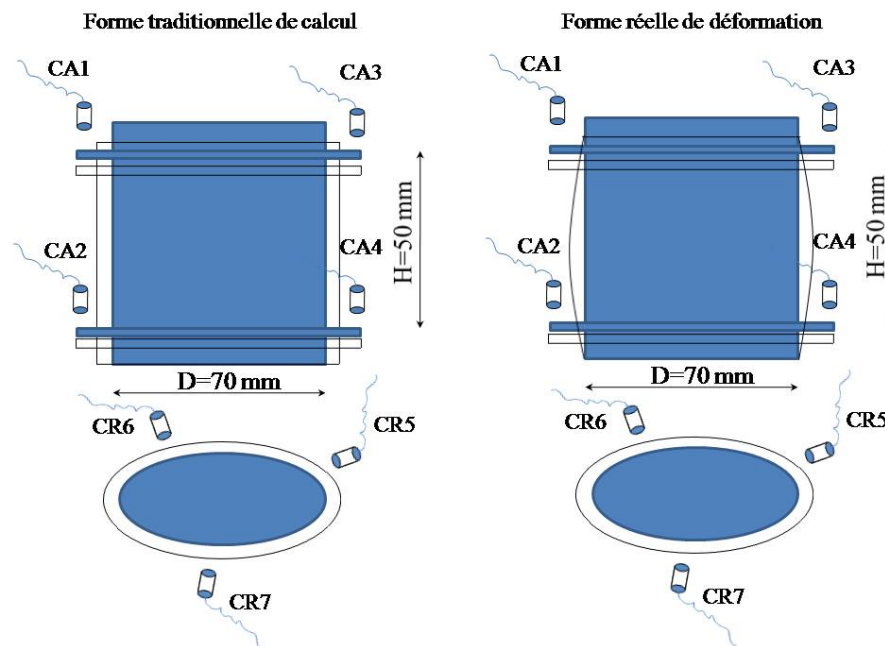


FIG. C.1 – Calcul des déformations axiales et radiales à partir des déplacements mesurés par les 8 capteurs sans contact.

Traditionnellement, le volume de l'échantillon est calculé en acceptant la déformation de l'échantillon maintient encore la forme cylindrique durant l'écrasement (ASTM, 1993) [8], indiqué dans la figure C.1 à gauche. Pour les autres auteurs, on utilise l'aire moyenne de l'échantillon pour calculer la déformation volumique. Pourtant, l'aire réelle de l'échantillon est toujours plus grande que celle moyenne en grande déformation. Dans notre cas en petite déformation, nous acceptons le calcul de déformation de l'échantillon sous la forme

cylindrique au cours de l'écrasement. A partir des déplacements enregistrés par chaque capteur sans contact, on peut calculer les déformations de l'échantillon comme suite:

$$\varepsilon_a = \frac{(\Delta CA1 - \Delta CA2) + (\Delta CA3 - \Delta CA4)}{2.Hm} \quad (C.1)$$

$$\varepsilon_r = \frac{\Delta CR1 + \Delta CR2 + \Delta CR3}{3.D} \quad (C.2)$$

Pour les calculs en grande déformation, il est nécessaire de développer une méthode pour corriger le calcul de la région déformable de l'échantillon, figure C.1 à droite. Dans cette partie, nous présentons une méthode simple de correction. Les erreurs de calcul sont aussi évaluées.

Cette méthode est établie sur la base des hypothèses suivantes:

- La déformation de surface de l'échantillon est régulière sous la forme parabolique à différentes déformations axiales.
- Le diamètre maximal est au milieu de l'échantillon.

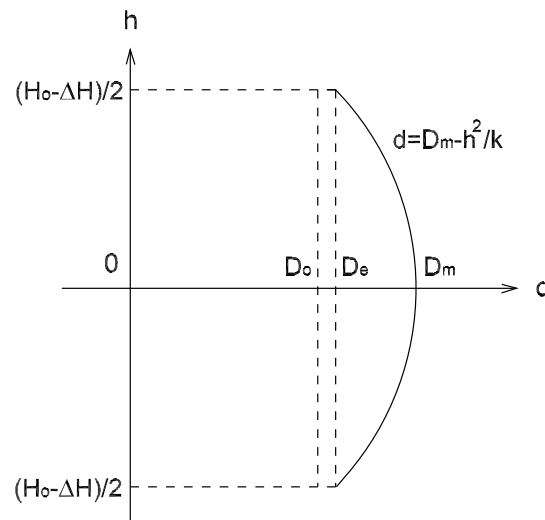


FIG. C.2 – Schéma de calcul de la région déformable de l'échantillon

La relation entre la hauteur et le diamètre est représentée sous la formule suivante:

$$d = D_m - \frac{1}{k}h^2 \quad (C.3)$$

Ici,

- k: paramètre
- h: la hauteur au point de calcul
- d: le diamètre au point de calcul

- $d_m$ : le diamètre maximal au moment de calcul

En désignant:

- $H_o$ : la hauteur initiale de l'échantillon.
- $D_o$ : le diamètre initial de l'échantillon.
- $V_o$ : le volume initial de l'échantillon.
- $H$ : la hauteur de l'échantillon à la fin d'essai.
- $D_e$ : le diamètre de l'échantillon cylindrique à la fin de l'essai.
- $\Delta D = D_o - D_e$ : le changement de diamètre de l'échantillon à la fin d'essai.
- $\Delta H = H_o - H$ : Le déplacement axial de l'échantillon à la fin d'essai.

Appliquons maintenant la formule (C.3) en fin d'essai avec  $h = \pm H/2$ ,  $d = D_e$ , Nous avons :

$$D_e = D_m - \frac{1}{k} \left( \frac{H}{2} \right)^2 \quad (C.4)$$

Nous pouvons en tirer :

$$k = \frac{H^2}{4(D_m - D_e)} \quad (C.5)$$

Le volume de l'échantillon est défini par la formule:

$$V = 2 \int_0^{\frac{H}{2}} \frac{\pi}{4} d^2 dh \quad (C.6)$$

En reportant les équations (C.3) et (C.5) dans l'équation (C.7), nous obtenons :

$$V = \frac{\pi}{60} H (8D_m^2 + 4D_e D_m + 3D_e^2) \quad (C.7)$$

Le volume de l'échantillon est aussi calculé par la formule suivante :

$$V = V_o (1 - \varepsilon_v) = \frac{\pi}{4} D_o^2 H_o (1 - \varepsilon_v) \quad (C.8)$$

En reportant l'équation (C.7) dans l'équation (C.8), nous avons :

$$\varepsilon_v = 1 - \frac{1}{15} (1 - \varepsilon_a) \left[ 8 \left( \frac{D_m}{D_o} \right)^2 + 4(1 - \varepsilon_e) \frac{D_m}{D_o} + 3(1 - \varepsilon_e)^2 \right] \quad (C.9)$$

Ici,

- $D_e = D_o (1 - \varepsilon_e)$
- $\varepsilon_a = \frac{\Delta H}{H_o}$ : la déformation axiale.
- $\varepsilon_v = \frac{\Delta V}{V_o}$ : la déformation volumique.
- $\varepsilon_e = \frac{\Delta D}{D_o}$ : la déformation radiale de l'échantillon cylindrique à la fin d'essai.

Donc, nous pouvons corriger le calcul de la déformation volumique grâce à la formule (C.9) dans le cas où l'on accepte l'hypothèse d'une déformation surfacique de l'échantillon ayant une forme parabolique. Dans notre étude, pour l'appareil triaxial de précision, nous utilisons cette formule pour calculer la déformation volumique de l'échantillon.





# Annexe D

## Billes de verre pleines



## BILLES DE VERRE PLEINES

### Description

Les **Billes de verre pleines Sil-glass** sont fabriquées à partir de verre sodo-calcique et atteignent grâce à l'utilisation d'une technique développée par Sil-trade une très haute sphéricité.

La fabrication de ces billes se fait directement à partir de verre en fusion. Cette nouvelle technologie génère un niveau de qualité tel que les billes *Sil-glass* sont garanties pratiquement 100% sphériques et ne présentent aucune inclusion d'air.

Ces billes offrent une forte résistance à l'écrasement ainsi qu'une faible usure, et possèdent un faible coefficient de friction.

Les caractéristiques générales de billes de verre sont présentées dans l'annexe

### Principaux domaines d'application

- Broyage des pigments pour les industries de la peinture et des encres.
- Broyage des composants pour les revêtements des bandes magnétiques.
- Broyage de produits pharmaceutiques, cosmétiques et phytosanitaires.

### Granulométries (Mesurées sur tamis selon norme ISO 565/ ISO 3310-1)

Référence	Diamètre (mm)	Référence	Diamètre (mm)	Référence	Diamètre (mm)
slg/4-6	0,4 - 0,6	slg/18-20	1,8 - 2,0	slg/47-53	4,7 - 5,3
slg/6-8	0,6 - 0,8	slg/20-24	2,0 - 2,4	slg/57-63	5,7 - 6,3
slg/8-10	0,8 - 1,0	slg/23-27	2,3 - 2,7	slg/67-73	6,7 - 7,3
slg/10-12	1,0 - 1,2	slg/28-32	2,8 - 3,2	slg/76-84	7,6 - 8,4
slg/12-14	1,2 - 1,4	slg/32-38	3,2 - 3,8	slg/86-94	8,6 - 9,4
slg/14-16	1,4 - 1,6	slg/37-43	3,7 - 4,3	slg/95-105	9,5 - 10,5
slg/16-18	1,6 - 1,8	slg/42-48	4,2 - 4,8	slg/105-115	10,5 - 11,5

### Composition chimique et caractéristiques générales

	slg/4-6	De slg/6-8 à slg/20-24	De slg/23 à slg/105-115
<b>SiO<sub>2</sub></b>	70 à 74%	60 à 70%	60 à 70%
<b>Na<sub>2</sub>O</b>	10 à 15%	12 à 18%	12 à 18%
<b>CaO</b>	7 à 11%	15 à 20%	5 à 10%
<b>MgO</b>	3 à 5%	1 à 4%	1 à 4%
<b>Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub></b>	0,5 à 2%	1 à 5%	3 à 8%
<b>Autres</b>	+/- 2%	+/- 2%	+/- 3%

Densité absolue : 2,5 g/cm<sup>3</sup>

Densité apparente : 1,5 g/cm<sup>3</sup>

Conductivités thermiques : 0,837 W/mK à 0°C    1,507 W/mK à 500°C

Duretés : 5 - 6 Mohs    47 RC Rockwell

Indice de réfraction : 1,51

Département Abrasifs/Broyage : TEL : 33 (0) 3 20 25 61 40 ou 33 (0) 3 20 25 61 44 – e-mail : mmand@cvp-france.com  
FAX : services commerciaux 33 (0) 3 20 23 29 14 - services administratifs comptables 33 (0) 3 20 25 96 99

Siège social et plate-forme 1 : ZA du Blaton – 128 Rue de Wervicq – 59497 LINSELLES Cedex - France  
Plate-forme 2 : ZA Les Ouches – 77230 MOUSSY LE VIEUX – France

s.a CVP au capital de 600 000 € - RCS Tourcoing 333 266 823 - Siret 333 266 823 000 25

Minh Tam HOANG - ENTPE

Cette thèse est accessible à l'adresse : <http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0062/these.pdf>

© [M.T. Hoang], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

## Annexe E

### Série d'essais en tenant compte du nombre d'utilisation $n^{\circ}4$

## E.1 Courbes mécaniques des essais de la série $n^{\circ}4$

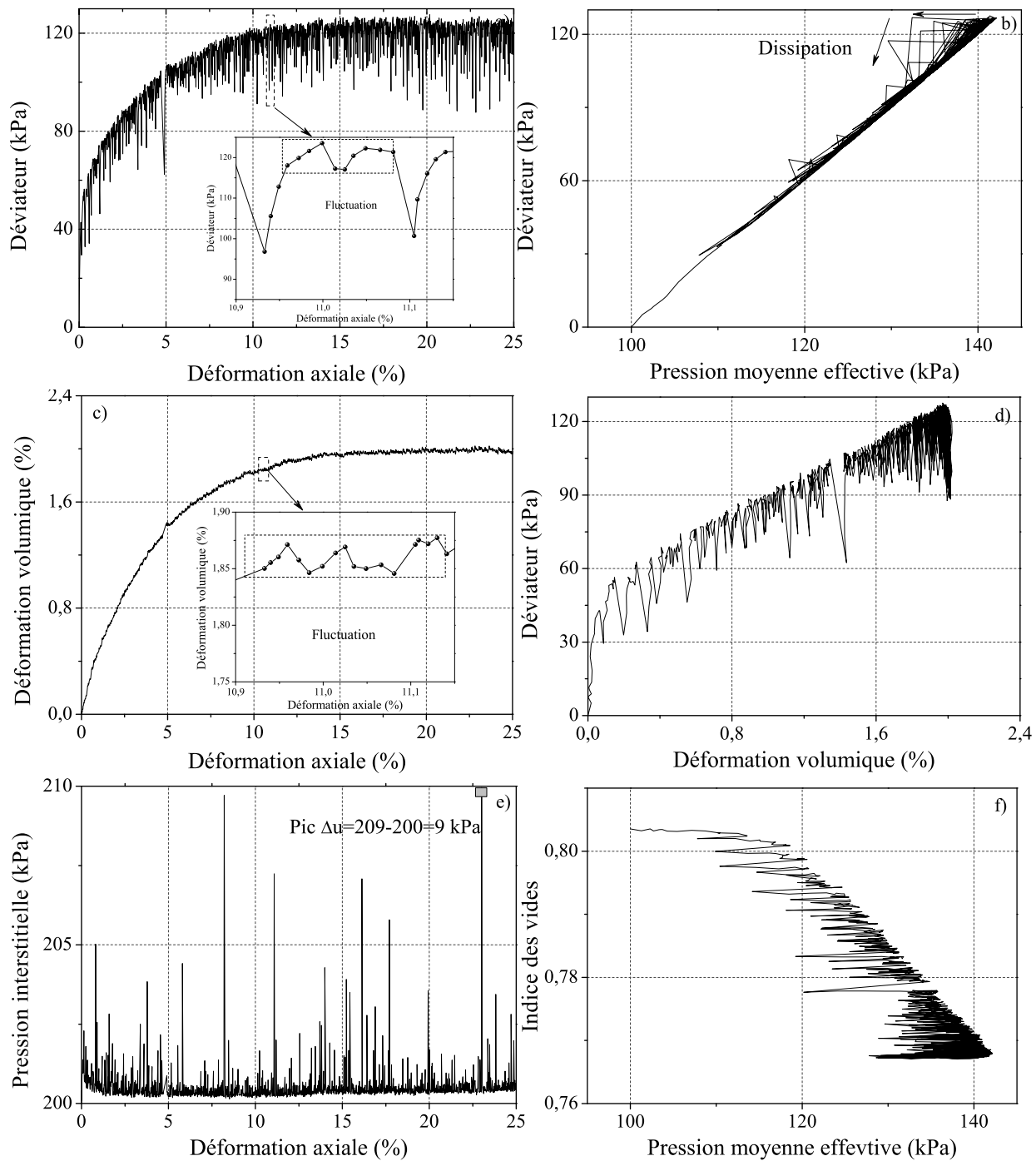


FIG. E.1 – Courbes globales de l'essai D7NIP100v200Sa pour une première utilisation  $N=1$  sur l'appareil triaxial classique.

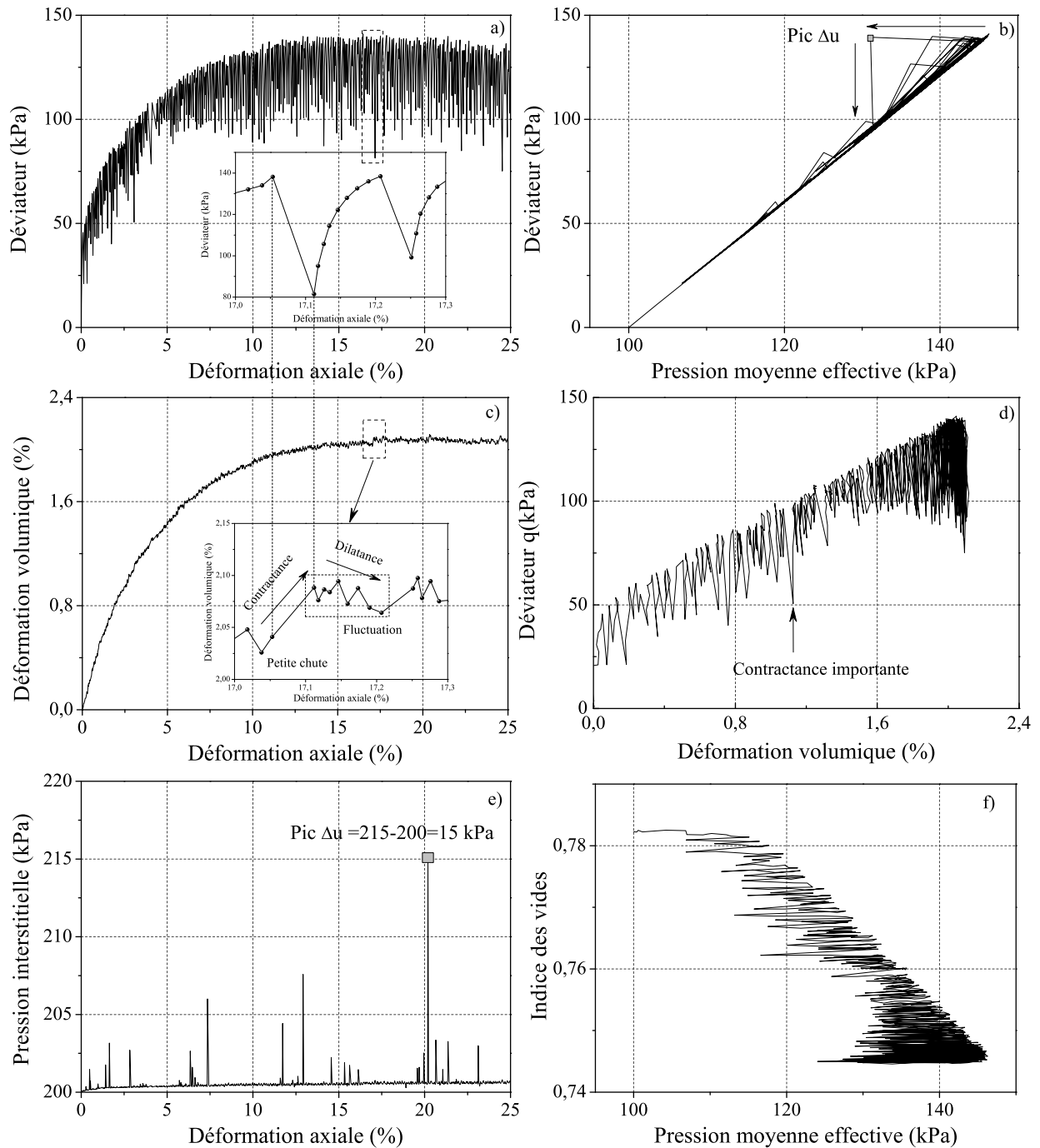


FIG. E.2 – Courbes globales de l'essai D7N3P100v200Sa pour une troisième utilisation  $N=3$  sur l'appareil triaxial classique.

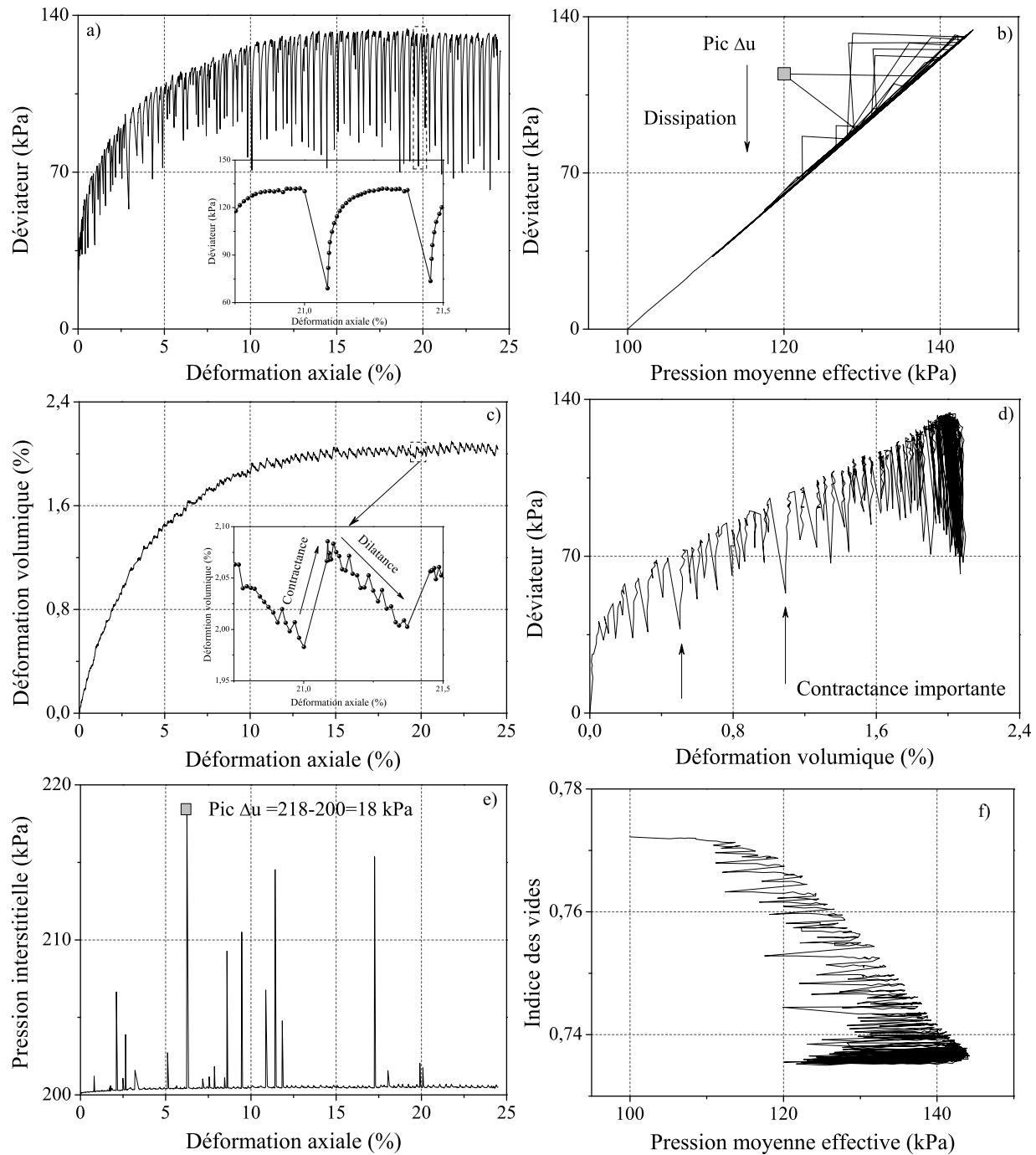


FIG. E.3 – Courbes globales de l'essai D7N5P100v200Sa pour une cinquième utilisation  $N=5$  sur l'appareil triaxial classique.

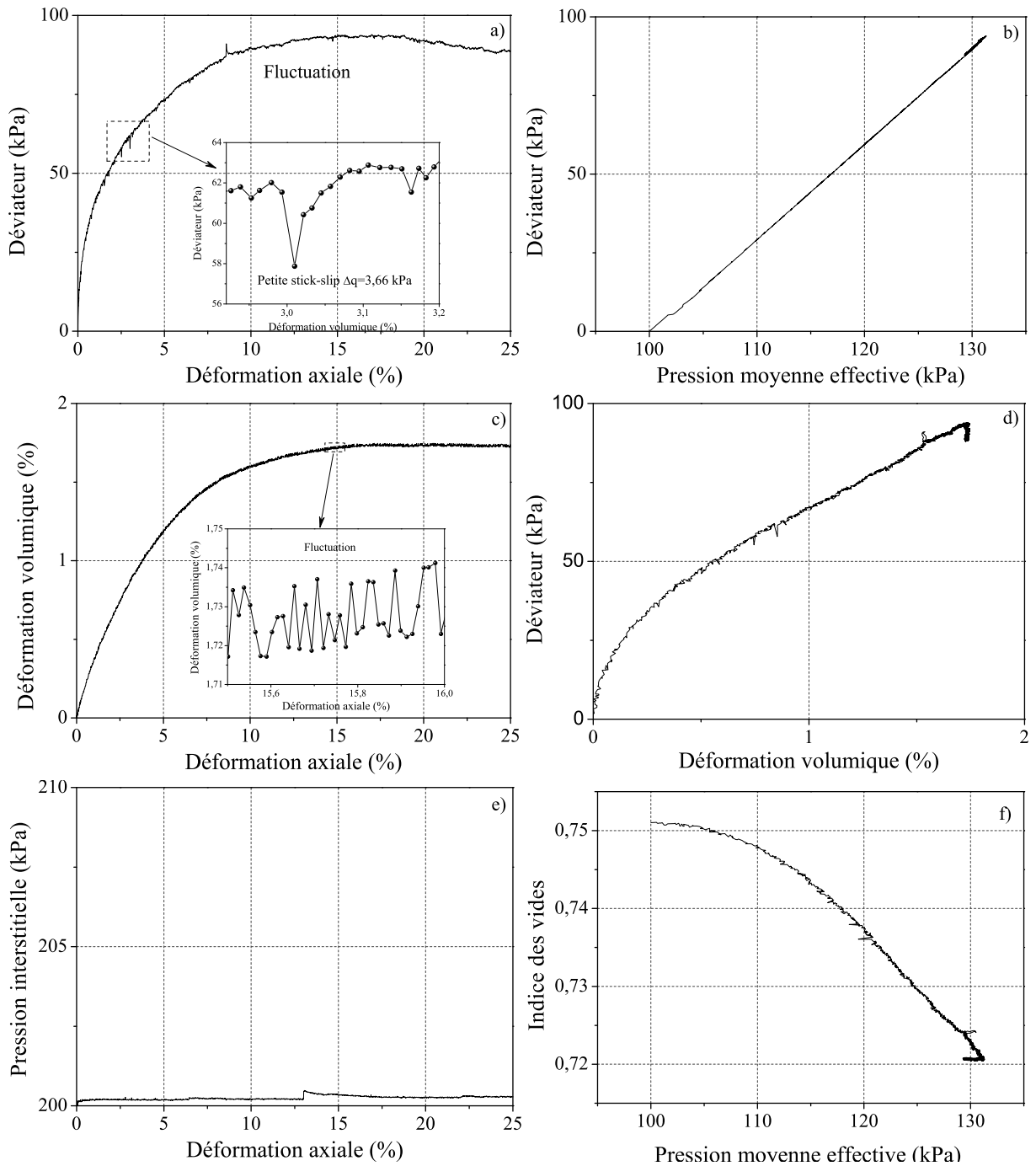


FIG. E.4 – Courbes globales de l'essai D7N7P100v200Sa pour une septième utilisation sur l'appareil triaxial classique.



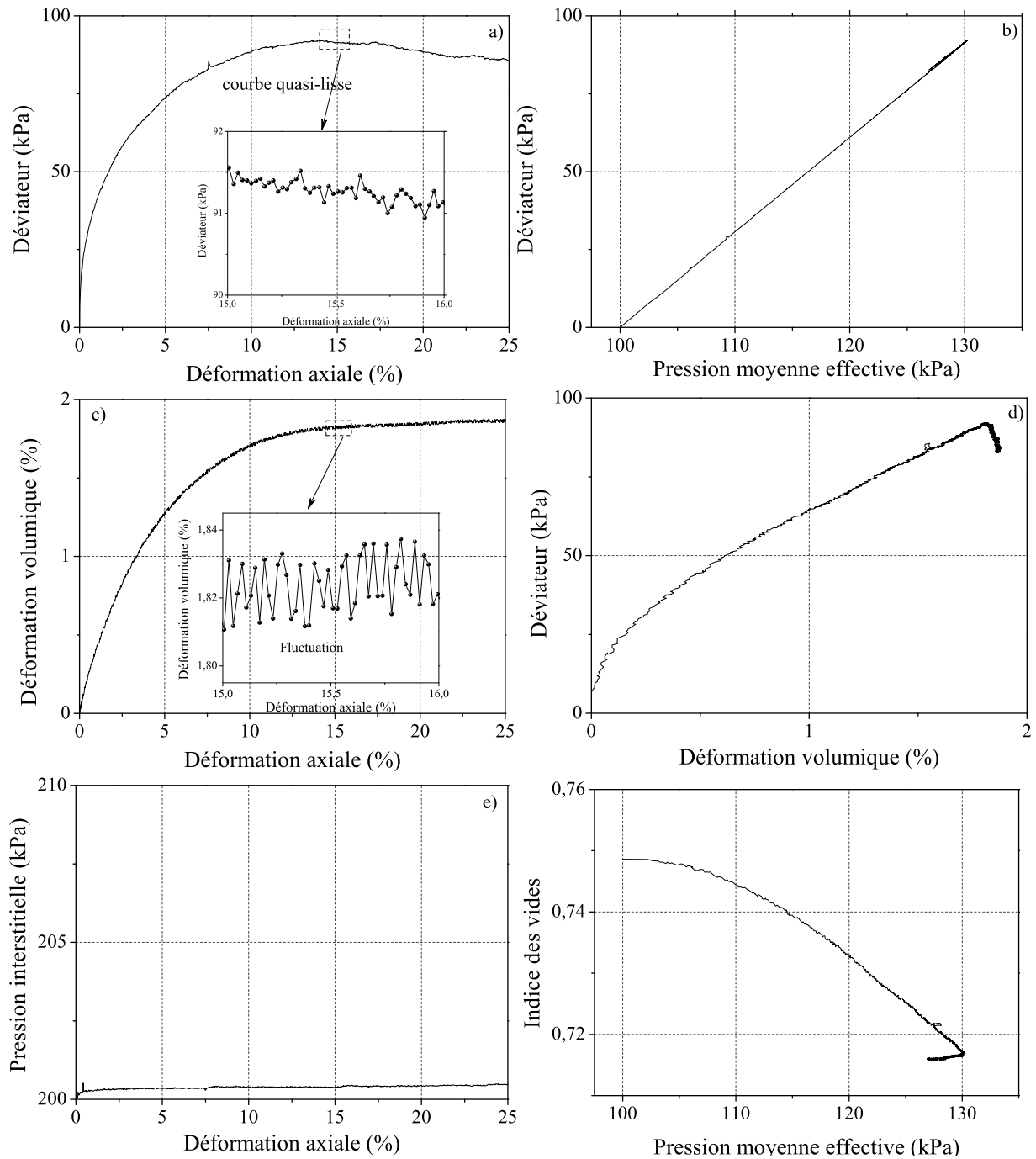


FIG. E.5 – Courbes globales de l'essai  $D7N8P100v200Sa$  en tenant en compte du nombre d'utilisation sur l'appareil triaxial classique.

## E.2 Corrélations entre des événements pour les essais de la série $n^{\circ}4$

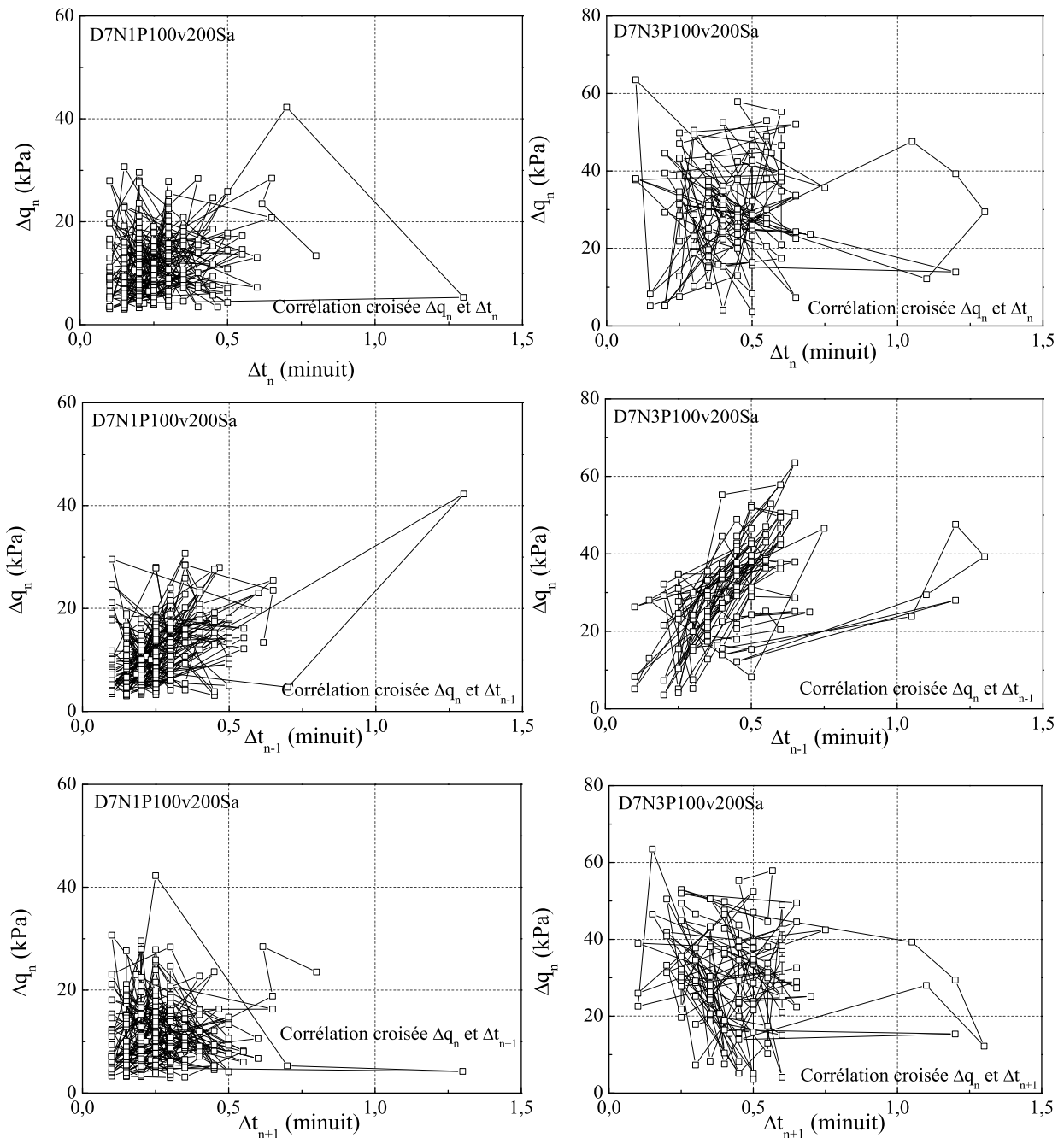


FIG. E.6 – *Corrélation croisée entre  $\Delta q$  et  $\Delta t$  pour  $N=1$  et 3. Série  $n^{\circ}4$ .*

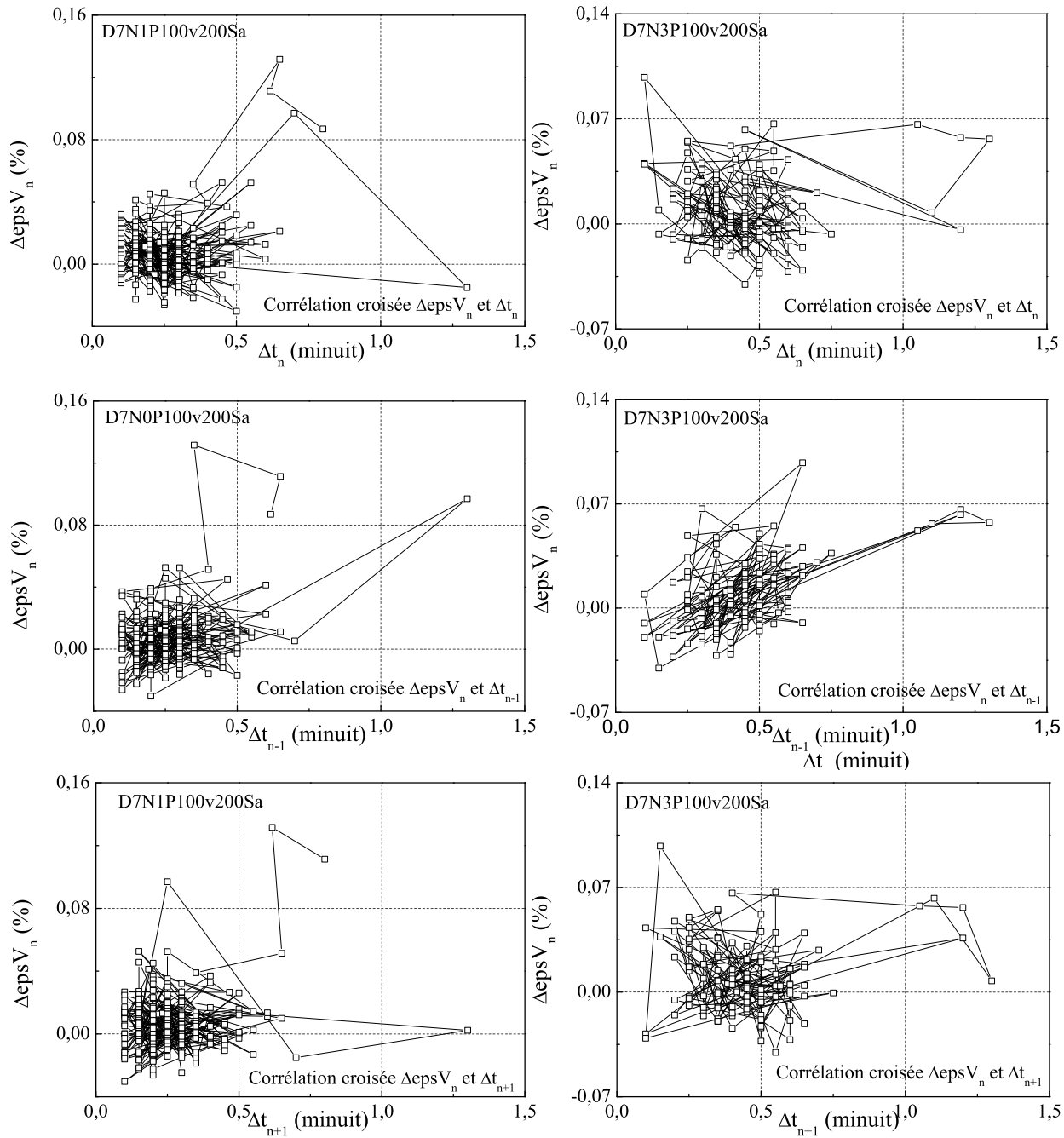


FIG. E.7 – Corrélation croisée entre  $\Delta\epsilon_V$  et  $\Delta t$  pour  $N=1$  et  $3$ . Série  $n^{\circ}4$ .

### E.3 Distribution du diamètre moyen de première à huitième utilisation de la série $n^{\circ}4'$

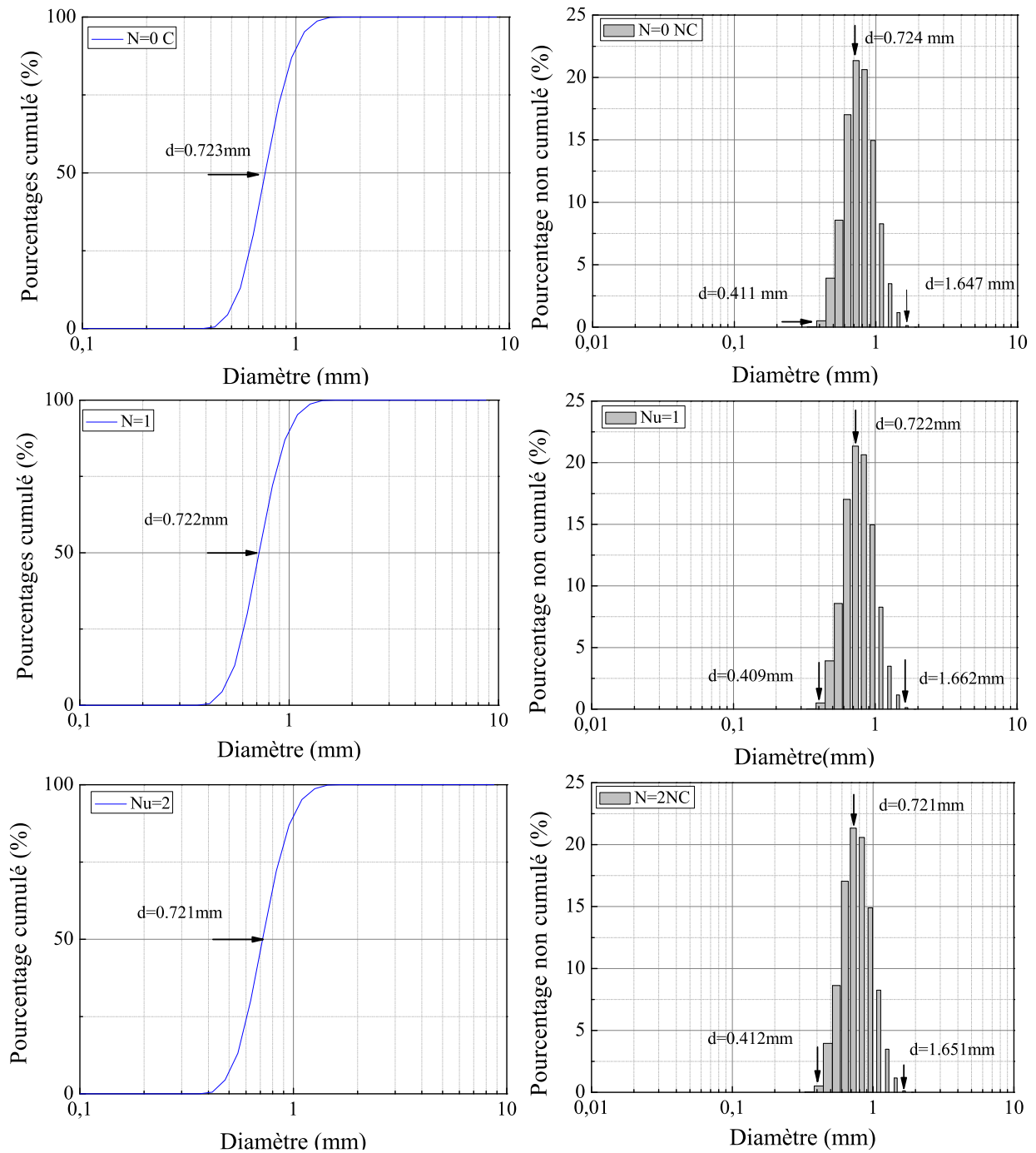


FIG. E.8 – Distribution du diamètre moyen des grains. Série d'essais  $n^{\circ}4'$ .

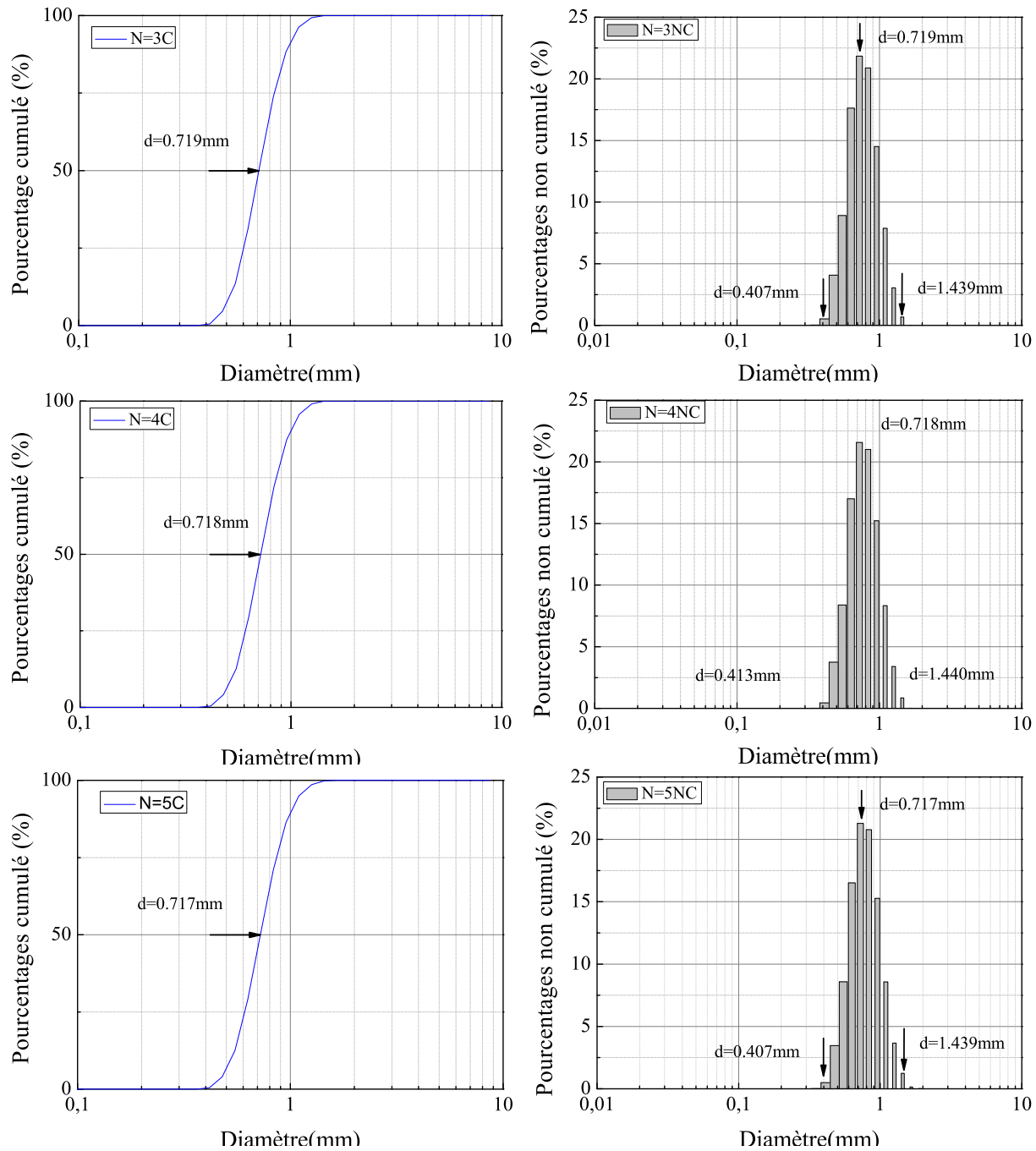


FIG. E.9 – Distribution du diamètre moyen des grains. Série d'essais  $n^{\circ}4'$ .

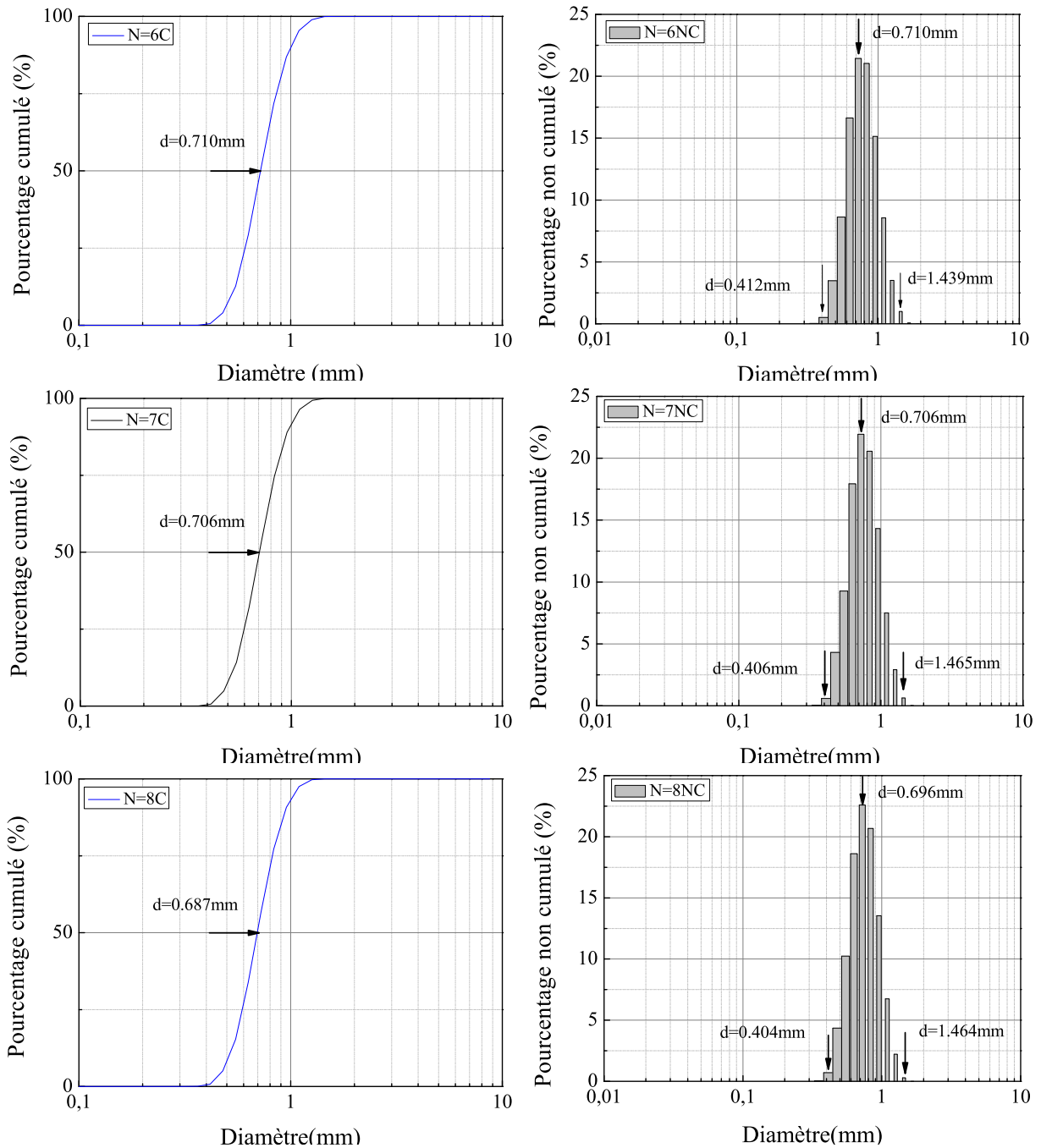


FIG. E.10 – Distribution du diamètre moyen des grains. Série d'essais  $n^{\circ}4'$ .



# Annexe F

## Photos des billes de verre



## F.1 Photos des billes de verre neuves $N=0$

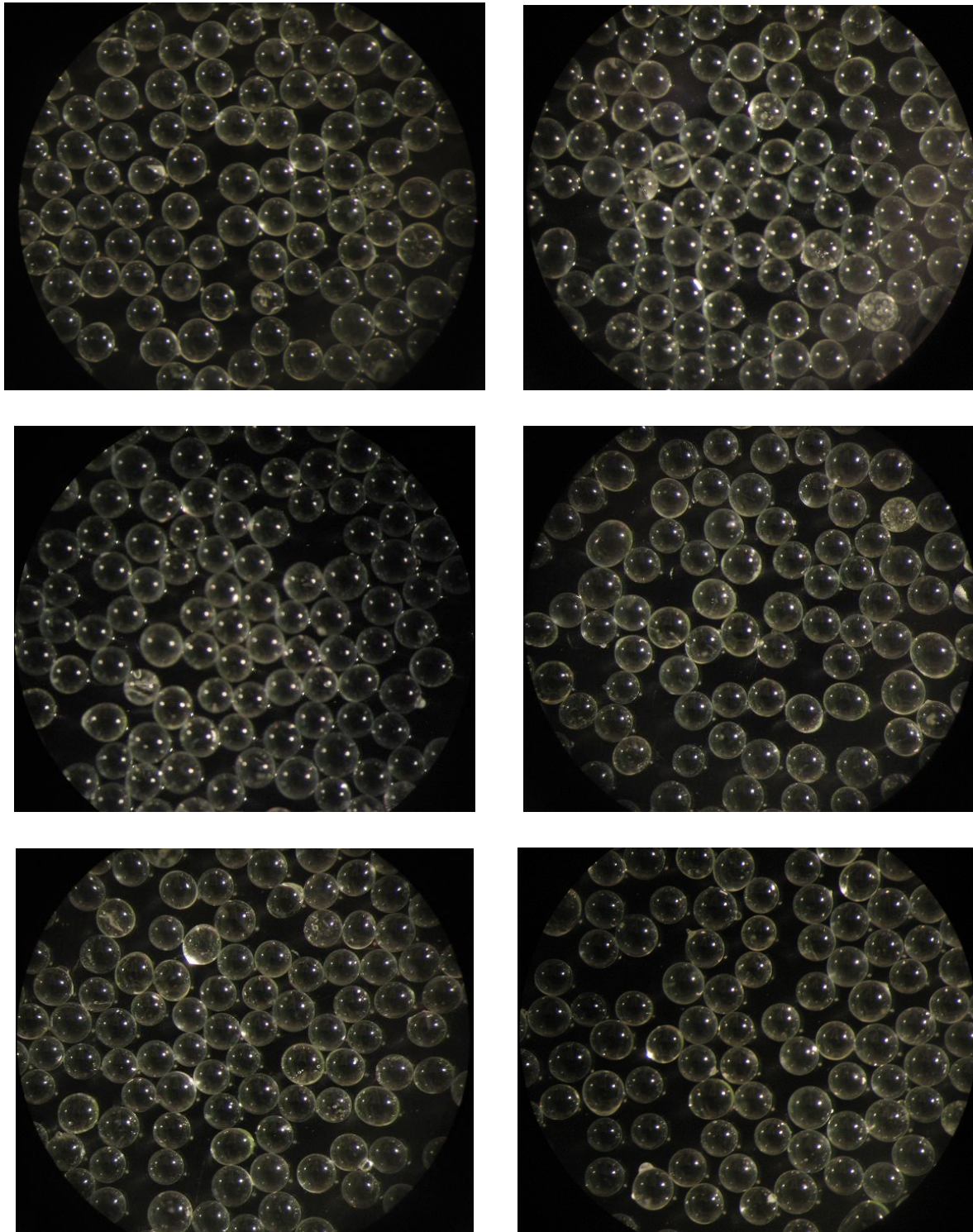


FIG. F.1 – *Photos des billes de verre neuves. 1/3.*

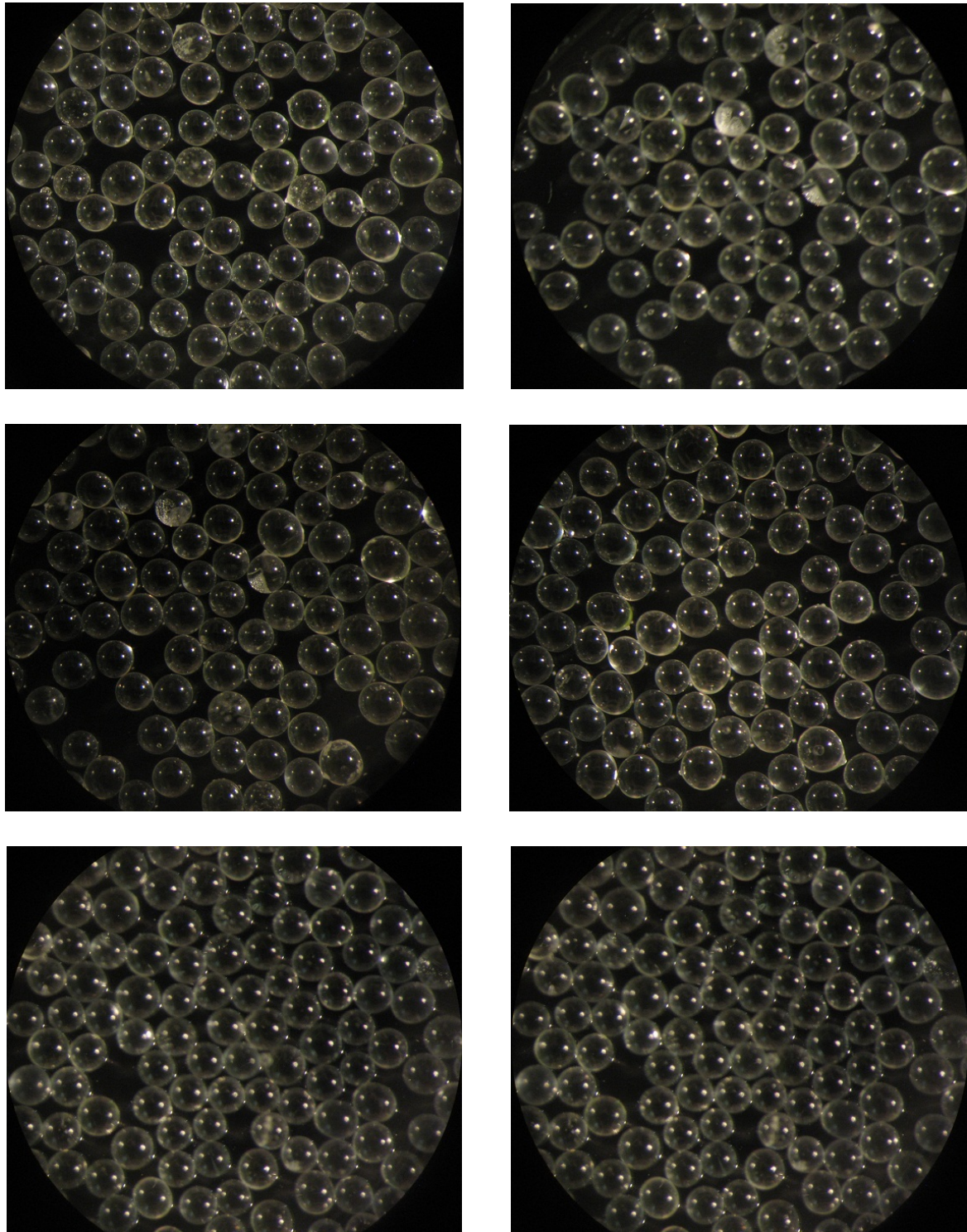


FIG. F.2 – *Photos des billes de verre neuves. 2/3.*

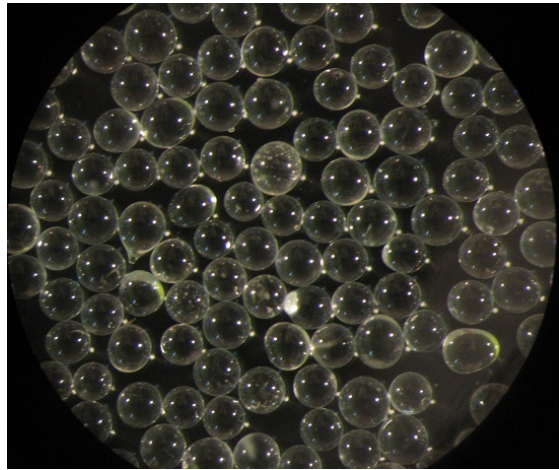
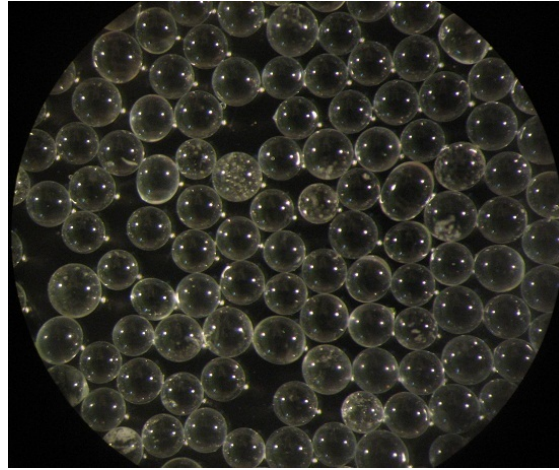
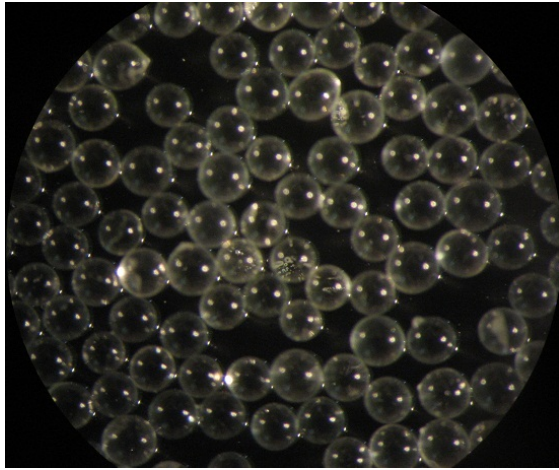


FIG. F.3 – *Photos des billes de verre neuves. 3/3.*

## F.2 Photos des billes de verre de troisième utilisation N=3

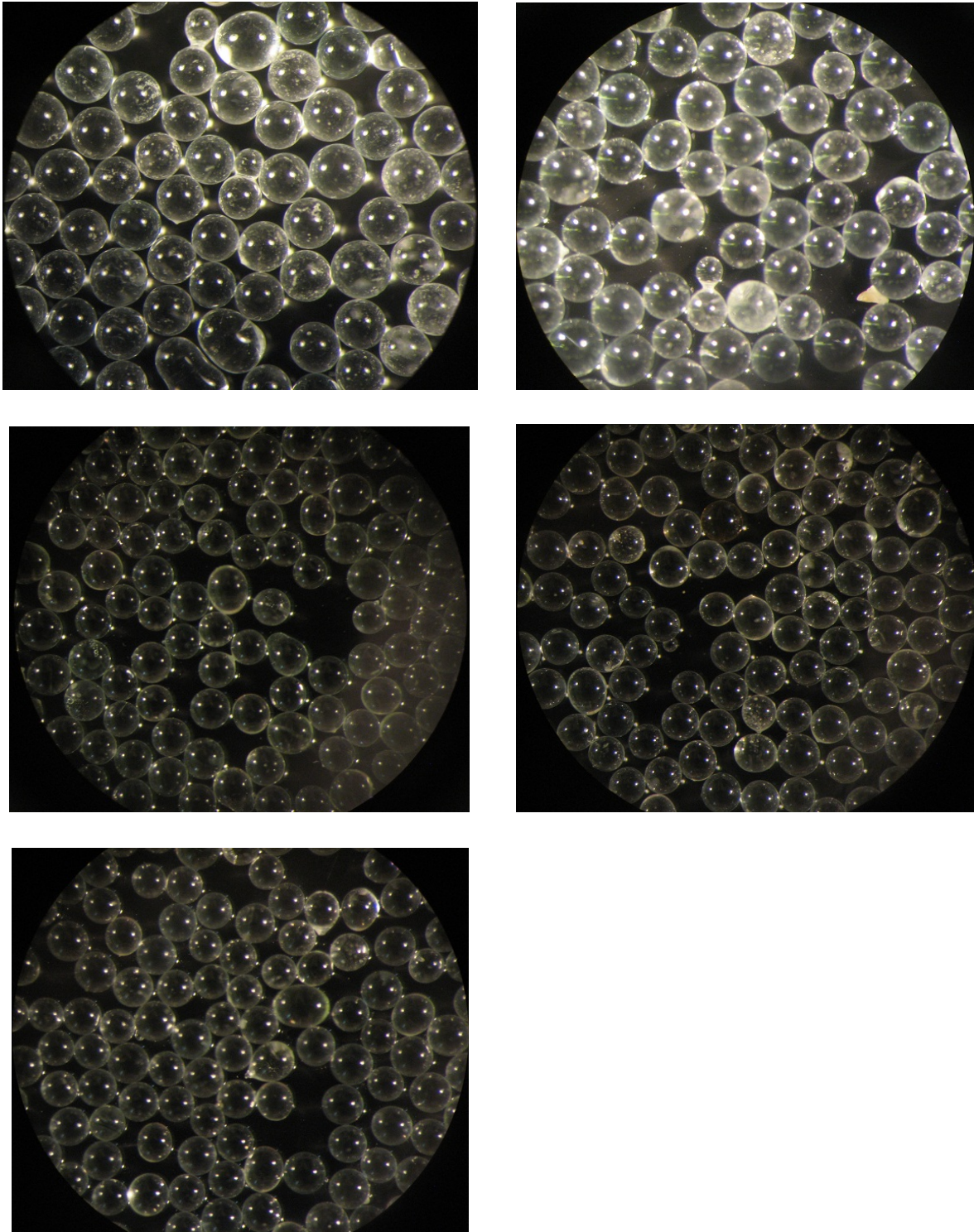


FIG. F.4 – *Photos des billes de verre de troisième utilisation.*

### F.3 Photos des billes de verre de cinquième utilisation N=5

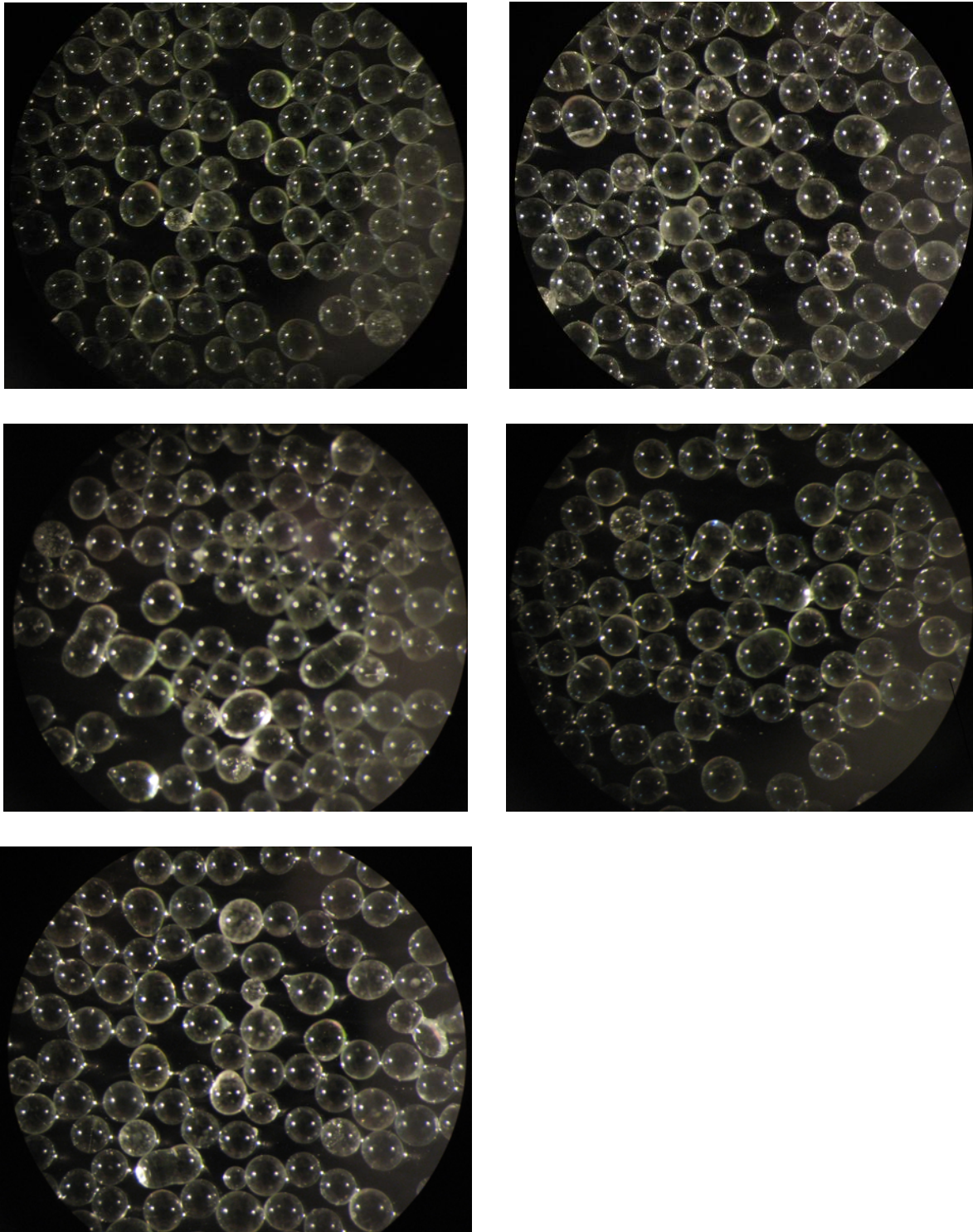


FIG. F.5 – Photos des billes de verre de cinquième utilisation.

## F.4 Photos des billes de verre de septième utilisation N=7

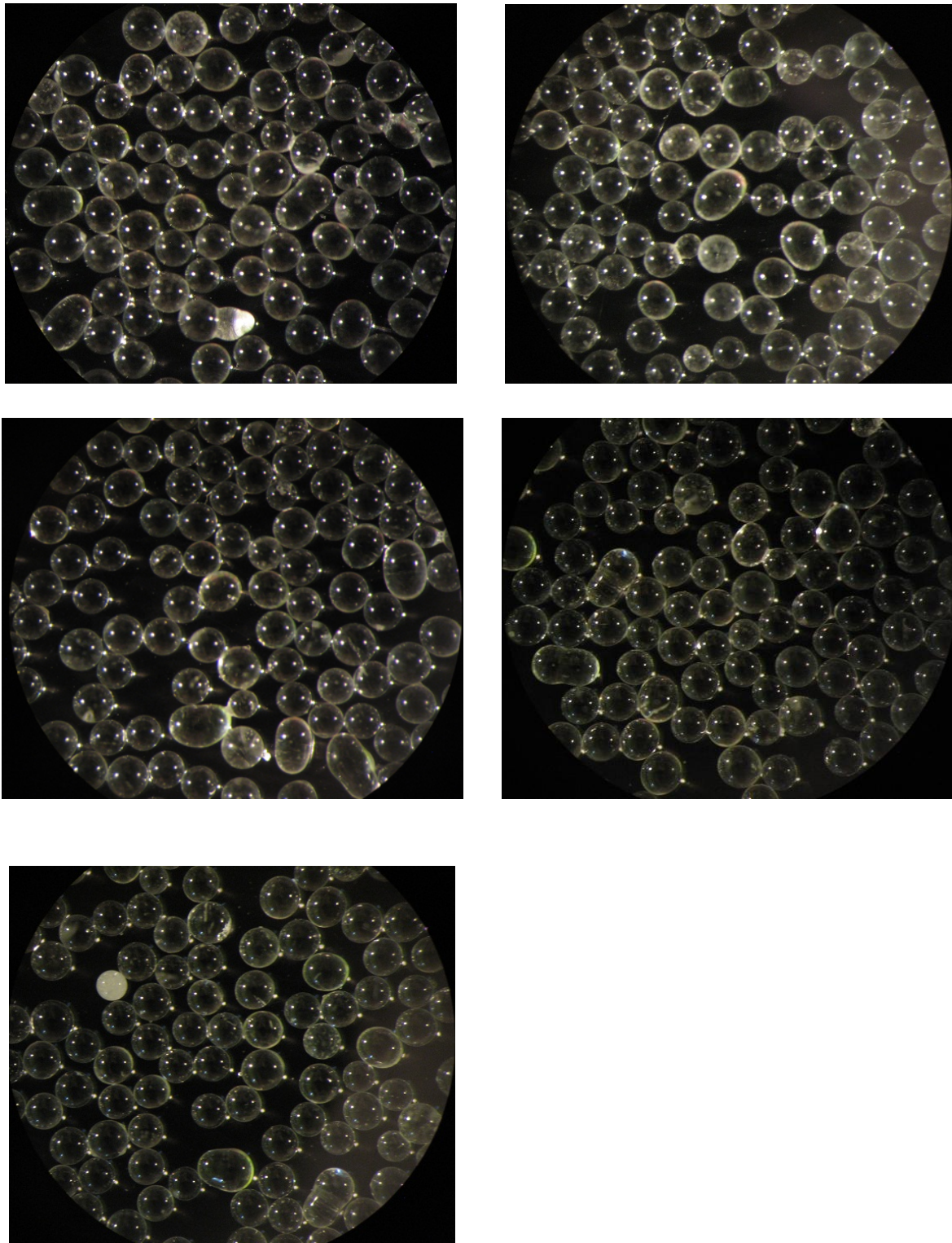


FIG. F.6 – *Photos des billes de verre de septième utilisation.*

## F.5 Photos des billes de verre de huitième utilisation N=8

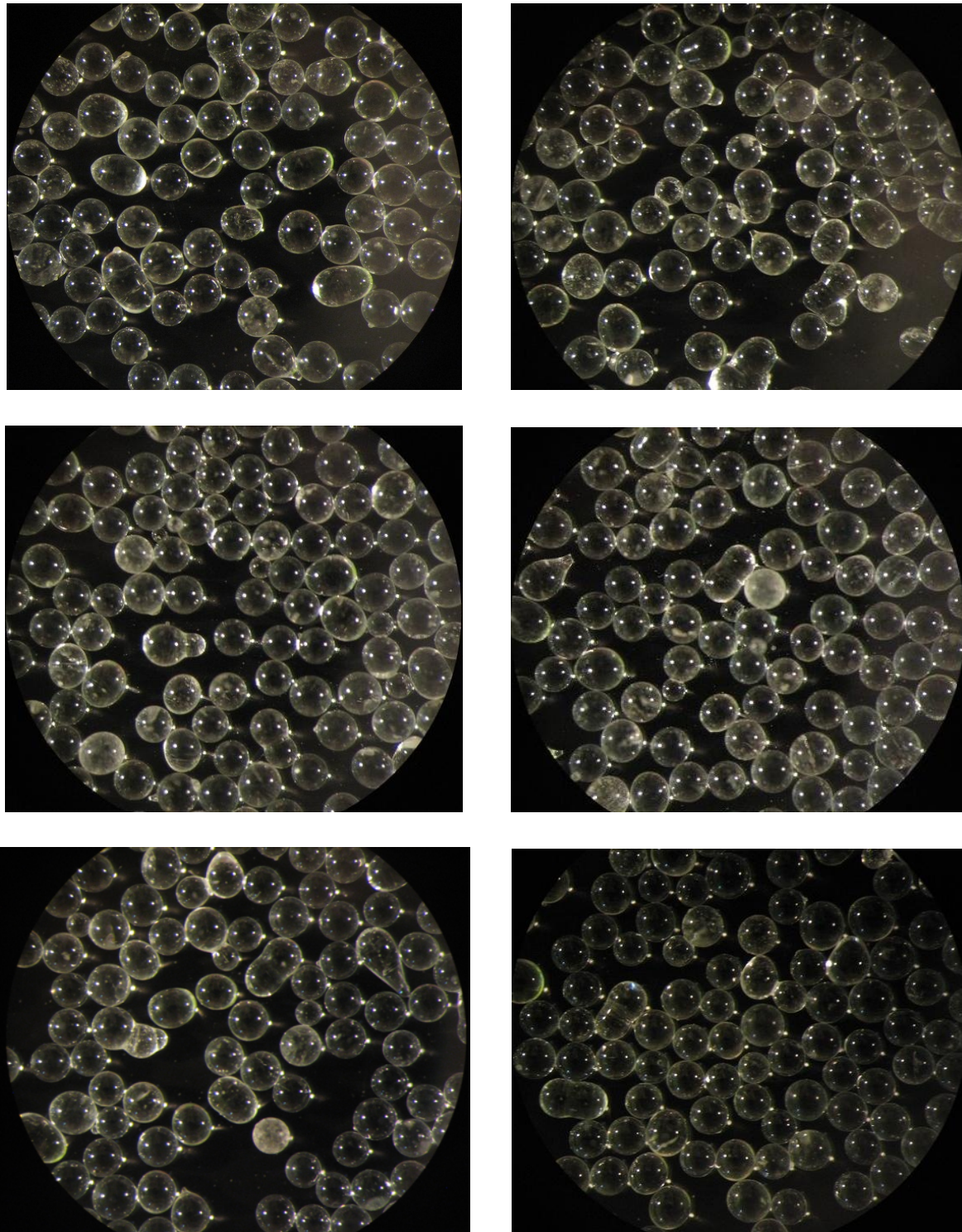


FIG. F.7 – *Photos des billes de verre de huitième utilisation. 1/3.*

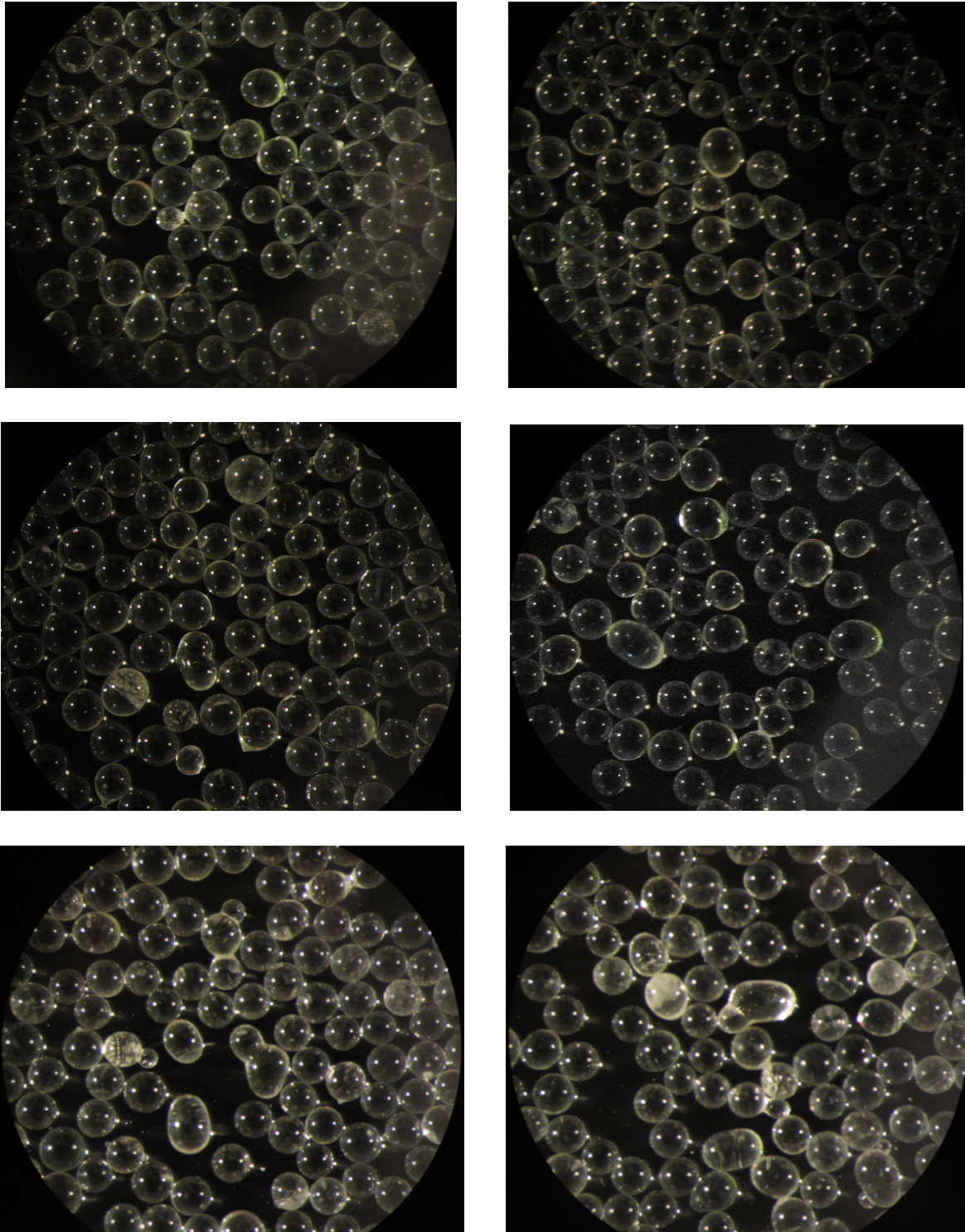


FIG. F.8 – *Photos des billes de verre de huitième utilisation. 2/3.*



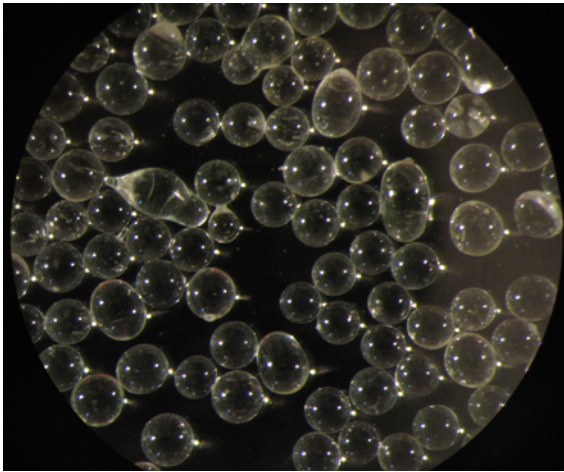
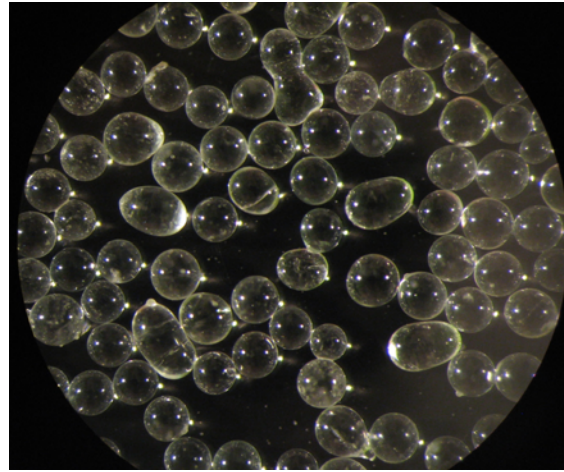
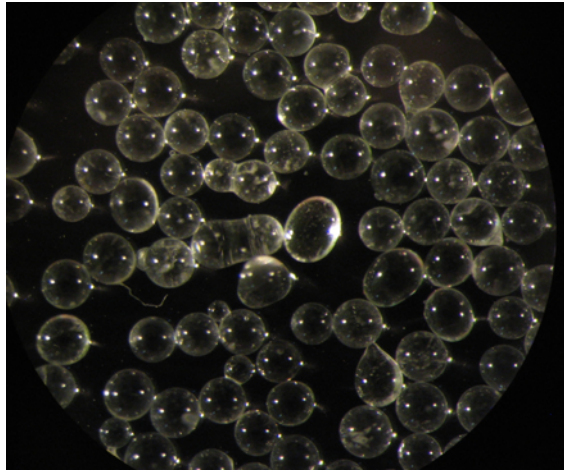


FIG. F.9 – *Photos des billes de verre de huitième utilisation. 3/3.*

## Annexe G

# Evolution du module sécant normalisée de la série $n^{\circ}5$

## G.1 Détermination du module initial

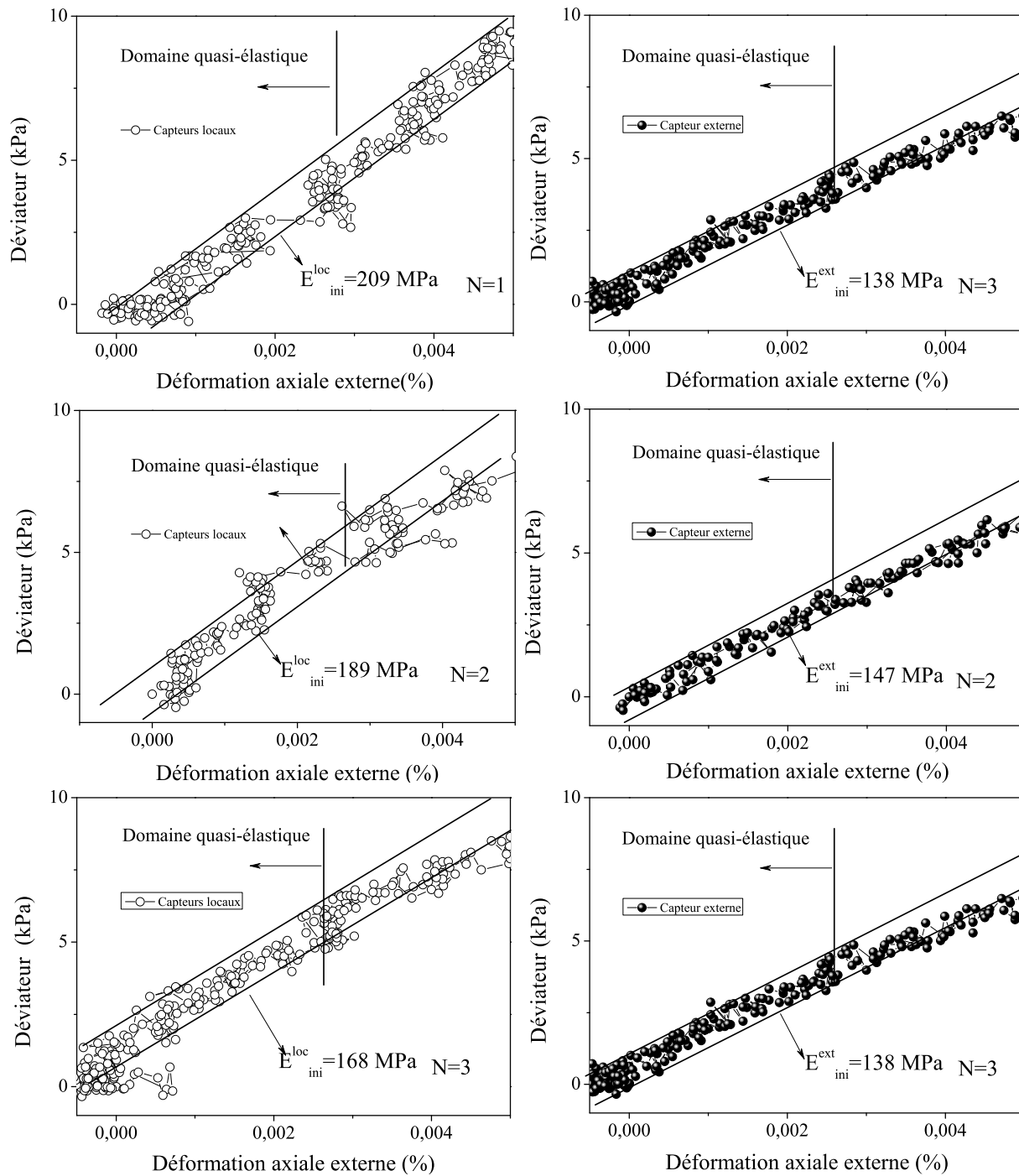


FIG. G.1 – Module initial de trois premiers essais de chargement monotone de la série n°5.

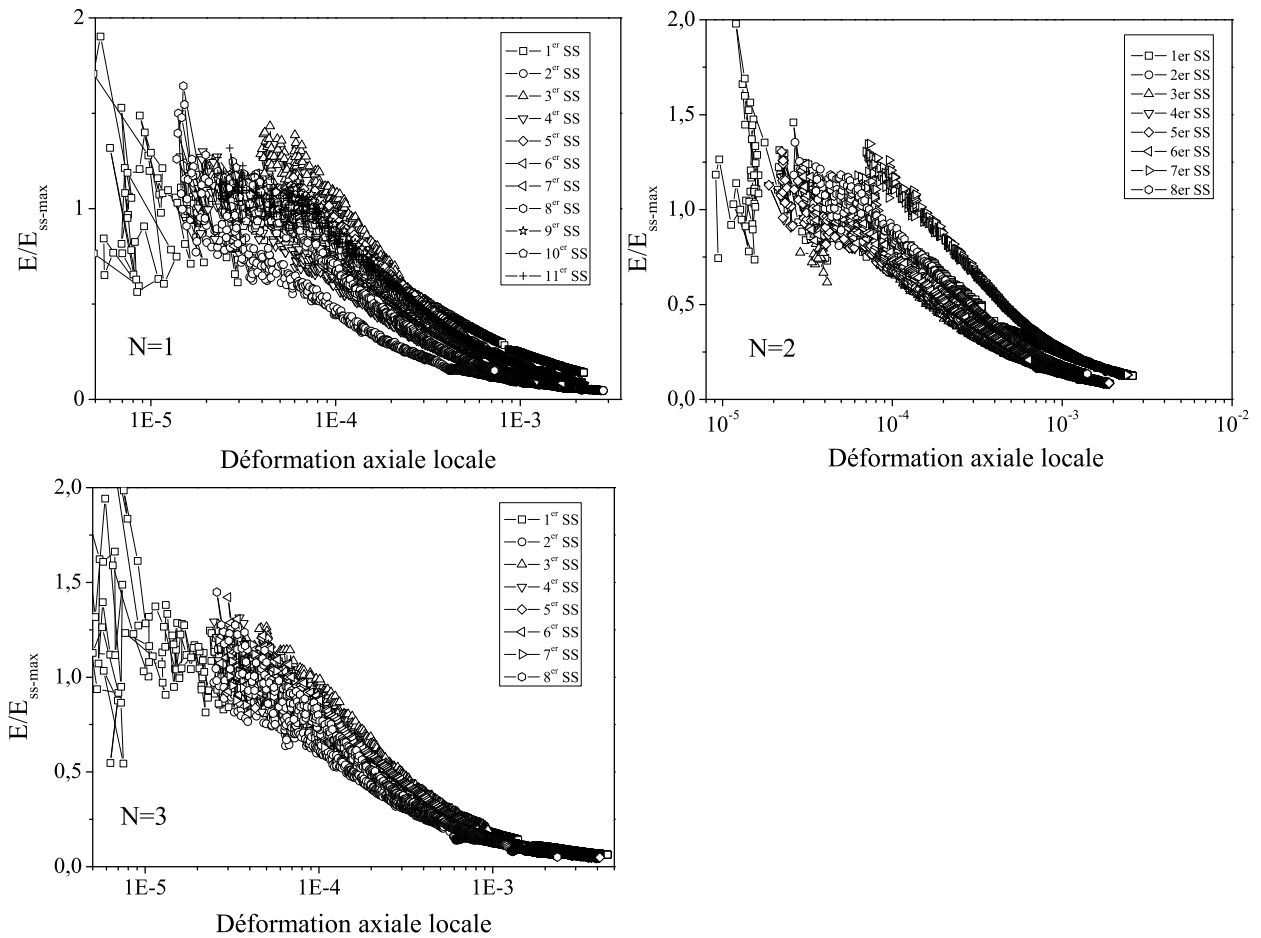
G.2 Evolution du module sécant normalisée par  $E_{ss-max}$ 

FIG. G.2 – Evolution du module d'Young normalisé par  $E_{ss-max}$  des stick-slips de trois premiers essais de la série n°5.



# Annexe H

## Cycles isotropes des essais de la série $n^{\circ}5$

## H.1 Cycles isotropes de l'essai de la première utilisation $N=1$

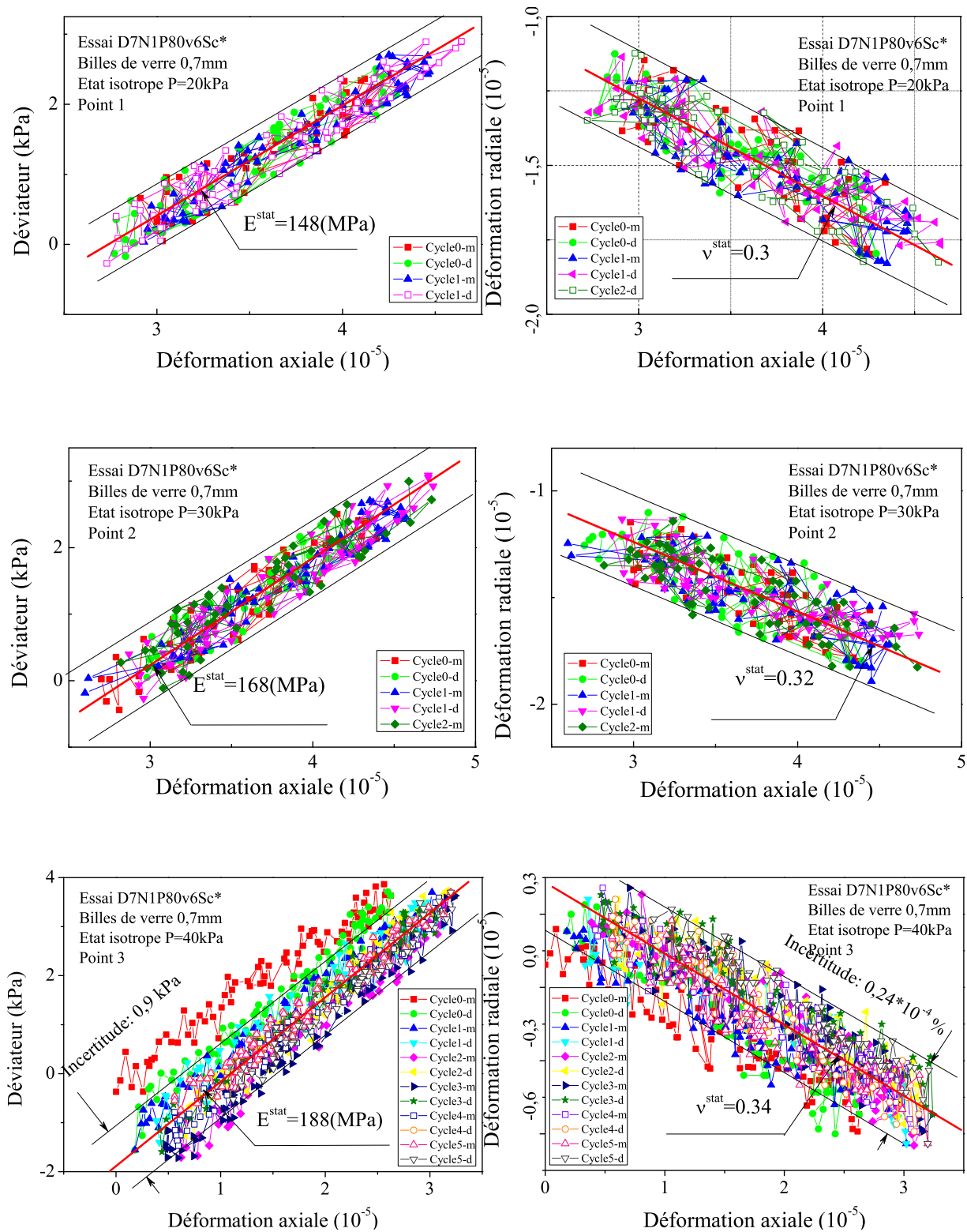


FIG. H.1 – Cycles isotropes de l'essai de la première utilisation.

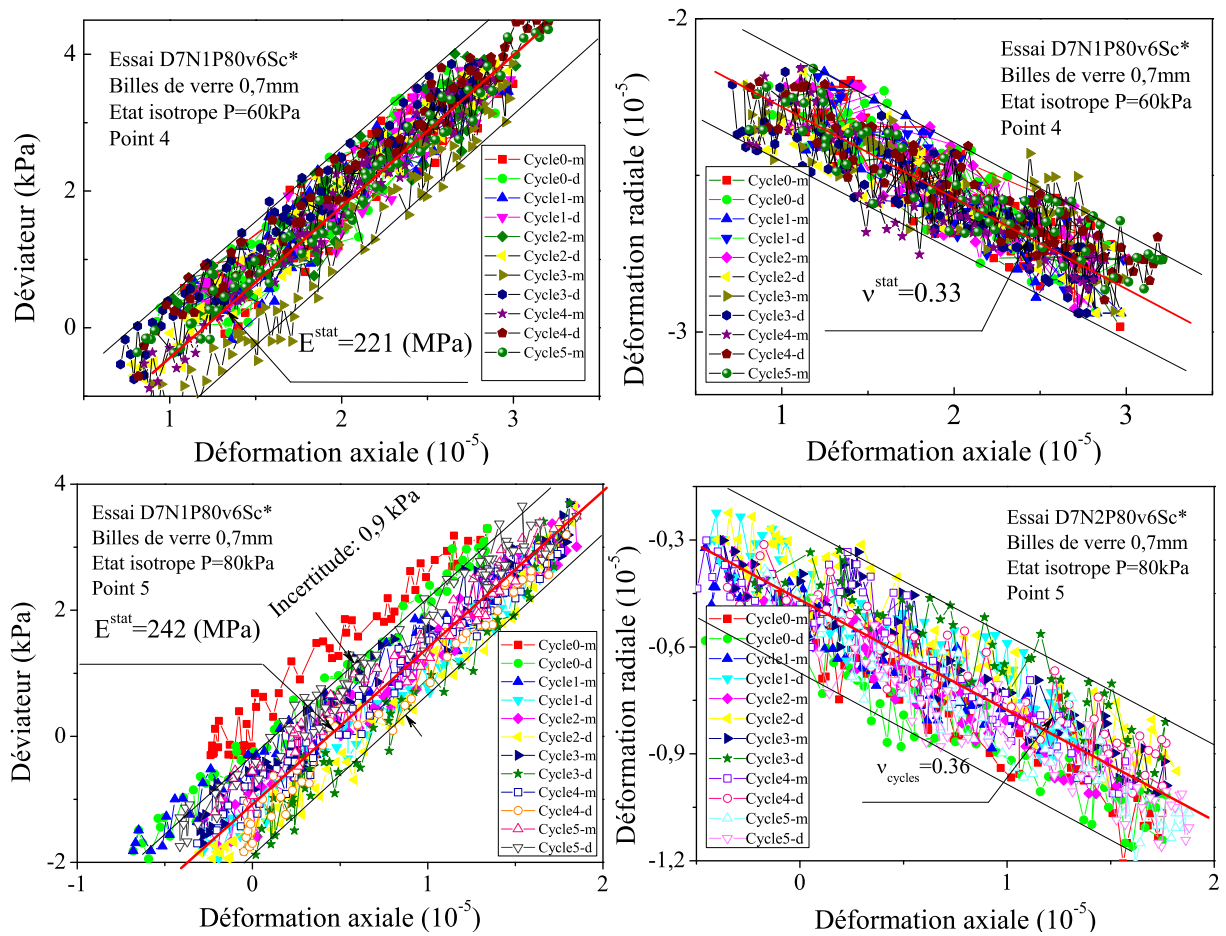


FIG. H.2 – Cycles isotopes de l'essai de la première utilisation.



## H.2 Cycles isotropes de l'essai de la deuxième utilisation $N=2$

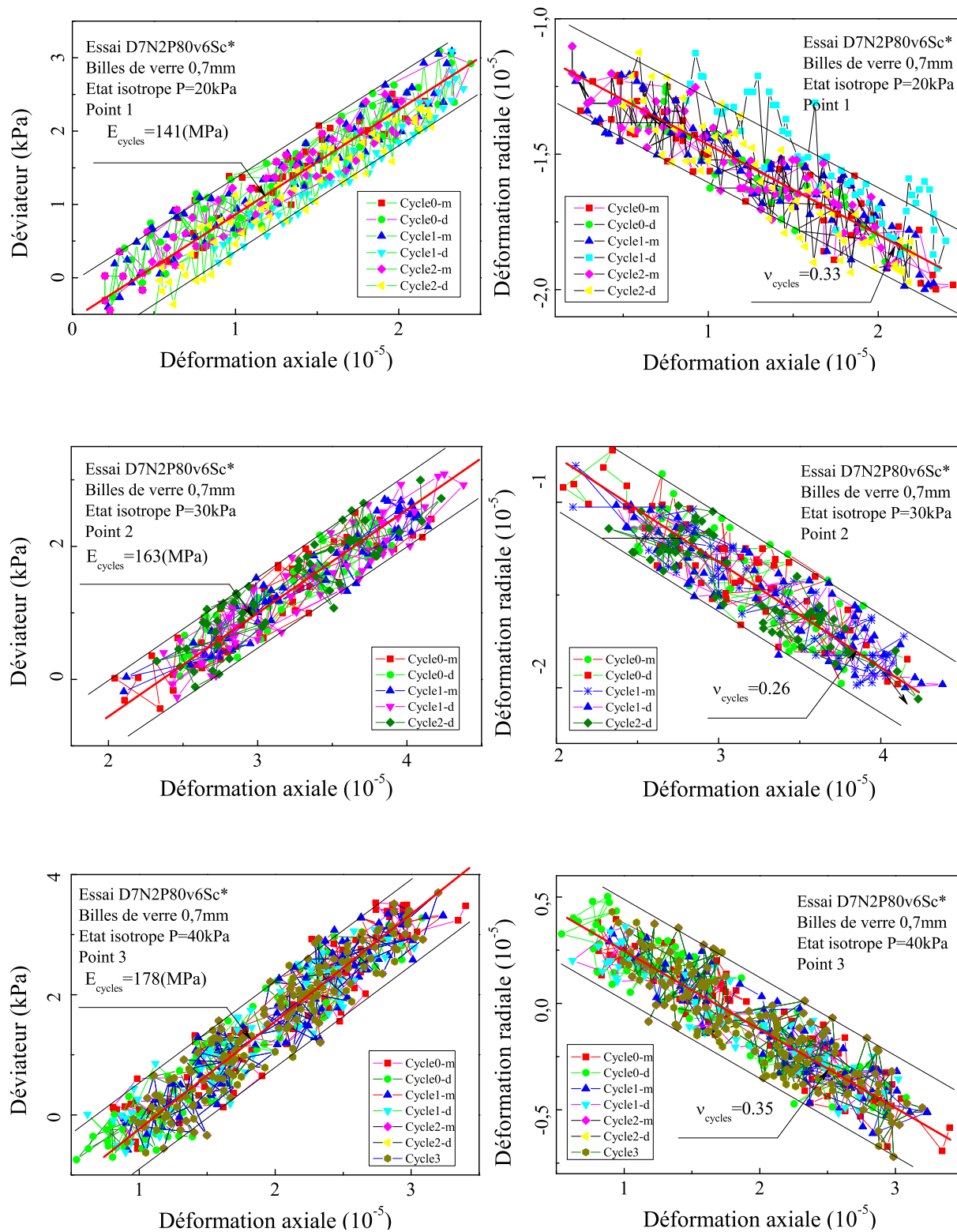


FIG. H.3 – Cycles isotropes de l'essai de la deuxième utilisation.

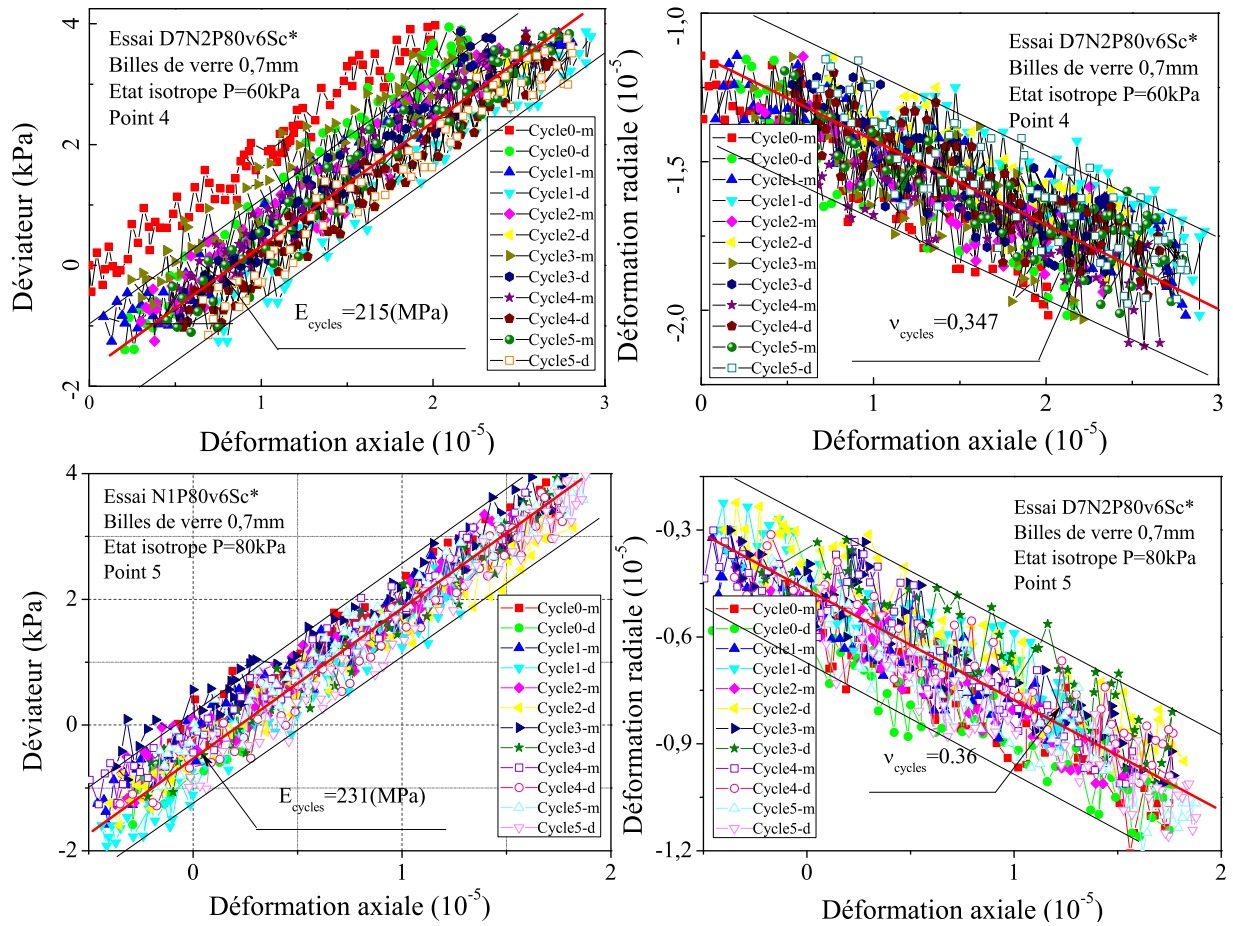


FIG. H.4 – Cycles isotropes de l'essai de la deuxième utilisation.

### H.3 Cycles isotropes de l'essai de la troisième utilisation $N=3$

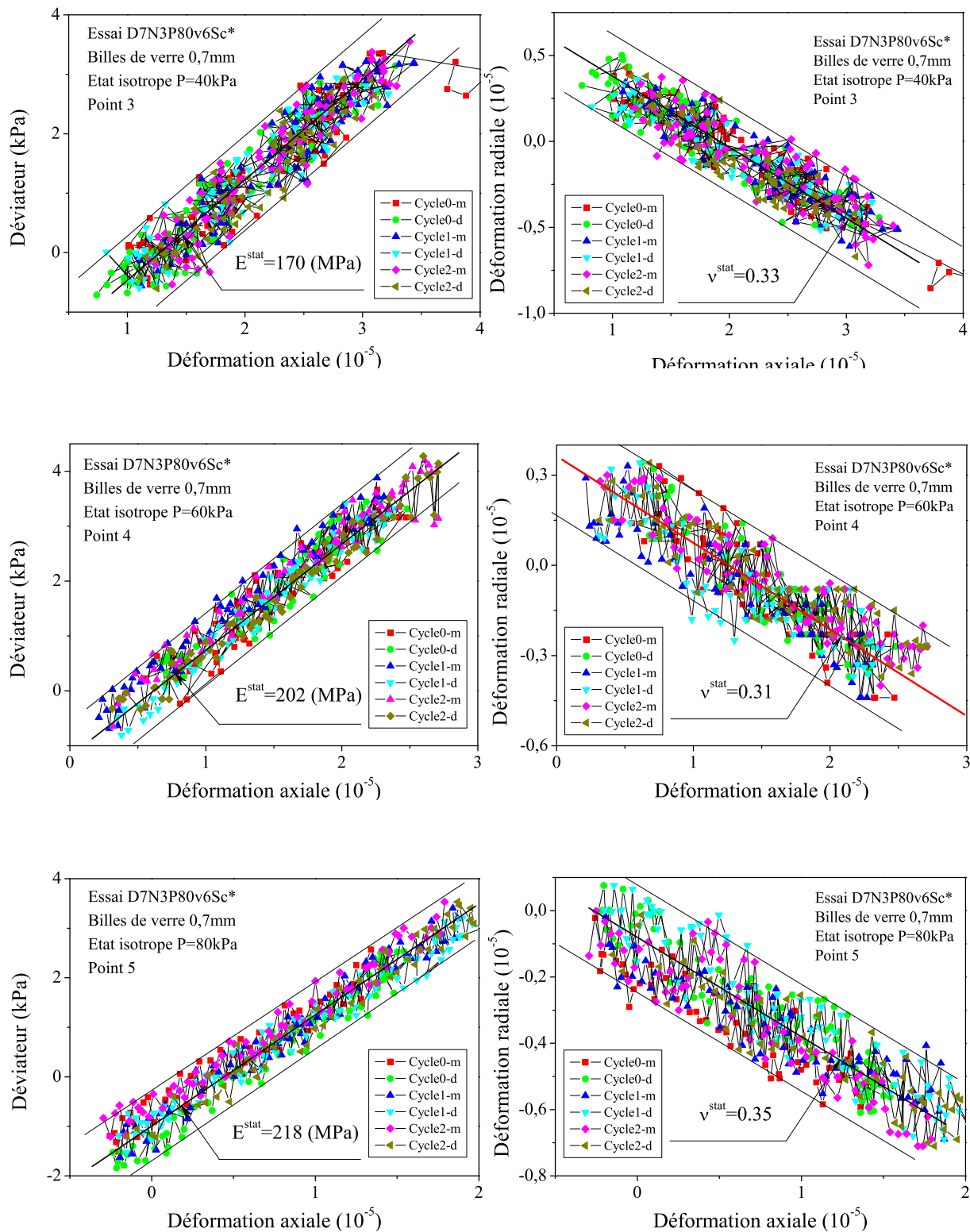


FIG. H.5 – Cycles isotropes de l'essai de la troisième utilisation.

# Annexe I

## Localisation de la déformation

La figure I.1, de gauche à droite et de haut en bas, présente la photographie d'un échantillon au début d'essai et la photographie à la fin de compression de même essai à l'appareil triaxial classique et de précision. Il n'y a aucune bande de localisation qui s'est formée au cours de l'écrasement.

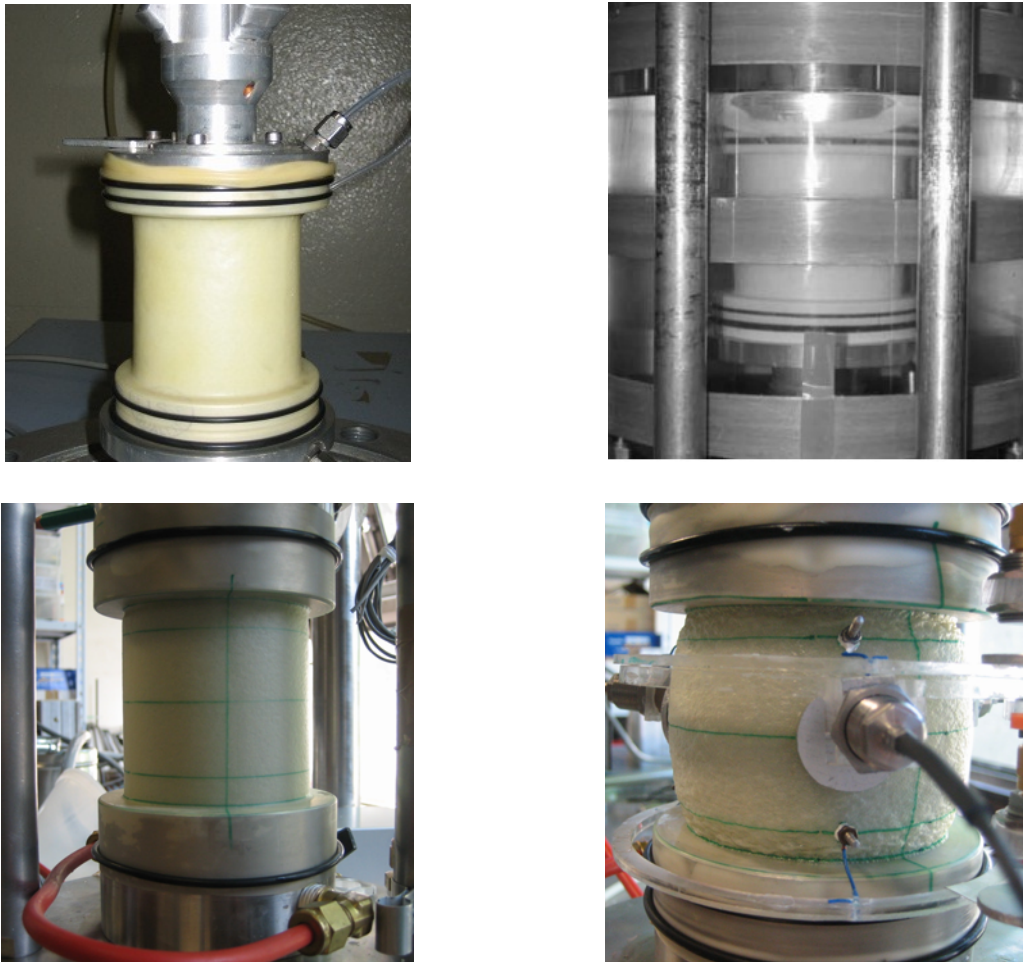


FIG. I.1 – Photographie d'un échantillon à l'appareil triaxial classique en haut, à l'appareil triaxial de précision en bas, avant compression à gauche puis en fin d'essai à droite.



# Bibliographie

- [1] Adjemian, F. et Evesque, P. *Experimental study of stick-slip behaviour*, International Journal for Numerical and Analytical in Geomechanics, Vol. 28, pp. 501-530 (2004).
- [2] Adjemian, F. *Stick-slip et transition de broutage dans les essais triaxiaux sur billes de verre*, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris (2003).
- [3] Agnolin, I. et Roux, J.-N. *Internal states of model isotropic granular packings. III Elastic properties.*, Physical Review E, Vol. 10, pp. 39-54 (2007).
- [4] Al-Rousan, T. *Characterization of aggregate shape properties using a computer automated system*, Phd.thesis, Texas A and M University, USA (2004).
- [5] Alshibli, K.A. et Roussel, L.E. *Experimental investigation of stick-slip behaviour in granular materials*, Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech., Vol. 30, N°14, pp. 1391-1407 (2006).
- [6] Al-Rousan, T., Masad, E., Erol, T., et Pan, T. *Evaluation of image analysis techniques for quantifying aggregate shape characteristics*, Construction and Building Materials, Vol. 21, pp. 978-990 (2007).
- [7] Arulnathan, R., Boulanger, R. W., et Riemer, M. F. *Analysis of bender element tests*, Geotechnical Testing Journal, Vol. 21, pp. 120-131 (1998).
- [8] ASTM. *Standard test method for maximum index density and unit weight of soil using a vibratory table*, ASTM standard, Vol. 04, Soil and rock; dimension stone, geosynthetics, pp. 661-673 (1993).
- [9] Baldi, G., Hight, D. W., et Thomas, G. E. *Orthonormal wavelet bases adapted for partial differential equations with boundary conditions*, Physical Review E, Vol. 59, pp. 1040-1065 (1998).
- [10] Bard, E.. *Comportement des matériaux granulaires secs et à liant hydrocarboné*, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris (1993).
- [11] Baumberger, T. *Contact dynamic and friction at a solid-solid interface: material versus statical aspects*, Solid state commun, pp. 102-175 (1997).
- [12] Benahmed, N., Canou, J., et Doubla, J. C. *Structure initiale et propriétés de liquéfaction statique d'un sable*, Comptes Rendus Mécaniques, Vol. 332, pp. 887-894 (2004).
- [13] Bendadouche, H. *Les modules en mécanique des sols: comparaison des essais triaxiaux, œdométriques et cylindres dilatables*, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris (1993).
- [14] Biarez, J. et Hicher, P. Y. *Elementary mechanics of soil behavior, saturated remoulded soils*, Balkeman/ Rotterdam/ Brookfield, pp. 208 (1994).
- [15] Biarez, J. *Contribution à l'étude des propriétés mécaniques des sols et des matériaux pulvérulents*, Thèse de Doctorat, Faculté des Sciences de Grenoble, pp. 207 (1961).

- [16] Bjerrum, L., Krimstad, S., et Kummerneje, O. *The shear strength of a fine sand*, In proc. 5th Int. Soil Mechanics and Foundation in Engineering, Vol. 1, pp. 29-37 (1961).
- [17] Boelle, J. L. *Mesure en régime dynamique des propriétés mécaniques des sols aux faibles déformations*, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale des Arts et Manufactures, Paris (1983).
- [18] Bowden, F. P. et Tabor, D. *The friction and lubrication of solids*, Clarendon press, Oxford, (1950).
- [19] Brignoli, E., Gotti, M., et Stokoe, K. H. *Measurements of shear waves in laboratory specimen by means piezoelectric transducers*, Geotechnical Testing Journal, Vol. 19(4), pp. 384-397 (1996).
- [20] Brunet, T. *Etude de milieux granulaires secs et mouillés à l'aide des ondes ultrasonores*, Thèse de Doctorat, Université de Marne La Vallée (2006).
- [21] Cambou, B. et Jean, M. *Micromécanique des matériaux Granulaires*, Hermès, Paris, (2001).
- [22] Cambou, B. *Compressibilité d'un milieu pulvérulent: influence de la forme et de la dimension des particules sur les propriétés mécaniques d'un milieu pulvérulent*, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble (1972).
- [23] Castro, G. *Liquefaction of sands*, Phd.thesis, Havard University, Cambridge, MA (1969).
- [24] Combe, G. *Mécanique des matériaux granulaires et origines microscopiques de la déformation*, Presses du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, Paris (2002).
- [25] Coste, C. *Propagation d'ondes dans un milieu granulaire modèle*, Mécanique des milieux granulaires, Hermès Science, pp. 185-212 (2001)
- [26] Coulomb, C. *Mémoire de mathématiques et de physiques*, Académie Royale des Sciences, Paris, pp. 343-382 (1773).
- [27] Cundall, P. A. et Strac ODL. *Forces shemes in simulations of granular materials*, Journal of physics, Vol. 6, N°1, pp. 5-20 (1996).
- [28] Daniel, C. *Mécanique des sols*, Londres, Paris, New York, pp. 14-15 (1994).
- [29] Dantu, P. *Etude statistique des forces intergranulaires dans un milieu pulvérulent*, Géotechnique, Vol. 18, pp. 50-55 (1968).
- [30] De Jaeger, J. *Influence de la morphologie des sables sur leur comportement mécanique*, Thèse de Doctorat, Université Catholique de Louvain (1991).
- [31] Di Benedetto, H., Sauzéat, C., et Geoffroy, H. *Hollow cylinder test and modelling of prefailure behaviour of sand.*, Proc. of the 2nd Int. Conférence Albert Caquot, Paris, pp. 8-16 (2001).
- [32] Dieterich, J. H. *Modeling of rock friction. Experimental results and constitutive equations*, J. Geophysical Review. Res. 84, pp. 21-61 (1979).
- [33] Duchesne, A. *Etude du comportement mécanique d'un combustible granulaire soumis à des sollicitation d'origine thermique dans un propulseur thermo nucléaire spacial*, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris (1998)
- [34] Duran, J. *Sable, Poudres et Grains*, Eyrolles Sciences, Paris, (1999).
- [35] Duttine, A. *Comportement des sables et des mélanges sable/argile sous sollicitations statiques et dynamiques avec et sans rotation d'axes*, Thèse de Doctorat MEGA, INSA / ENTPE (2005).

- [36] Emam, S., Canou, J., Corfdir, A., Dupla, J. C., et Roux, J.-N. *Elaboration et comportement mécanique de matériaux granulaires solides modèles : expérience et simulation numérique*, Rapport du LCPC, pp. 103-143 (2006).
- [37] Enrico G. M. B., Marino, G., et Kenneth, H. S. *Measurement of shear waves in laboratory specimens by means of piezoelectric transducers*, Geotechnical Testing Journal, Vol. 19, N°4, pp. 384-397 (1996).
- [38] Evans, D. J. A., et Benn, D. I. *A practical guide to the study of glacial sediments*, London, UK : Arnold, pp. 266 (2004).
- [39] Ezaoui, A. *Comportement expérimental statique et dynamique des sables et modélisation "élasto-visco-plastique" anisotrope en petites et moyennes déformations*, Thèse de Doctorat MEGA, INSA / ENTPE (2008).
- [40] Finge, J. *Contribution à l'étude du comportement non drainé des sables lâches sur-consolidés et anisotropes*, Thèse de Doctorat MEGA, INSA / ENTPE (2004).
- [41] Géminard, J. C., Losert, W., et Gollub, J. P. *Frictional mechanics of wet granular material*, Physical Review E, Vol. 59, N°5, pp. 5881-5890 (1998).
- [42] Greenwood, J. A. et Williamson, J. B. P. *Contact of nominally flat surfaces*, Proc. roy. Soc, A295, 300 (1966).
- [43] Greenwood, J. A. *The area of contact between rough surfaces and flat*, J. Lubr. Tech. Trans ASME 1, 81 (1967).
- [44] Hardin, B. O. et Drnevich, V. P. *Elastic wave velocities in granular soils*, J. Geotech. Engg. Div, ASCE, Vol. 89, N°1, pp. 33-65 (1963)
- [45] Hardin, B. O. et Drnevich, V. P. *Shear modulus and damping in soils; measurement and parameter effects*, J. Geotech. Engg. Div, ASCE, Vol. 98, N°6, pp. 603-624 (1987)
- [46] Hameury, O. *Quelques aspects du comportement des sables avec ou sans rotation des axes principaux*, Thèse de Doctorat ECP/ENTPE, pp. 273 (1995)
- [47] Heslot, F., Baumberger, T., Perrin, B., Caroli, B., et Caroli, C. *Creep, stick-slip and dry-friction dynamic : experiments and heuristic model*, Physical review E, Vol. 49, pp. 4973 (1994)
- [48] Hicher, P., Y. *Elastic properties of soils*, Journal of Geotechnical Engineering, Vol. 122, N°8, pp. 641-648 (1996).
- [49] Hicher, P., Y. *Comportement des argiles saturées sur divers chemins de sollicitations monotones et cycliques. Application à une modélisation élastoplastique et viscoplastique*, Thèse d'Etat, Université Paris 6 (1985).
- [50] Homsy, M. *Contribution à l'étude des propriétés mécanique des sols en petites déformations à l'essai triaxial*, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris (1986).
- [51] Hoque, E. et Tatsuoka, F. *Anisotropy in the elastic deformation of granular materials*, Soils and Foundations, 38, N°1, pp. 163-179 (1998).
- [52] Huot, F. *Caractéristiques des sols : du comportement pseudo-élastique à la propagation d'ultrasons*, Thèse de Doctorat, EPFL Lausanne, pp. 408 (1999).
- [53] Ibrahim, E. *Différents aspects du comportement des sables à partir d'essais triaxiaux : des petites déformations à la liquéfaction statique*, Thèse de Doctorat, Ecole Doctorat MEGA, INSA/ENTPE, pp. 277 (1998).
- [54] Iwashita, K. et Oda, M. *Micro-deformation mechanism of shear banding process based on modified distinct element method*, Powder Technology 109, pp. 192-205 (2000).



- [55] Jardine, R., Symes, M. J., et Burland, J. B. *The measurement of soil stiffness in the triaxial of apparatus*, Géotechnique, Vol. 34, N°3, pp. 332-340 (1984).
- [56] Jia, X. et Mills, P. *Sound propagation in dense granular materials*, Y. Kishino editor, Powders and Grains 2001, pp. 105-112 (2001).
- [57] Joer, H. A. *Une nouvelle machine de cisaillement pour l'étude du comportement des matériaux granulaires*, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble (1991).
- [58] Johnson, K. L. *Contact mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge (1985).
- [59] Kim, M. S. *Etude expérimentale du comportement mécanique des matériaux granulaires sous forte contrainte*, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris (1995).
- [60] Kramer, S. L. et Seed, H. B. *Initiation of soil liquefaction under static loading conditions*, Journal of Geotechnical Engineering, Vol. 114, N°4, pp. 412-430 (1988).
- [61] Kuwano, R. *The stiffness of yielding anisotropy of sand*, PhD.thesis, Imperial College of Science, Technology and Medicine, London, pp. 669 (1999).
- [62] Kuwano, R. et Jardine, R. J. *On the applicability of cross-anisotropic elasticity to granular materials at very small strains*, Géotechnique, Vol. 52, pp. 727-749 (2002).
- [63] Ladd, R. S. *Preparing test specimens using under compaction*, Geotechnical testing Journal, Vol. 1, N°1, pp. 16-23 (1978).
- [64] Lee, J. *Heap formation in granular media*, Journal of Physics 27(1) pp. 257-262 (1994).
- [65] Le Pennec, T., Maloy, K. G., Hansen, A., Ammi, M., Bideau, D., et Wu. X. *Ticking hour glasses: Experimental analysis of intermittent flow*, Physical Review E, Vol. 53, pp. 2257-2264 (1996).
- [66] Li, X. S. et Dafalias, Y. F. *Dilatancy for cohesionless soils*, Géotechnique, Vol. 50, N°4, pp. 449-460 (2000).
- [67] Luding, S. *Stress distribution in static two dimensional granular model media in the absence of friction*, Physical Review E, Vol. 55, pp. 4720-4729 (1997).
- [68] Luong, M. P. *Etat caractéristique du sol*, C.R. Acad. Sc. Paris, pp. 305-307 (1978).
- [69] Luong, M. P. *Phénomènes cycliques dans les sols pulvérulents*, Revue Française de Géotechnique, Vol. 10, pp. 39-54 (1980).
- [70] Makse, H. A., Johnson, D. L., et Schwartz, L. M. *Packing of compressible granular materials*, Physical Review Letters, Vol. 84, N°18, pp. 4160-4163 (2000).
- [71] Matsushita, M., Tassuoka, F., Koseki, J., Cazacliu, B., Di Benedetto, H., et Yasin, S. J. M. *Time effects on the pre-peak deformation properties of sands*, In Lo Presti Jamiolkowski, Lancellotta, editor, Rotterdam, pp. 681-689 (1999).
- [72] Michael, P. *Écoulement dense de grains secs*, Thèse de Doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, (2002).
- [73] Mindlin, R. D. *Compliance of elastic bodies in contact*, Journal of Applied Mechanics, Vol. 17, pp. 259-268 (1949).
- [74] Modoni, G., Flora, A., Mancuso, C., Virgiani, C., et Tatsuoka, F. *Evaluation of gravel stiffness by pulse wave transmission test*, Geotechnical Testing Journal, Vol. 23, N°4, pp. 506-521 (2000).
- [75] Mohammad, S. *Caractérisation des sols par propagation d'ondes. Analyse critique de la technique des bender extender elements*, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Nantes (2006).

- [76] Mohkam, M. *Contribution à l'étude expérimentale et théorique du comportement des sables sous chargements cycliques*, Thèse de Doctorat, ENTPE/USMG Grenoble pp. 231 (1983).
- [77] Nasuno, S., Kudrolli, A., Bak, A., et Gollub, J. P. *Time resolved studies of stick-slip friction in sheared granular layer.*, Physical Review E, Vol. 58, pp. 2161-2171 (1998).
- [78] Olivari, G. *Contribution à l'étude des limites de fatigue des milieux pulvérulents*, Thèse de Doctorat, Université Scientifique et Médicale de Grenoble (1973).
- [79] Persson, B. N. J. *Sliding friction: Physical principles and application*, Springer, New York (1998).
- [80] Peyneau, P. E. et Roux, J.-N. *Frictionless bead packs have macroscopic friction, but no dilatancy*, Physical Review E, Vol. 78 (2008).
- [81] Pham Van Bang, D. *Comportement instantané et différé des sables de petites et moyennes déformations: expérimentation et modélisation*, Thèse de Doctorat MEGA, INSA / ENTPE, pp. 145 (2003).
- [82] Rabinowicz, E. *Friction and wear of materials*, John Wiley and Sons, New York, (1965).
- [83] Rey, E. *Caractérisation des sols hétérogènes par des méthodes géophysiques*, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble (2005).
- [84] Roscoe, K. H. et Schofield, A. N. *On the generalized stress - strain behaviour of wet clay.*, In Engineering plasticity. Edited by J. Heyman and F.A. Leckie. Cambridge University Press, London, UK, pp. 535-609 (1968).
- [85] Roscoe, K. H. et Burland, J. B. *Mechanical behavior of an idealized wet clay*, Proc. Eur. Conf. Soil Mech. Found. Engng, Wiesbaden 1, pp. 47-54 (1963).
- [86] Roussel, L. E. *Experimental investigation of stick-slip behavior in granular material*, Louisiana Sate University, (2005).
- [87] Roux, J.-N. et Chevoir, F. *Simulation numérique discrète et comportement mécanique des matériaux granulaires*, Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées, Paris, (2005).
- [88] Rowe, P. W. *The measurement of soil stiffness in the triaxial apparatus*, Géotechnique, Vol. 4, pp. 449-460 (1984).
- [89] Sanchez, F. et Sanlinero, A. *Caractéristiques des sols: du comportement pseudo-élastique à la propagation d'ultrasons*, Thèse de Doctorat, EPFL Lausanne, pp. 408 (1999).
- [90] Santucci, F., Koseki, J., Amaya, M., Hamaya, S., Sato, T. et Tatsuoka, F. *A triaxial testing system to evaluate stress-strain behavior of soils for wide range of strain and strain rate*, Geotechnical Testing Journal, Vol. 22, pp. 44-60 (1999).
- [91] Schofield, A. et Wroth, P. *Critical State Soil Mechanics*, Mc Graw-Hill, Inc, London (1968).
- [92] Schafer, S., Dippel, S., et Wolf, D. E. *A discrete numerical model for granular assemblies*, Géotechnique, Vol. 29, pp. 47-65 (1979).
- [93] Scholz, C. H. *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*, Cambridge University Press, New York, (2002).
- [94] Skinner, A. E. *A note on the influence of interparticle friction on the shearing strength of a random assembly of spherical particles*, Géotechnique, Vol. 19, N°1, pp. 150-157 (1969).

- [95] Shibuya, S., Tatsuoka, F., Teachavorasinskun, S., Kong, X. J., Abe, F., Kim, Y. S., et Park, C. S. *Elastic deformation properties of geomaterials*, Soils and Foundations, Vol. 32, N°3, pp. 26-46 (1992).
- [96] Terzaghi, K. et Peck, R. B. *Soil Mechanics in engineering practice*, John Wiley and Sons, Inc, New York (1948).
- [97] Tatsuoka, F. *Some recent developments in triaxial testing system for cohesionless soils*, Keynote Lecture, ASTM Special Technical Publication, N°977, pp. 7-67 (1988).
- [98] Tatsuoka, F. et Sibuya, S. *Deformation characteristics of soils and rocks from field and laboratory*, Proc. of the 9th Asian Regional Conf. on SMFE, Bangkok 2, pp. 101-170 (1991).
- [99] Viggiani, G. et Atkinson, J. H. *Interpretation of bender element tests - Technical note*, Géotechnique, Vol. 45, pp. 149-154 (1995).
- [100] Walton, O. R. et Braun, R. L. *Viscosity, granular temperature, and stress calculation for shearing assemblies of inelastic, frictional disks*, Journal of Rheology, 30(5), pp. 949-980 (1986).
- [101] Wiendick, K. *L'anisotropie des milieux pulvérulents et son influence sur les tassement*, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble (1964).
- [102] Wu, X-L., Maloy, K. G., Hansen, A., Ammi, M., et Bideau, D. *Why hour glasses tick*, Physical Review Letters, Vol. 71, pp. 1363-1366 (1993).



## FOLIO ADMINISTRATIF

THESE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

NOM : HOANG	DATE de SOUTENANCE : 08 07 2011
Prénom : Minh Tam	
TITRE : Frottement saccadé dans les matériaux granulaires modèles	
NATURE : Doctorat	Numéro d'ordre : 2011ISAL0062
Ecole doctorale : MEGA	
Spécialité : Génie Civil, Mécanique des Sols	
Cote B.I.U. - Lyon : T xx/yyy/zz / et bis	CLASSE :
<p><b>Résumé :</b> Les objectifs de cette étude concernent la caractérisation expérimentale des frottements saccadés (stick-slip) dans les matériaux granulaires modèles constitués des billes de verre monodisperses en compression triaxiale drainé et l'identification des paramètres de contrôles. Un groupe de cinq paramètres macroscopiques caractérise ces frottements saccadés : la chute de déviateur et la contraction volumique pendant la phase de glissement (slip), l'intermittence de déformation axiale, le module d'Young et le coefficient de Poisson au départ de la phase de blocage (stick).</p> <p>Deux outils complémentaires de la mécanique des sols ont été sélectionnés pour mener à bien cette étude expérimentale : l'appareil triaxial classique sur les billes saturées avec mesure globale des déformations volumiques pour l'étude des trois premiers paramètres de caractérisation, et l'appareil triaxial de précision sur les billes sèches pour les deux derniers paramètres en mettant l'accent sur les mesures précises et multiples du module d'Young élastique en très faibles déformations.</p> <p>Les frottements saccadés existent simultanément en déviateur et en déformations volumiques. Ils montrent un comportement macroscopique globalement contractant et approchant un état limite critique en grandes déformations semblables à celui des sables très lâches, et un comportement mésoscopique localement dilatant et amollissant des sables denses en petites et moyennes déformations avec une loi unique de dilatance linéaire. La phase dynamique de glissement est caractérisée par une grande vitesse de déformation axiale, une chute brusque de déviateur et une contraction volumique instantanée ; et la phase quasi-statique de blocage pilotée avec une vitesse de déformation axiale constante par une dilatation volumique continue sans atteindre l'état critique après une petite contraction volumique au début de la phase, révélant un état caractéristique unique. Les frottements saccadés disparaissent au-delà d'une vitesse critique d'écrasement axial, fonction de la contrainte de confinement et de la taille des grains.</p> <p>Le module d'Young dynamique par propagation d'ondes dépend de la contrainte de confinement selon une loi de puissance. Le module d'Young quasi-élastique au départ de la phase de blocage pour chacun des frottements saccadés est constant à l'intérieur du domaine élastique ; de même que le coefficient de Poisson.</p> <p>Le suivi par l'analyse granulométrique par laser des matériaux immédiatement après l'écrasement, combiné avec l'analyse d'image en fonction de trois indices de rondeur, de forme et d'abrasion montrent que la disparition des frottements saccadés est probablement liée à l'apparition des billes plus petites, polydisperses et également à l'apparition de quatre nouvelles formes non-rondes de billes. Ces indices permettent de suivre l'évolution de la forme des billes au fur et à mesure de la répétition de l'écrasement.</p>	
MOTS-CLES : Stick-slip, billes de verre, lâche, drainé, instabilité, dilatance, grandes déformations, petites déformations, cycles quasi-statiques, ondes, dynamique, mesures locales.	
Laboratoire de recherche :	DGCB/LGM Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat Rue Marice Audin 69581 Vaulx-en-Velin Cedex
Composition du jury : I. DJERAN-MAIGRE, T. DOANH, P. DUBUJET, J.-C. GEMINARD, J.-N. ROUX, G. VIGGIANI	