

Rhéologie

Co-éditrices

Sylvie Dagréou

IPREM, Université de Pau et des Pays de l'Adour
2, avenue Pierre Angot, 64053 Pau Cedex 9
sylvie.dagreou@univ-pau.fr

Françoise Berzin

FARE, Université de Reims Champagne Ardenne, INRAE
Esplanade Roland Garros, 51100 Reims
francoise.berzin@univ-reims.fr

N° ISSN : 1763-5152

Compte tenu du rôle grandissant de la rhéologie dans de nombreux domaines, le Groupe Français de Rhéologie a souhaité renouveler sa revue pour en assurer une diffusion plus large et en faire un véritable lieu d'échanges entre industriels, chercheurs, mécaniciens, physiciens, chimistes, biologistes ou mathématiciens, qu'ils envisagent la rhéologie comme une science à part entière ou l'utilisent pour la caractérisation ou la production des matériaux.

Des articles touchant à des aspects théoriques, expérimentaux ou encore technologiques, de la rhéologie peuvent être soumis pour éventuelle publication dans *Rhéologie*. Les éditeurs décident, en s'aidant de l'avis des membres du comité éditorial, de l'opportunité de publication d'un article, après l'avoir soumis à au moins deux experts indépendants. Les membres du comité éditorial ont de plus un rôle de correspondants régionaux : ils peuvent orienter leurs collègues vers une éventuelle publication dans *Rhéologie*.

Les auteurs potentiels sont invités à transmettre leurs travaux sous forme électronique à Sylvie Dagréou ou Françoise Berzin. La langue principale est le français, mais les articles en anglais peuvent être acceptés s'ils comportent une version française abrégée en fin de texte. La longueur maximum souhaitée pour les articles est d'environ sept pages mais des articles plus longs peuvent être acceptés. Outre la version papier, diffusée aux abonnés et aux membres du GFR, une version électronique de la revue est disponible sur le site du GFR : www.legfr.fr. Il est demandé aux auteurs de suivre les consignes présentées en fin de volume.

La revue comprend également une partie d'informations générales concernant les activités touchant à la rhéologie (formations, soutenances de thèse, séminaires, congrès, nouveautés...). Les informations susceptibles d'être publiées sont à transmettre aux membres du comité de rédaction.

Sommaire

Les informations du GFR

Editorial

Récipiendaire du prix Maurice Couette

Imagerie ultrasonore de l'écoulement d'une boue modèle au voisinage de la contrainte seuil 1
S. Castel, A. Poulesquen, S. Manneville

Articles réguliers

Déformations locales et viscosité des suspensions non-browniennes : application au cas
bidisperse 10
V. Thiévenaz, A. Sauret

Informations sur le Prix de Thèse et les Bourses du GFR

Consignes aux auteurs

Contents

Ultrasound flow imaging in a model sludge close to the yield stress <i>S. Castel, A. Poulesquen, S. Manneville</i>	1
Local deformations and dissipation in non-Brownian suspensions: application to the bidisperse case <i>V. Thiévenaz et A. Sauret</i>	10

Les informations du GFR

Réunion du Conseil du GFR du 11 septembre 2022

Les éléments fournis par Julien Ville montrent un léger excédent du dernier exercice et confirment le souhait, pour 2023, de développer le soutien aux organisations de colloques et l'attribution de bourses de congrès pour les étudiants.

Le prochain numéro de la revue comprendra les résumés des JJR (transmis par Julien Ville), des candidatures au Prix de thèse et du colloque « Matériaux et fluides complexes » (organisé par Isabelle Hénaut).

Rappelons que Sylvie Dagréou a relancé Dupli-print pour obtenir un devis correspondant à la livraison de 200 revues sous format matériel et 150 en html, en accord avec les résultats de l'enquête effectuée l'an passé, correspondant au volume du numéro 40.

Le workshop organisé par Isabelle Hénaut (IFPEN + T&A, Formulation) se tiendra le 26 septembre et comprendra, entre autres, des interventions d'Alain Ponton et de Moïse Gottlieb (Université Ben Gourion, Beer Sheva), dont le voyage est financé par le GFR. La participation est gratuite mais l'inscription est obligatoire.

Alain Ponton présente l'organisation du GFR 57 qui se déroulera à Paris. Deux sites sont possibles : Paris Cité (campus GMP) ou Saint Germain des Prés, et, à défaut, Isabelle Hénaut propose d'accueillir la manifestation à l'IFPEN (Rueil-Malmaison). Le Comité d'organisation est constitué et le Comité scientifique

chargé des sessions thématiques, déjà largement établi. L'organisation serait mise en oeuvre via le site CNRS Azur-Colloques.

Les dates proposées seraient du 24 au 26 octobre, avec « short courses » le 23 (notamment pour que l'évènement s'intercale bien entre les quart et demi-finales de la Coupe du Monde de rugby). Alain Ponton fera une présentation finalisée à Rennes.

Un avis favorable est donné à la demande de soutien du GFR émise par Thibaud Divoux pour un colloque au Lorentz Center (Leiden, Pays-Bas), colloque de haut niveau favorisant les échanges relativement informels pour faire le point sur un sujet donné, en l'occurrence « fluides à seuil, et scénarios fragile/ductile de leur mise en écoulement ». Ce soutien (1000 €) est toutefois soumis à la condition d'un article sur ce sujet (au-delà du CR du colloque) à la revue, notamment pour le numéro de Juin.

Arnaud Saint-Jalmes présente un point rapide sur le 56^{ème} Colloque du GFR à Rennes, avec 73 inscrits (sans compter les Rennais) et 25 aux cours (pour 40 places disponibles). 35 communications orales et 37 posters sont prévus, en plus des trois conférences invitées et des conférences des récipiendaires du prix Maurice Couette et des deux prix de thèse.

Réunion du Conseil du GFR du 16 janvier 2023

Le colloque de Rennes (GFR 56) s'est déroulé à la satisfaction générale, et Arnaud Saint-Jalmes en fera une restitution plus

complète, notamment budgétaire, à la prochaine réunion. Alain Ponton présente l'avancement du GFR 57, qui se tiendra à l'amphi Buffon, sur le campus des Grands Moulins de Paris, du 24 au 26 Octobre, ainsi que les échéances afférentes (soumission des résumés avant le 15 mai pour pouvoir communiquer le retour avant le 15 juin et permettre les inscriptions avant les congés d'été). L'intitulé des sessions a été modifié de façon à prendre en compte les remarques émises lors de l'Assemblée Générale, et Kevin Roger (LGC Toulouse) a accepté de faire une conférence plénière. Les « shorts courses » porteront sur la matière active ou sur les matériaux composites stimulables. Le prix des inscriptions est accru de 20 €, une première depuis au moins 10 ans.

Elisabeth Lemaire présente l'avancement des JJR à Peyresq (30 mai – 2 juin), ainsi que les conférenciers seniors invités (René Fulchiron, Jean Charles Majesté, Guillaume Ovarlez, Arnaud Poulesquen, Annie Viallat, Sandra Lerouge et Bloen Metzger). Le nombre de participants envisagé est d'environ 45. Les frais d'inscription s'élèvent à 600 € tout compris, dont 4 nuitées, et le GFR accepte de prendre 150 € à sa charge.

Elisabeth Lemaire organise du 26 au 30 juin avec des collègues toulousains, dans le cadre d'un EuroMech, un colloque sur la rhéologie des suspensions que le GFR peut soutenir à hauteur de 1000 €. Elisabeth Lemaire propose de rédiger un article à cet égard pour la revue.

Tetsuharu Narita transmet la

demande de Guylaine Ducouret pour un soutien éventuel du GFR au GdR DuMBio (Durabilité des Matériaux Biosourcés), du 23 au 25 mai à St Rémy lès Chevreuse. Sur le principe, le conseil est plutôt défavorable car les GdR sont abondés pour ce genre de rencontre. Toutefois, à titre exceptionnel, Julien Ville contactera Guylaine Ducouret pour examiner quelles pourraient être les modalités d'un soutien du GFR, comme, par exemple, la mention de « rhéologie » dans le titre du colloque.

Romain Castellani restitue la réunion de l'ESR, notamment concernant le European Young Rheologists Symposium (8-9 mai), qui se tiendra en distanciel (inscription 100 €), l'organisation de l'AERC 2025 par l'IMP, le LRP et le LP-ENS, la création d'un prix Oldroyd pour les jeunes scientifiques, ainsi que la rareté des reviewers pour *Rheologica Acta*.

Le prochain numéro de la revue comportera les articles de Thibaut Divoux sur le colloque Lorentz et de Sébastien Manneville au titre du prix Maurice Couette. Romain Castellani a effectué le travail pour que la revue soit disponible sous format numérique sur le site internet (<https://larevue.legfr.fr>). Seul le dernier numéro ne serait accessible que via un mot de passe pour les adhérents. Il manque la possibilité de délivrer la revue par envoi au format html, ce pour quoi Sylvie attend toujours la réponse de Dupli-print.

En vue de leur insertion dans l'En6Clics, Guy Della Valle a ébauché quelques fiches de connaissances sur les polymères, à partir des présentations de René Fulchiron et Jean-Charles Majesté.

Outre le renouvellement des

mandats de Tetsuharu Narita et Isabelle Hénaut, la prolongation exceptionnelle (2 ans) de ceux de Françoise Berzin, Jean-Charles Majesté, René Fulchiron et Philippe Marchal sera proposée à la prochaine Assemblée Générale. Frédéric Pignon, Rudy Valette et Guy Della Valle quitteront le Conseil et ont prévu de proposer des nouveaux entrants.

Réunion du Conseil du GFR du 20 mars 2023

La plaquette du Colloque du GFR 57 à Paris a été envoyée par Alain Ponton et l'annonce a été affichée sur le site, diffusée aux membres du comité scientifique, ainsi que via différents GdR. La gestion via Azur Colloque devrait être ouverte dès la fin du mois.

Trois candidatures ont été reçues pour le Prix de thèse. Une relance sera effectuée rapidement pour inciter à d'autres candidatures.

Frédéric Blanc a présenté le dispositif expérimental de rhéométrie croisée, développé pour mesurer les régimes transitoires de viscosité de suspensions soumises à un changement de direction du cisaillement. Après la présentation des conditions opératoires et des principaux résultats, assortis d'interprétation et de simulations numériques, une discussion est entreprise sur les systèmes susceptibles de manifester une organisation anisotrope auxquels cette méthode pourrait s'appliquer de façon pertinente : fluides à seuil, polymères, polysaccharides...

Frédéric Blanc a reçu pour l'instant une seule inscription pour les JJR à Peyresq. Une relance sera effectuée au début de ce mois.

Au sujet du GFR 56 à Rennes, Arnaud Saint-Jalmes fait état

d'un bilan financier qui permet le versement de 5000 € au GFR.

Une réponse positive est donnée à la demande de soutien au GdR DuMBio formulée par Guylaine Ducouret, à titre exceptionnel et sous réserve que la contribution du GFR soit bien mise en valeur (logo, site, session) et qu'un compte-rendu soit transmis pour publication dans notre revue.

Il est rappelé que les demandes de financement de « workshops » font l'objet d'un examen au cas par cas. Elles n'ont rien de systématique, d'autant moins que les associations telles que le GFR n'ont pas vocation de se substituer aux instances dont c'est le rôle de financer ces manifestations. Le règlement intérieur du GFR pourra être amendé en ce sens.

Le colloque Euromech « Suspensions » organisé par Elisabeth Lemaire est également soutenu.

Deux demandes de bourses de congrès pour l'ICR ont été soumises à Julien Ville et sont accordées, suivant les modalités stipulées sur notre site, qui seront, pour cette occasion, rappelées aux adhérents du GFR.

Pour le numéro de décembre de la revue *Rhéologie*, outre les résumés du Prix de thèse, un article de Maude Dufour (doctorante INRAE-BIA) devrait être proposé. La publication de brèves – projets importants ou publications saillantes – est également (ré-) encouragée.

René Fulchiron mentionne l'organisation à Nantes le 5 Juin d'un symposium « Fluides et écoulements complexes, des solutions pour l'avenir », qui peut déboucher sur l'organisation d'un GdR. L'annonce sera diffusée aux adhérents.

Nouveaux membres du GFR**Personnes physiques**

Daniel Dudzinski

IR CNRS,
Lab. Léon Brillouin (Saclay)

Virgile Thiévenaz

Post-doc,
Univ. of California, Santa Barbara

Julien Bauland

Post-doc, ENS Lyon

Marie-Line Pern,

AI, LGC, Toulouse

Léa Cailly-Brandstater

Doctorante
CEMEF, Sophia Antipolis

Enrique Manso Castillo

Doctorant, MSC, Paris

Mocellin Agathe,

doctorante, LMPS, Saclay

Sébastien Andrieux

Saint Gobain, Aubervilliers

Perrine Pipard

SIMM, ESPCI

Andrea Valentina Diaz Colina

Centre des Matériaux, MinesParis
PSL, Corbeil Essonnes

Alba Marcellan

SIMM, ESPCI

Personne morale

ARIANE Group

(Catherine Bonnac)

57ème Colloque du GFR**Paris, 24-26 octobre 2023**

Le colloque annuel du Groupe Français de Rhéologie est ouvert à ses membres et à toutes les

personnes extérieures intéressées par la rhéologie. Il se tiendra pendant trois jours dans les locaux de l'université Paris Cité, campus Grands Moulins, bâtiment Buffon. Il sera précédé le 23 octobre de «short courses». Ce congrès permet à des doctorants, post-doctorants et chercheurs confirmés de présenter les résultats de leurs travaux dans tous les domaines de la rhéologie. Quatre conférenciers, dont le récipiendaire du prix Maurice Couette, sont invités à donner une conférence plénière. Ce congrès s'organisera autour de six sessions thématiques, d'une session posters et de l'exposition d'instruments scientifiques. Au cours du banquet seront remis le prix Maurice Couette, le prix de thèse ainsi que le prix de la meilleure affiche.



Les « short courses » du 23 octobre auront pour thème « rhéophysique des matériaux composites ou stimulables » et auront lieu dans l'amphithéâtre Pierre-Gilles De Gennes du bâtiment Condorcet sur le campus des Grands Moulins de l'université Paris Cité.



Conférenciers invités :

Modesto T. López López, professeur associé au département de physique appliquée de l'université de Grenade : *Rheology of magneto-polymer composite hy-*

drogels.

Laurent Lassus, Ingénieur Total-Energies exploration-production : *Fluides de forage à faible empreinte carbone, de quoi parle-t-on ?*

Kevin Roger, Chargé de recherche CNRS, Laboratoire de génie chimique, INP et université de Toulouse : *Les dessous de la métastabilité d'une émulsion : interface ou interphase ?*

Les communications orales sont d'une durée de 20 minutes (15 minutes + 5 minutes de discussion).

Inscriptions sur :

<https://2023.legfr.fr>

Fermeture des inscriptions 30 septembre 2023. L'inscription inclut l'accès aux sessions, les pauses-café, les déjeuners, la visite et le banquet.

Jusqu'au 15 juillet 2023 :

Étudiant ou post-doc, membre du GFR	220 €
Sénior, membre du GFR	340 €
Non membre du GFR	440 €

Après le 15 juillet 2023 :

Étudiant ou post-doc, membre du GFR	250 €
Sénior, membre du GFR	370 €
Non membre du GFR	470 €
Exposant	1000 €

Short courses :

Académiques	90 €
Industriels	180 €

Comité d'organisation :

Imane Boucenna, Sandra Lerouge, Enrique Manso, Alice Pelosse, Alain Ponton, Véronique Thévenet (MSC, Université Paris Cité), Isabelle Hénaut, Eric Lécolier (IFPEN), Romain Castellani (Mines Paris - PSL), Alberto Varela (INRAE, AgroParisTech, Université Paris Saclay).

Brèves de rhéo

La revue *Rhéologie* vous propose depuis peu une nouvelle rubrique, destinée à diffuser les actualités des laboratoires au sein la communauté des rhéologues en France.

Vous venez de décrocher le financement d'un nouveau projet ? Votre laboratoire a obtenu un résultat important, déposé un brevet ? Un de ses membres a obtenu une distinction ?

Informez-en les membres du GFR par une brève dans la revue *Rhéologie* !

Pour cela, envoyez un texte (longueur de texte souhaitée : entre 5000 et 8000 caractères) aux éditrices de la revue : francoise.berzin@univ-reims.fr, sylvie.dagreou@univ-pau.fr

Il sera publié dans le prochain numéro de la revue.

Projet ANR (PRC) RAMSAI (2023-2027)

Robotized Additive Manufacturing for Silicone assisted by an Artificial Intelligence

R. Fulchiron (IMP, Lyon)

Le projet RAMSAI vise à développer des méthodes et technologies pour permettre la fabrication additive (FA) de silicones. Les silicones sont des matériaux de choix pour un nombre très large d'applications. Leurs performances mécaniques, leur stabilité thermique, leur résistance à l'oxydation, leur biocompatibilité les rendent en effet d'intérêt pour des secteurs industriels très variés tels que l'automobile, l'aéronautique ou bien encore la santé ou l'électronique. L'objectif du projet est de pouvoir bénéficier en environnement industriel de ces caractéristiques, tout en ayant la flexibilité, la réactivité de la FA dans un contexte d'usine 4.0. Il a été démontré qu'une production par FA de pièces silicones peut être plus rapide qu'avec des procédés conventionnels. Elle peut être aussi moins coûteuse pour des petites séries nécessitant des caractéristiques particulières. On pourra citer l'exemple de la production de modèles anatomiques pour l'entraînement et la planification préopératoire de gestes chirurgicaux complexes, où le réalisme et la qualité de production sont cruciaux.

Cependant, les techniques de FA posent aujourd'hui des problèmes d'usage car elles ne sont accessibles qu'en utilisant des matériaux développés spécifiquement, ou bien en recourant à des matériaux supports spécifiques. Les géométries de pièces restent par ailleurs limitées, sans la liberté de forme ou la possibilité de produire en série des pièces customisées, propres à la FA.

Le projet RAMSAI vise à comprendre et à contrôler in-situ le comportement rhéologique du silicone au cours de l'extrusion du filament afin d'assurer sa

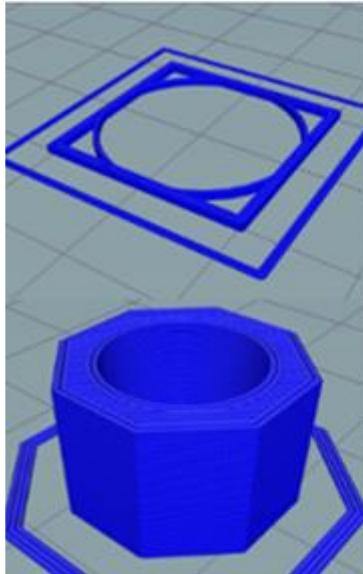
qualité de dépose. Il s'agit d'une approche globale de la supervision de la qualité en impression 3D silicone, associant science des matériaux, robotique, mécatronique et IA, pour parvenir à maîtriser un matériau au comportement rhéologique complexe, pour lequel une dépose passive, basée sur des modèles de connaissance, trouve ses limites.

Tout d'abord, un travail associant science des matériaux et IA va être conduit pour comprendre et modéliser le comportement du silicone lors de sa dépose durant l'impression. La prédiction des modèles de comportement va être améliorée par l'exploitation de techniques d'apprentissage du comportement matériau basées sur la physique. Par ailleurs, un travail associant mécatronique, IA, science des matériaux et commande va être mis en place pour proposer une buse de dépose active, dont la commande en ligne permettra l'ajustement du comportement rhéologique du matériau durant la production. Enfin, un travail va lier robotique, mécatronique, IA et science des matériaux pour maîtriser le procédé de FA, qui permettra d'associer l'impression 3D silicone à l'aide d'un bras robotique à 6 degrés de libertés et l'utilisation d'une buse à géométrie variable, ce qui améliorera significativement la qualité d'impression.

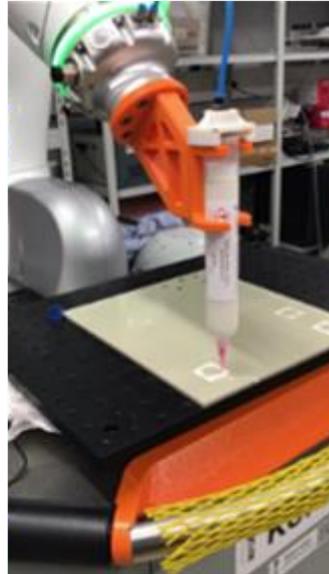
Le consortium regroupe quatre partenaires ayant des activités de recherche complémentaires en robotique, mécatronique (ICube, Strasbourg, Laurent Barbé), science des matériaux (IMP, Lyon, René Fulchiron), fabrication additive (ICBMS-3d.FAB, Lyon, Edwin-Joffrey Courtial) et Intelligence Artificielle (PIMM, ENSAM Paris, Francisco Chinesta). Le projet conduira à des développements scientifiques dans ces domaines, ainsi que la démonstration de l'intérêt technologique d'une FA robotisée s'appuyant sur l'IA à travers la production de preuves de concept ne

pouvant être maîtrisée par d'autres approches. Le champ applicatif retenu pour réaliser la preuve de concept est la production de modèles anatomiques pour la chirurgie cardiaque, avec notamment la réalisation de valve aortique, ou valve mitrale. Les

partenaires possèdent par ailleurs à la fois l'expérience de la recherche collaborative et du transfert pour assurer un fort impact scientifique et socio-économique au projet.



Dessins CAO de 2 pièces.



Bras robotique et cartouche de silicone extrudé.

Editorial

Le numéro 43 de *Rhéologie* démontre, s'il en était encore besoin, la vitalité de la recherche en rhéologie des suspensions concentrées et des boues.

L'article de Virgile Thiévenaz et Alban Sauret propose une interprétation hydrodynamique de la fraction volumique critique des suspensions non-browniennes. Cette interprétation permet de proposer une loi de viscosité pour les suspensions bidisperses, extension de l'équation de Mills.

Le récipiendaire du prix Maurice Couette 2022, Sébastien Manneville, s'est quant à lui associé à ses co-auteurs Sébatien Castel et Arnaud Poulesquen, pour nous proposer un aperçu de travaux sur l'imagerie ultrasonore de l'écoulement de boues modèles. Les résultats confirment la puissance des techniques couplées, qui permettent de décrire des dynamiques oscillantes au voisinage de la contrainte seuil. Ces travaux ouvrent de riches perspectives pour approfondir l'origine de ces phénomènes et leurs conséquences sur l'écoulement des boues, notamment dans le traitement de déchets radioactifs.

Sans doute avez-vous noté l'existence d'une nouvelle rubrique dans notre revue, les « Brèves de rhéo ». Ces brèves sont destinées à faire connaître l'activité de nos laboratoires à l'ensemble de la communauté des rhéologues : nouveaux projets, résultat important, brevet, distinction... N'hésitez pas à nous le faire savoir, cette rubrique est la vôtre !

En attendant de vous retrouver pour le congrès annuel à Paris, passez un bel été !

Françoise Berzin
Sylvie Dagréou
Editrices

Compte rendu du colloque « Yield stress and fluidization in brittle and ductile amorphous systems »

Leiden (Hollande) 9-13 janvier 2023

Du 9 au 13 janvier dernier s'est déroulé au Lorentz Center (Leiden, Pays-Bas) un colloque intitulé « Yield stress and fluidization in brittle and ductile amorphous systems », avec le soutien financier du Groupe Français de Rhéologie. Ce workshop, organisé Catherine Barentin (Université de Lyon), Thibaut Divoux, Sébastien Manneville (ENS de Lyon), Federico Toschi (Université d'Eindhoven), Roberto Benzi et Mauro Sbragaglia (Université Tor Vergata, Rome), a permis d'aborder deux thématiques ayant trait à la rhéologie des fluides à seuil. La première thématique concerne l'émergence de la rigidité dans ces systèmes amorphes, que ce soit lors d'une transition sol-gel au repos, ou bien lors de la reformation d'un gel ou d'un verre colloïdal suite à l'arrêt d'un écoulement. Cette thématique a donné lieu à des échanges passionnants sur l'origine des contraintes internes dans les matériaux vitreux et sur les effets mémoires induits par le cisaillement dans les gels. La seconde thématique concerne la mise en écoulement induite par cisaillement. Au programme figuraient diverses méthodes expérimentales permettant la détection de précurseurs à la rupture dans les milieux désordonnés, la confrontation de plusieurs approches théoriques permettant de reproduire la transition ductile-fragile dans les verres mous, ainsi que les ingrédients conduisant à l'émergence de régimes transitoires de longue durée, associés à la présence de bandes de cisaillement.

De plus, le format original proposé par les organisateurs a connu un franc succès. Les interventions, groupées par paires, ont été réalisées sur des thématiques imposées aux participants qui se sont toutes et tous prêtés au jeu de présenter des résultats sans toujours être spécialistes du domaine, ce qui a donné lieu à des exposés rafraîchissants et à des discussions animées ! Cet événement a également reçu le soutien du Centre Enrico Fermi, de l'Université Lyon 1, du CNRS, de l'ENS de Lyon, de l'Université d'Eindhoven et de Saint-Gobain.



Sébastien Manneville

Prix Maurice Couette 2022



Discours de remise du prix Maurice Couette

Cher Sébastien,

C'est un plaisir et un honneur de vous remettre ce prix qui récompense un parcours riche, brillant et utile. Je vous vouvoie pour donner à ce moment la solennité qui convient, mais aussi parce qu'à partir du moment où Thibaud t'dit vous, moi aussi.

Vous avez effectué vos études à l'ENS de Paris en physique non linéaire, mathématiques appliquées, statistiques et physique, et vous êtes entré dans ce millénaire en soutenant votre thèse à Paris VII, au laboratoire Ondes et Acoustique, sur le thème « Son – vorticité et retournement temporel » pour la caractérisation d'écoulements tourbillonnaires.

Après un séjour à l'université de Boston, au département de génie mécanique et aérospatial (bourse Lavoisier), vous entrez au CNRS (CRPP, Bordeaux) et soutenez votre HDR en 2004 sur « Etude locale des fluides complexes hors équilibre ». Là, on sent venir la rhéologie. En effet, en 2006, vous entrez comme professeur à l'ENS Lyon, au laboratoire de Physique, où vous développez des travaux de recherche sur la déformation et l'écoulement de la matière molle, les bandes de cisaillement et les instabilités élastiques, le seuil d'écoulement et les matériaux vitreux mous, la vélocimétrie et l'imagerie ultrasonores...votre marque de fabrique.

Au passage, vous récoltez quelques menues récompenses, telles que médaille de bronze du CNRS, membre junior en 2010, puis senior en 2022, de l'Institut Universitaire de France et, parmi vos nombreux projets, vous avez obtenus un ERC Consolidator Grant – une marque d'excellence, si besoin était - en 2010, « U-Soft », sur l'application des techniques ultrasonores aux matériaux mous. Vous avez bien sûr publié tous ces travaux au point d'atteindre un indice h supérieur à 40 (Web of Science), comme moi. Ça nous fait un point commun, en plus d'avoir trois enfants, mais comme j'ai passé mon bac 15 ans avant vous, comme disait le regretté Bourvil, «évidemment, ça marche beaucoup moins bien ».

Au-delà des indicateurs quantitatifs, les témoignages concordent pour montrer que vous savez allier curiosité, technicité et savoir théorique, pour découvrir de nouveaux phénomènes physiques d'écoulement complexe sur des systèmes modèles de la matière molle, ou présentant un intérêt applicatif, par des mesures et des analyses menées avec finesse et méticulosité, et une approche théorique parfaitement maîtrisée. Bien sûr, tout cela est remarquable, mais ce serait oublier que vous êtes peut-être à l'origine du Brexit. En effet, invité pour donner une conférence à la British Society of Rheology, vous vous êtes arrangé pour vous y rendre avec une carte d'identité périmée (là-aussi « ça marche beaucoup moins bien ») et vous fûtes ainsi inexorablement refoulé à la frontière, laissant les organisateurs de la conférence légèrement frustrés. De là à penser que BoJo, Liz Truss, le décès de la reine...tout ça serait un peu de votre faute ?

Nonobstant cet errement géopolitique, une autre qualité qui vous est reconnue, c'est la générosité. Vous ne comptez pas votre temps passé pour transmettre. Par exemple, vous venez juste de prendre la direction du département de physique avec les problèmes afférents, alors que vous venez juste d'être nommé à l'IUF senior et que vous auriez pu vous consacrer à vos recherches. Vous savez promouvoir l'esprit de groupe qui favorise l'intégration des étudiants et votre bureau reste toujours ouvert aux étudiants en quête de futur, qui vous reconnaissent une capacité à rendre simple tout ce que vous expliquez. Enfin, au-delà de vos qualités de chercheur et de professeur, vous possédez l'humilité d'avancer pour ce qui vous passionne et pour donner autour de vous, *a fortiori* sans rechercher la reconnaissance. Mais j'espère que vous allez quand même accepter de recevoir le prix Maurice Couette !

Guy Della Valle
Président du GFR

Imagerie ultrasonore de l'écoulement d'une boue modèle au voisinage de la contrainte seuil

Sébastien Castel¹, Arnaud Poulesquen¹ et Sébastien Manneville²

¹ CEA, DES, ISEC, DPME, Univ Montpellier, 30207 Bagnols-sur-Cèze

² ENSL, CNRS, Laboratoire de Physique, 69342 Lyon, & Institut Universitaire de France

Résumé : L'écoulement d'une suspension modélisant une boue issue du traitement de déchets nucléaires est étudiée en combinant rhéométrie de cisaillement et imagerie ultrasonore. Nous montrons que ce fluide à seuil présente un fort glissement aux parois et que son écoulement transite vers un écoulement « bouchon » au voisinage de la contrainte seuil. Cette transition implique des dynamiques associées à des écoulements oscillants dont la nature exacte diffère selon que l'on impose le taux de cisaillement ou la contrainte.

Mots-clé : Boue modèle, Seuil d'écoulement, Imagerie ultrasonore, Instabilité

[Abridged English version on last page]

1. Introduction

L'industrie nucléaire génère des déchets radioactifs de nature très diverse [1]. Un des enjeux de la filière est de conditionner ces déchets, avec ou sans traitement préalable, dans le but d'obtenir des colis de déchets ultimes dont les performances sont compatibles avec les spécifications des exutoires de stockage. Parmi les différents types de déchets produits, on retrouve des boues contaminées en radioéléments, qui nécessitent d'être récupérées, convoyées ou encore mélangées en continu à l'aide de divers outils technologiques comme des pompes industrielles ou des malaxeurs de forte capacité, en amont des étapes de traitement et conditionnement. Ces boues peuvent être décrites succinctement comme des suspensions de particules solides inorganiques dans un fluide généralement aqueux [2]. Ces fluides complexes sont produits soit par l'accumulation et la concentration par évaporation d'effluents liquides, soit par les processus de traitement des effluents radioactifs. La compréhension des propriétés rhéologiques de ces boues, au repos comme sous écoulement, revêt une importance capitale pour la gestion de ces déchets. En particulier, leur composition physico-chimique, associée à la grande polydispersité de leurs composants solides, dont les tailles vont de l'échelle colloïdale à l'échelle granulaire, est à l'origine de propriétés d'écoulement complexes, incluant l'existence d'une contrainte seuil, des comportements thixotropes et du glissement aux parois [3-7]. Pour appréhender les comportements des boues réelles, il est nécessaire d'effectuer au préalable une caractérisation approfondie des écoulements de boues simulées simplifiées, considérées ici comme des

boues modèles et dont la microstructure est connue, voire totalement contrôlée.

Dans cet article, nous étudions l'écoulement d'une boue de substitution non radioactive. Nous décrivons d'abord la composition physico-chimique de cette dispersion modèle. Nous présentons également quelques caractérisations standards de la courbe d'écoulement de ce système. Ces mesures rhéologiques sont complétées par une analyse du champ de vitesse local sous cisaillement, grâce à une technique d'imagerie ultrasonore couplée à la rhéométrie. De manière surprenante, nos observations révèlent qu'à proximité du seuil d'écoulement, l'écoulement de cette suspension complexe présente des dynamiques oscillantes, et ce à la fois à taux de cisaillement imposé et à contrainte de cisaillement imposée. Déjà observées dans des systèmes beaucoup plus concentrés [8-11], de telles oscillations sont rapportées ici pour la première fois dans une boue relativement diluée, de fraction volumique en solide de l'ordre de 10 %. L'imagerie ultrasonore nous permet d'attribuer les oscillations de la rhéologie macroscopique à une instabilité où une partie du matériau se bloque au moins partiellement. Nos résultats suggèrent d'étudier plus en détails les mécanismes microscopiques en jeu dans la dynamique d'écoulement des boues nucléaires.

2. Matériels et méthodes

2.1 Composition de la boue modèle

La boue modèle utilisée ici est une suspension aqueuse de densité $1,24 \text{ g.cm}^{-3}$ obtenue par coprécipitation d'un effluent liquide [12]. Le fluide suspendant présente une valeur de pH comprise entre

6,5 et 7,0 et une force ionique de $1,5 \text{ mol.L}^{-1}$. Une analyse par chromatographie ionique montre une prédominance des ions sodium Na^+ , nitrate NO_3^- et sulfate SO_4^{2-} . La partie insoluble est essentiellement constituée de particules solides polydisperses de sulfate de baryum BaSO_4 et de perlite, un aluminosilicate utilisé comme support poreux fil-trant dans le processus industriel [5]. La distribution volumique de tailles, estimée par granulométrie laser, présente un premier pic centré autour d'un diamètre apparent de $3 \mu\text{m}$ et un second pic autour de $30 \mu\text{m}$ (Fig. 1a).

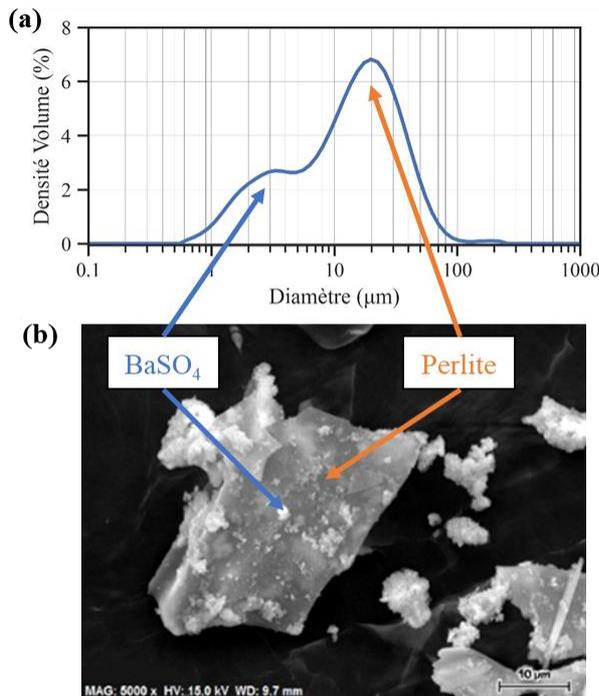


Figure 1. (a) Granulométrie de la boue modèle. (b) Image MEB au grossissement $\times 5000$ de la boue après lavage et séchage. La barre d'échelle correspond à $10 \mu\text{m}$.

L'imagerie par microscopie électronique à balayage de la boue lavée et séchée montre que les particules ont des formes très irrégulières (Fig. 1b). Une analyse ciblée par sonde élémentaire EDX non présentée ici permet d'associer les plus petites particules à du sulfate de baryum en raison de leur haute concentration en baryum, alors que les plus grosses particules correspondent à de la perlite en raison de leur haute concentration en silicium [14, 15]. La densité moyenne des particules solides est de $2,88 \text{ g.cm}^{-3}$. Après deux lavages à l'eau distillée, filtration sur Büchner et séchage à l'étuve à 70°C , la fraction massique insoluble est estimée à 22 %, ce qui correspond à une fraction volumique en particules de 9,5 %.

2.2 Caractérisation rhéologique

La boue modèle se présente sous la forme d'un gel de couleur marron, ne présentant pas de ségrégation ni de tassement sur la durée de l'étude et facilement fluidifié par un cisaillement. Ce caractère de solide mou possédant une contrainte seuil provient très probablement d'interactions attractives entre particules solides, qui résultent de l'écrantage des répulsions électrostatiques grâce à la force ionique importante du fluide suspensif. Avant toute manipulation, la boue est agitée fortement pour remettre complètement en suspension les particules solides et homogénéiser le matériau. Un échantillon est alors introduit dans la géométrie de cisaillement d'un rhéomètre à contrainte imposée Anton Paar MCR 302 équipé d'un module Peltier dont la température est maintenue à 25°C .

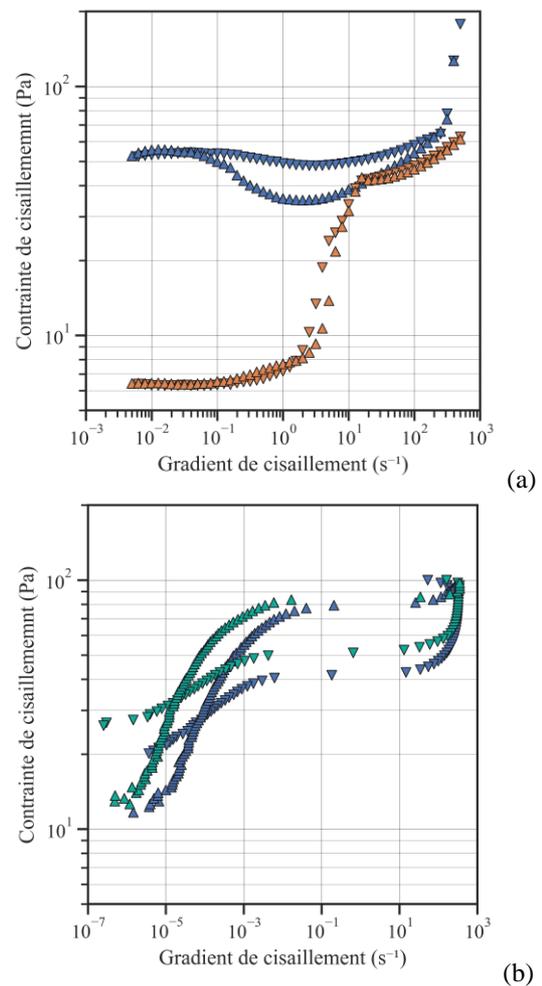


Figure 2. Courbes d'écoulement mesurées (a) à taux de cisaillement imposé en géométrie de Taylor-Couette (orange) et à 6 pales (bleu) avec 10 points par décade et un temps d'attente de 3 s par point et (b) à contrainte imposée avec 10 points par décade et un temps d'attente de 3 s par point (bleu) et de 10 s par point (vert). Les symboles ∇ et \triangle correspondent respectivement à un paramètre de contrôle décroissant, puis croissant.

La Figure 2a compare les courbes d'écoulement mesurées à taux de cisaillement imposé en géométrie à cylindres concentriques lisses (Taylor-Couette, en orange) et en géométrie cylindrique à six pales (« vane », en bleu). Après un précisaillement à 500 s^{-1} pendant 1 min, le gradient de cisaillement est diminué de 500 à $0,005 \text{ s}^{-1}$ en 153 s (51 points à 3 s/pt). Après cette première rampe descendante, le même protocole est appliqué en augmentant le taux de cisaillement. Le niveau de contrainte plus faible observé en géométrie de Taylor-Couette peut s'interpréter par la présence d'un glissement partiel aux parois de la géométrie lisse, alors que le net décrochement pour les taux de cisaillement inférieurs à 10 s^{-1} témoigne vraisemblablement d'une transition vers un écoulement de type « bouchon », *i.e.*, vers un glissement total aux parois [3, 4, 6]. De plus, le fait que les courbes d'écoulement mesurées en géométrie à six pales ne coïncident pas lorsque le taux de cisaillement est décroissant puis croissant suggère un comportement thixotrope, éventuellement accompagné d'instabilités d'écoulement dans les parties où la contrainte décroît avec le taux de cisaillement [7, 16].

Les courbes d'écoulement mesurées à contrainte imposée et présentées sur la Figure 2b ont été obtenues en appliquant le même protocole de précisaillement à 500 s^{-1} pendant 1 min, puis en appliquant une contrainte décroissante de 100 à 10 Pa sur 90 points de mesure, suivie d'une contrainte croissante en sens inverse. Le temps d'acquisition a été fixé à 3 ou 10 s par point. Les résultats montrent également une forte hystérésis selon que la contrainte est balayée vers les faibles valeurs (∇) ou vers les fortes valeurs (Δ), ce qui est caractéristique d'une thixotropie du matériau. Cette dépendance en temps est confirmée en augmentant le temps d'attente par point de mesure de 3 s à 10 s : la boue a alors plus de temps pour se restructurer, ce qui conduit à des niveaux de contraintes supérieurs, toutes choses égales par ailleurs. En examinant les plateaux de contrainte atteints pour des taux de cisaillement compris entre $0,01 \text{ s}^{-1}$ et 1 s^{-1} , respectivement par contrainte décroissante et par contrainte croissante, les mesures les plus lentes permettent d'estimer des contraintes seuil dynamique et statique respectives d'environ 50 Pa et 80 Pa [7].

2.3 Imagerie ultrasonore sous cisaillement

La rapide caractérisation des courbes d'écoulement présentée ci-dessus suggère que la boue modèle possède un comportement rhéologique complexe, impliquant une forte dépendance en temps et des écoulements potentiellement hétérogènes. Pour com-

pléter les mesures rhéologiques globales, nous utilisons une technique d'imagerie ultrasonore couplée à la rhéométrie développée au Laboratoire de Physique de l'ENS de Lyon il y a une dizaine d'années [17]. Cette technique permet d'accéder aux champs de déformation et de vitesse locaux au sein de matériaux optiquement opaques soumis à un cisaillement en géométrie de Taylor-Couette. Plus précisément, elle est fondée sur l'analyse de la diffusion d'impulsions ultrasonores planes se propageant à travers le matériau étudié. Des images ultrasonores du milieu sont reconstruites par un algorithme standard en échographie. En répétant l'acquisition de ces images au cours du temps, on accède à la projection du vecteur vitesse le long de l'axe de propagation des ultrasons par corrélation des images successives. L'algorithme de suivi de « speckle ultrasonore » ainsi que la procédure de calibration permettant de remonter à la composante tangentielle $v(r, z, t)$ du champ de vitesse en coordonnées cylindriques et en fonction du temps t sont détaillés dans les références [17, 18]. La Figure 3 présente un schéma et une photographie du dispositif expérimental couplant imagerie ultrasonore et rhéométrie.

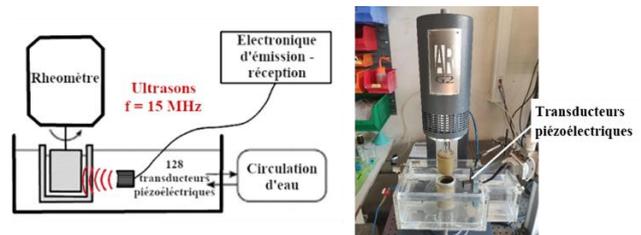


Figure 3. Schéma et photographie du dispositif expérimental couplant imagerie ultrasonore et rhéométrie.

En pratique, la sonde d'imagerie est constituée de 128 transducteurs piézoélectriques disposés selon la direction verticale z avec un pas inter-élément – et donc une résolution verticale – de $250 \mu\text{m}$, permettant ainsi de visualiser une hauteur de 32 mm . Ces transducteurs fonctionnent à une fréquence centrale de 15 MHz qui correspond à une longueur d'onde de $100 \mu\text{m}$, donnant la résolution spatiale des mesures de vitesse selon la direction radiale r . La forme cylindrique des transducteurs permet de focaliser les ultrasons dans l'entrefer avec une distance focale de 28 mm . La cellule de Taylor-Couette, de hauteur 60 mm , est constituée d'un rotor en PMMA de diamètre 46 mm et d'un stator en PMMA de rayon intérieur 50 mm , soit un entrefer de 2 mm . Les parois des deux cylindres sont sablées de sorte que leur rugosité est de l'ordre de quelques micromètres. La cellule est immergée dans une cuve d'eau thermostatée permettant d'assurer à la fois le contrôle en température de l'échantillon et la transmission des

ondes ultrasonores depuis les transducteurs jusqu'à l'échantillon. Enfin, le rotor est connecté à un rhéomètre à contrainte imposée TA Instruments AR G2.

3. Résultats

3.1 Écoulement à cisaillement imposé

Dans un premier temps, nous examinons le champ de vitesse de la boue modèle à taux de cisaillement imposé. Pour cela, un échantillon frais est pré-cisaillé à 200 s^{-1} pendant 30 min. Le taux de cisaillement est ensuite diminué par paliers depuis 10 s^{-1} jusqu'à $0,5 \text{ s}^{-1}$. La durée de chaque palier est de 5 min. La Figure 4 montre la contrainte correspondante en fonction du taux de cisaillement. Dans cette géométrie, la courbe d'écoulement suggère une contrainte seuil dynamique de l'ordre de 20 Pa et montre un décrochement caractéristique d'une transition vers un écoulement bouchon autour de 2 s^{-1} .

Le profil de vitesse, mesuré à l'état stationnaire, moyenné sur la dernière minute du palier à 10 s^{-1} et sur toute la hauteur de la sonde ultrasonore, montre que l'écoulement moyen est homogène au sein du volume de l'échantillon mais qu'il présente un fort glissement, principalement au rotor (situé en $r = 0$), de l'ordre de 50 % de la vitesse imposée à la paroi mobile (Fig. 4, insert droit). Un faible glissement est également détectable à la paroi fixe (située en $r = 2 \text{ mm}$) malgré la rugosité des parois. De plus, le profil de vitesse mesuré au plus faible taux de cisaillement imposé ($0,5 \text{ s}^{-1}$) indique clairement un glissement total à la paroi mobile, *i.e.* le cisaillement en volume est nul (écoulement « bouchon ») et l'échantillon se comporte comme un solide (Fig. 4, insert gauche).

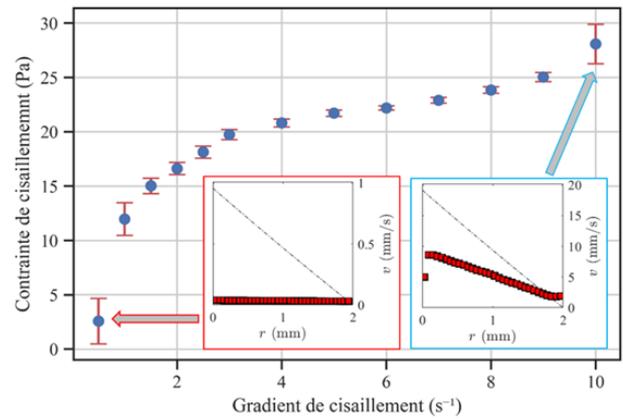


Figure 4. Courbe d'écoulement construite à partir de paliers à taux de cisaillement imposé : contrainte moyenne mesurée sur les paliers (symboles pleins) et écart type des mesures (barres d'erreur) en fonction du taux de cisaillement. Les inserts montrent les profils de vitesse tangentielle $v(r) = \langle v(r, z, t) \rangle_{z,t}$ moyennés selon la direction verticale z et sur la dernière minute des paliers à 10 s^{-1} (droite) et à $0,5 \text{ s}^{-1}$ (gauche) en fonction de la distance radiale r au rotor. La ligne pointillée correspond au profil de vitesse attendu pour un fluide newtonien en l'absence de glissement aux parois.

Alors que les champs de vitesse aux plus faibles et aux plus forts taux de cisaillement explorés ici restent homogènes spatialement et indépendants du temps une fois l'état stationnaire atteint, le système présente des dynamiques remarquables pour un taux de cisaillement imposé entre $1,5 \text{ s}^{-1}$ et 6 s^{-1} . En particulier, dans cette gamme de cisaillement, l'écoulement est hétérogène et présente des oscillations spontanées. La Figure 5 montre une analyse du palier à 6 s^{-1} . On constate que la contrainte de cisaillement $\sigma(t)$ mesurée par le rhéomètre oscille avec une amplitude faible, de l'ordre de 1 % (0,2 Pa pour une moyenne de l'ordre de 22 Pa), mais clairement détectable sur le signal tracé en jaune sur la Figure 5a. La période de ces oscillations est

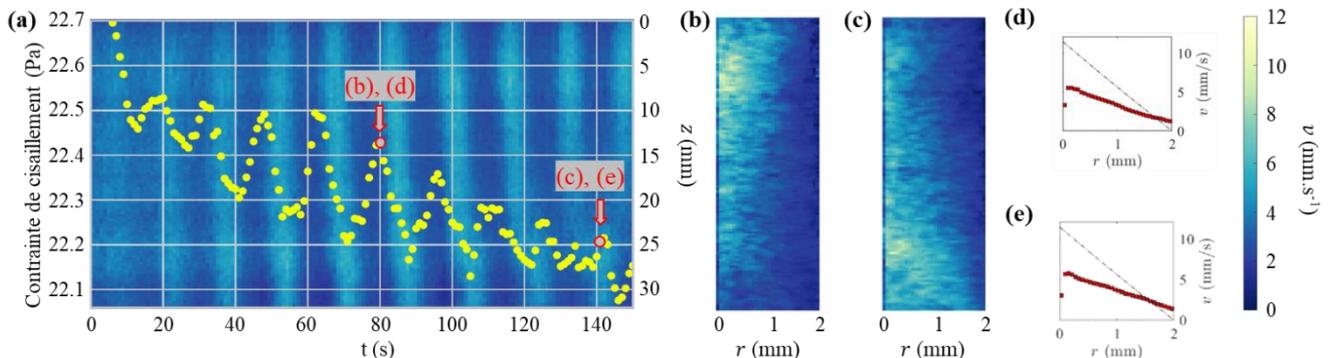


Figure 5. Champ de vitesse $v(r, z, t)$ 4 s après le début du palier à 6 s^{-1} . La vitesse est codée selon les niveaux de couleurs indiqués à droite de la figure. (a) Diagramme spatio-temporel de la moyenne $\langle v(r, z, t) \rangle_r$ selon la direction radiale r (sur l'ensemble de l'entrefer). L'axe des abscisses correspond au temps t et l'axe des ordonnées à la position verticale z . Les symboles jaunes correspondent au signal de contrainte $\sigma(t)$ mesuré par le rhéomètre simultanément à l'imagerie ultrasonore. (b)-(c) Cartes de vitesse instantanées $v(r, z, t)$ et (d)-(e) profils de vitesse $v(r, t) = \langle v(r, z, t) \rangle_z$ mesurés aux instants $t = 80 \text{ s}$ et 141 s indiqués par les flèches dans (a). Les lignes pointillées dans (d)-(e) indiquent le profil de vitesse attendu pour un fluide newtonien cisaillé à 6 s^{-1} en l'absence de glissement aux parois.

d'environ 15 s, ce qui est comparable à la période de rotation du cylindre intérieur de 12 s pour le taux de cisaillement étudié ici. L'examen du diagramme spatio-temporel de la Figure 5a montre clairement que ces oscillations correspondent à la propagation du haut vers le bas de la cellule de Taylor-Couette d'une région où la vitesse moyennée selon la direction radiale est plus importante.

Plus précisément, les cartes de vitesse « instantanées » des Figures 5b et 5c, qui correspondent à une moyenne des corrélations sur 50 images ultrasonores successives, soit ici une durée de 208 ms, indiquent qu'une zone plus fortement cisailée se propageant et s'étendant sur environ 1 cm de hauteur parcourt la cellule de haut en bas. Dans cette région de fort cisaillement, le glissement apparent au rotor est donc moins important que dans le reste de l'échantillon, voire quasi nul. Les profils de vitesse « instantanés » $v(r, t)$ moyennés selon toute la hauteur z des Figures 5d et e sont quant à eux similaires, puisque le « pulse » de fort cisaillement se retrouve moyenné. Ces résultats nous incitent à répéter nos expériences en contrôlant la contrainte plutôt que le taux de cisaillement.

3.2 Écoulement à contrainte imposée

Dans cette section, l'écoulement de la boue modèle est étudié par imagerie ultrasonore couplée à la rhéométrie en imposant des paliers de contrainte de cisaillement d'une durée d'au moins 5 min. Les paliers de contrainte sont imposés sur un échantillon

frais après le protocole suivant : (i) un pré-cisaillement à 20 s^{-1} pendant 3 min, (ii) une courbe d'écoulement à gradient de cisaillement imposé allant de 20 à $0,2 \text{ s}^{-1}$ sur 1 min, puis de $0,2 \text{ s}^{-1}$ à 20 s^{-1} sur 1 min, et (iii) une période de repos de 5 min. Ce protocole permet de garantir une bonne reproductibilité de mesures d'un chargement à l'autre, les courbes d'écoulement présentant une variabilité inférieure à 10%.

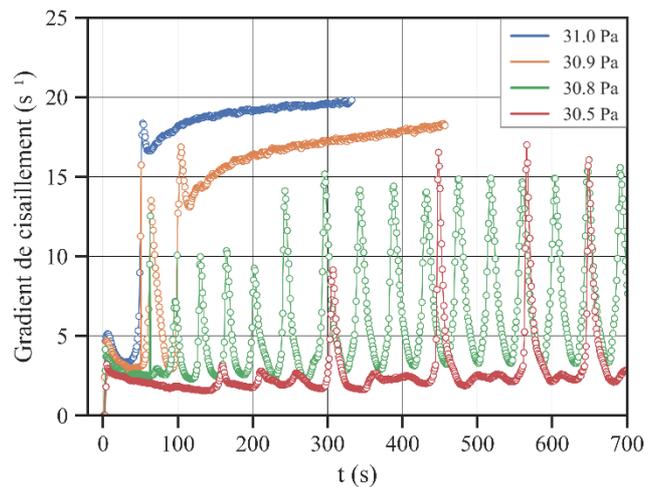


Figure 6. Taux de cisaillement mesuré par le rhéomètre en fonction du temps pour une contrainte appliquée de 30,5, 30,8, 30,9 et 31,0 Pa, de bas en haut.

La Figure 6 montre que, dans une petite plage de contraintes, entre 30 Pa et 31 Pa, le taux de cisaillement présente un régime d'oscillations fortement non-linéaires et de grande amplitude, typiquement

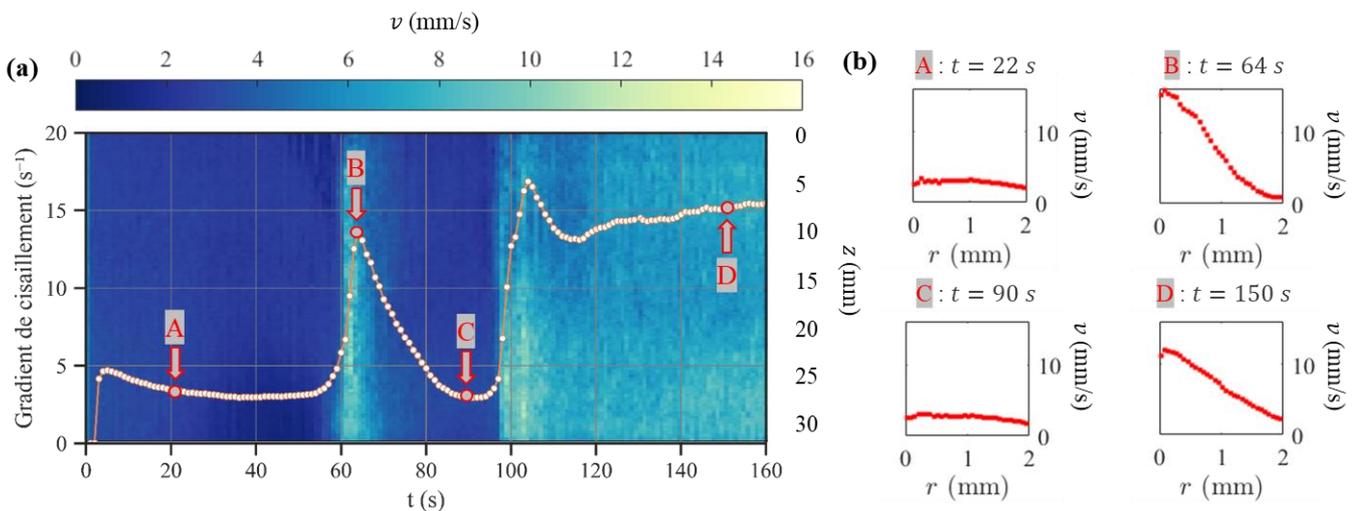


Figure 7. Champ de vitesse $v(r, z, t)$ au cours du palier à $\sigma = 30,9 \text{ Pa}$. (a) Diagramme spatio-temporel de la moyenne $\langle v(r, z, t) \rangle$ selon la direction radiale r (sur l'ensemble de l'entrefer) au début du palier. L'axe des abscisses correspond au temps t et l'axe des ordonnées à la position verticale z . Les symboles rouges montrent l'évolution du taux de cisaillement mesurée par le rhéomètre simultanément à l'imagerie ultrasonore. (b) Profils de vitesse $v(r, t) = \langle v(r, z, t) \rangle_z$ mesurés aux instants indiqués par les flèches dans (a).

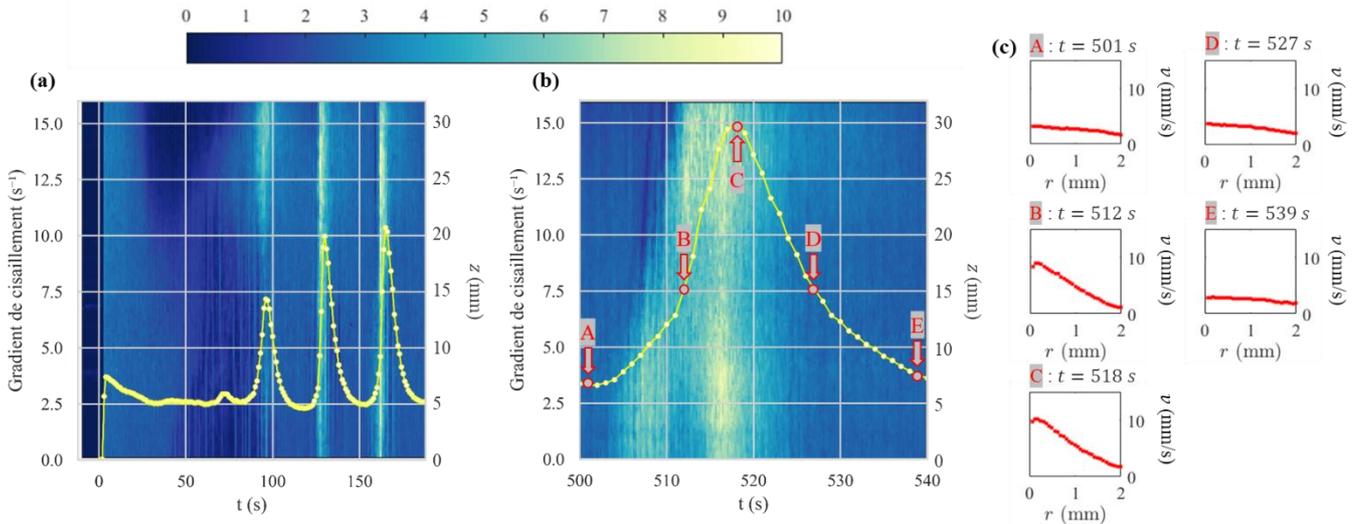


Figure 8. Champ de vitesse $v(r, z, t)$ au cours du palier à $\sigma = 30,8$ Pa. (a) Diagramme spatio-temporel de la moyenne $\langle v(r, z, t) \rangle_r$ selon la direction radiale r (sur l'ensemble de l'entrefer) au début du palier. L'axe des abscisses correspond au temps t et l'axe des ordonnées à la position verticale z . Les symboles jaunes montrent l'évolution du taux de cisaillement mesurée par le rhéomètre simultanément à l'imagerie ultrasonore. (b) Analyse à haute résolution temporelle d'une oscillation montrant $\langle v(r, z, t) \rangle_r$ et le taux de cisaillement mesuré simultanément sur une durée de 40 s. (c) Profils de vitesse $v(r, t) = \langle v(r, z, t) \rangle_z$ mesurés aux instants indiqués par les flèches dans (b).

entre $2,5 \text{ s}^{-1}$ et 15 s^{-1} . Pour $\sigma = 30,5$ Pa, seules trois de ces oscillations, espacées d'environ 120 s, émergent de fluctuations autour de $2,5 \text{ s}^{-1}$. Pour $\sigma = 30,8$ Pa, ces oscillations sont soutenues sur tout l'intervalle de mesure et présentent une période de l'ordre de 40 s. En revanche, lorsque la contrainte est imposée à 30,9 Pa, le taux de cisaillement passe par un régime transitoire constitué d'une seule oscillation avant d'atteindre un état stationnaire où le taux de cisaillement augmente lentement au cours du temps, de 13 s^{-1} à 18 s^{-1} . Enfin, pour $\sigma = 31$ Pa, le taux de cisaillement transite directement d'environ 3 s^{-1} à 17 s^{-1} sans osciller, puis augmente lentement jusqu'à environ 20 s^{-1} .

Pour $\sigma = 30,9$ Pa, la Figure 7 montre que l'écoulement passe d'un écoulement en glissement quasi-total au début du palier à un écoulement cisailé en volume via une oscillation où l'ensemble de l'entrefer est cisailé malgré un fort glissement au rotor. A l'état stationnaire, le glissement total est de l'ordre de 50 % de la vitesse mesurée au rotor. Pour une contrainte appliquée plus faible de seulement 0,1 Pa, l'écoulement évolue vers un régime stationnaire constitué d'oscillations périodiques analysé dans la Figure 8. Des acquisitions à haute résolution temporelle au cours d'une seule oscillation confirment que, lorsque le cisaillement est faible ($\approx 2,5 \text{ s}^{-1}$), l'échantillon est en rotation quasi-solide tandis qu'au sommet de l'oscillation du taux de cisaillement ($\approx 15 \text{ s}^{-1}$), l'échantillon est cisailé en

volume avec un taux de cisaillement local de l'ordre de 6 s^{-1} .

4. Discussion et conclusion

Nous avons montré qu'une suspension complexe représentative de certaines boues produites par l'industrie du nucléaire présente des dynamiques oscillantes au voisinage de la contrainte seuil, à la fois sous taux de cisaillement imposé et sous contrainte imposée. La phénoménologie mise en évidence grâce à l'imagerie ultrasonore couplée à la rhéométrie rappelle les instabilités de type « stick-slip » ou la bistabilité dans les systèmes dynamiques. Ici, lorsqu'une contrainte est imposée au système au voisinage de la transition solide-liquide (Figs. 7 et 8), l'écoulement oscille entre un écoulement de rotation solide et un écoulement cisailé en volume, donc entre un état solide et un état fluide. A taux de cisaillement imposé (Fig. 5), la phénoménologie semble plus complexe puisque l'écoulement oscillant implique la propagation de régions plus fluides (plus fortement cisillées) au sein de régions moins fluides, voire solides (peu ou pas cisillées). Notons qu'il n'est pas non plus évident que les écoulements hétérogènes décrits ici présentent une symétrie cylindrique puisque l'imagerie ultrasonore ne donne accès qu'à une tranche bidimensionnelle fixée au sein de la cellule de Taylor-Couette. On pourrait ainsi imaginer que les hétérogénéités soient localisées dans la direction azimutale et/ou se propagent autour de l'axe de rotation. Toutefois, le fait que des oscillations

soient nettement détectables sur les grandeurs rhéologiques globales suggère que c'est l'ensemble de l'écoulement qui oscille et que les hétérogénéités observées selon la direction verticale z sont présentes simultanément sur toute la circonférence de la géométrie. Enfin, il est clair qu'une analyse plus poussée de la dynamique du glissement, notamment à travers une corrélation entre les fluctuations des vitesses de glissement et celles des grandeurs rhéologiques, est nécessaire pour mieux comprendre ses liens avec la dynamique en volume.

Des phénomènes dynamiques similaires à ceux décrits ici ont déjà été rapportés à plusieurs reprises dans la littérature des fluides complexes [19-25]. En particulier, depuis les résultats pionniers de Lootens et al. [8], de nombreux travaux ont montré l'existence de fluctuations de forte amplitude, périodiques ou chaotiques, dans les suspensions concentrées de particules colloïdales ou granulaires au voisinage des seuils de rhéo-épaississement ou de jamming [9-11, 26-33]. Des « pulses » associés à des variations locales du glissement et se propageant selon la direction de la vorticité ont ainsi été observés dans une suspension dense de maizéna à contrainte imposée [30]. Ces dynamiques, très similaires à celles rapportées ici à taux de cisaillement imposé (Fig. 5), ont été interprétées comme la signature d'une instabilité associée à une courbe d'écoulement multivaluée [34]. Toutefois, à notre connaissance, de tels phénomènes dépendants du temps n'avaient pas été observés dans des suspensions à fraction volumique nettement plus modeste en particules (de l'ordre de 10 % contre 40 % à plus de 50 % dans les suspensions concentrées).

Dans la boue modèle étudiée dans ce travail, les interactions attractives et une microstructure de type « gel » sont à l'origine de la contrainte seuil et de la thixotropie de la boue. Bien que de fortes fluctuations de contrainte aient déjà été rapportées dans des gels colloïdaux au voisinage de la contrainte seuil ou au cours de la transition solide-liquide à cisaillement imposé [35, 36], celles-ci ont pu être associées à des écoulements en « bandes de cisaillement » où une fraction significative de l'entrefer est cisailée et coexiste avec une partie en rotation solide. Ici, les oscillations de la Figure 6, dont la forme rappelle celle des oscillations de relaxation d'oscillateurs non-linéaires comme déjà rapporté dans les phases de tensioactifs [37], sont associées à un passage d'un écoulement cisailé en volume à un écoulement de type « bouchon » dans l'ensemble de l'échantillon à contrainte imposée ou seulement localement à taux de cisaillement imposé. Une étude plus poussée des dynamiques de glissement aux parois, notamment à

contrainte imposée, apparaît nécessaire pour mieux cerner la physique mise en jeu dans ces oscillations et déterminer si leur origine réside dans une instabilité de type « stick-slip » en paroi ou plutôt dans une instabilité en volume. La possibilité que s'établissent des gradients locaux de concentration, voire des ondes de densité, comme récemment rapporté dans les suspensions denses rhéo-épaississantes [31], suggère également d'étudier la microstructure de cette boue modèle sous cisaillement.

Remerciements

Sébastien Manneville est très reconnaissant au Groupe Français de Rhéologie pour l'attribution du prix Maurice Couette 2022. Que soient ici remerciés tous les stagiaires, doctorants, post-doctorants et collègues permanents qui ont contribué aux travaux couplant rhéologie et imagerie ultrasonore ces dix dernières années au Laboratoire de Physique de l'ENS de Lyon, tout particulièrement, Catherine Barentin, Thibaut Divoux, Marc-Antoine Fardin, Thomas Gibaud, Mathieu Leocmach, Pierre Lidon, Sandra Lerouge et Brice Saint-Michel.

Références

- [1] Rapport ANDRA, National Inventory of Radioactive Materials and Waste 2012 - The Essentials, (2012).
- [2] Rapport IAEA-TECDOC-1518, Retrieval of fluidizable radioactive wastes from storage facilities (2006).
- [3] H. A. Barnes, A review of the slip (wall depletion) of polymer solutions, emulsions and particle suspensions in viscometers: its cause, character, and cure, *J. Non-Newt. Fluid Mech.*, 56, 221–251 (1995).
- [4] V. Bertola, F. Bertrand, H. Tabuteau, D. Bonn, P. Coussot, Wall slip and yielding in pasty materials, *J. Rheol.*, 47, 1211–1226 (2003).
- [5] N. J. Balmforth, I. A. Frigaard, G. Ovarlez, Yielding to stress: Recent developments in viscoplastic fluid mechanics, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 46, 121–146 (2014).
- [6] M. Cloitre, R. T. Bonnecaze, A review on wall slip in high solid dispersions, *Rheol. Acta*, 56, 283–305 (2017).
- [7] D. Bonn, M. M. Denn, L. Berthier, T. Divoux, S. Manneville, Yield stress materials in soft condensed matter, *Rev. Mod. Phys.*, 89, 1–44 (2017).
- [8] D. Lootens, H. Van Damme, P. Hébraud, Giant stress fluctuations at the jamming transition, *Phys. Rev. Lett.*, 90, 178301 (2003).
- [9] S. Nagahiro, H. Nakanishi, N. Mitarai, Experimental observation of shear thickening oscillation, *Europhys. Lett.*, 104, 28002 (2013).
- [10] R. J. Larsen, J.-W. Kim, C. F. Zukoski, D. A. Weitz, Fluctuations in flow produced by competition between

- apparent wall slip and dilatancy, *Rheol Acta*, 53, 333–347 (2014).
- [11] G. Bossis, P. Boustingorry, Y. Grasselli, A. Meunier, R. Morini, A. Zubarev, O. Volkova, Discontinuous shear thickening in the presence of polymers adsorbed on the surface of calcium carbonate particles, *Rheol Acta*, 56, 415–430 (2017).
- [12] J. Flouret, Étude et modélisation d'un réacteur de coprécipitation innovant pour le traitement d'effluents liquides radioactifs, HAL Id: tel-01750401, Thèse de doctorat, Université de Lorraine (2013).
- [13] S. Yang, L. Du, S. Li, W. Song, Performance of expanded perlite as granular bed filtration media: Effect on coal pyrolytic products, *J. Anal. Appl. Pyrol.*, 166, 105617 (2022).
- [14] D. Fiat, M. Lazar, V. Baciuc, G. Hubca, Aspects concerning the perlite recovery in addition with polymeric additives for construction materials, *Mater. Plast.*, 47, 64–68 (2010).
- [15] M. Samar, S. Saxena, Study of chemical and physical of perlite and its application in India, *Int. J. Sci. Manag.*, 5, 70–80 (2016).
- [16] T. Divoux, M.-A. Fardin, S. Manneville, S. Lerouge, Shear banding of complex fluids, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 48, 81–103 (2016).
- [17] T. Gallot, C. Perge, V. Grenard, M.-A. Fardin, N. Taberlet, S. Manneville, Ultrafast ultrasonic imaging coupled to rheometry: Principle and illustration, *Rev. Sci. Instrum.*, 84, 45107 (2013).
- [18] S. Manneville, L. Bécu, A. Colin, High-frequency ultrasonic speckle velocimetry in sheared complex fluid, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 28, 361–373 (2004).
- [19] A.-S. Wunenburger, A. Colin, J. Leng, A. Arnéodo, D. Roux, Oscillating viscosity in a lyotropic lamellar phase under shear flow, *Phys. Rev. Lett.*, 86, 1374–1377 (2001).
- [20] S. Manneville, J.-B. Salmon, A. Colin, A spatio-temporal study of rheo-oscillations in a sheared lamellar phase using ultrasound, *Eur. Phys. J. E*, 13, 197–212 (2004).
- [21] S. Manneville, J.-B. Salmon, A. Colin, Wall slip, shear banding, and instability in the flow of a triblock copolymer micellar solution, *Phys. Rev. E*, 75, 061502 (2007).
- [22] J. P. Decruppe, O. Greffier, S. Manneville, S. Lerouge, Local velocity measurements in heterogeneous and time-dependent flows of a micellar solution, *Phys. Rev. E*, 73, 061509 (2006).
- [23] R. Ganapathy, A. K. Sood, Intermittency route to rheochaos in wormlike micelles with flow-concentration coupling, *Phys. Rev. Lett.*, 96, 108301 (2006).
- [24] L. Gentile, B.F.B. Silva, S. Lages, K. Mortensen, J. Kohlbrecher, U. Olsson, Rheochaos and flow instability phenomena in a non ionic lamellar phase, *Soft Matter*, 9, 1133–1140 (2013).
- [25] I. Y. Skvortsov, A. Y. Malkin, V. G. Kulichikhin, Self-oscillations accompanying shear flow of colloidal and polymeric systems. Reality and instrumental effects, *Colloid J.*, 81, 176–186 (2019).
- [26] L. Isa, R. Besseling, A. N. Morozov, W. C. K. Poon, Velocity oscillations in microfluidic flows of concentrated colloidal suspensions, *Phys. Rev. Lett.*, 102, 058302 (2009).
- [27] A. Malkin, S. Ilyin, A. Semakov, V. Kulichikhin, Viscoplasticity and stratified flow of colloid suspensions, *Soft Matter*, 8, 2607 (2012).
- [28] M. Hermes, B.M. Guy, W.C.K. Poon, G. Poy, M.E. Cates, M. Wyart, Unsteady flow and particle migration in dense, non-Brownian suspensions, *J. Rheol.*, 60, 905–916 (2016).
- [29] V. Rathee, D.L. Blair, J.S. Urbach, Localized stress fluctuations drive shear thickening in dense suspensions, *PNAS*, 114, 8740–8745 (2017).
- [30] B. Saint-Michel, T. Gibaud, S. Manneville, Uncovering instabilities in the spatiotemporal dynamics of a shear-thickening cornstarch suspension, *Phys. Rev. X*, 8, 031006 (2018).
- [31] G. Ovarlez, A.V. Nguyen Le, W.J. Smit, A. Fall, R. Mari, G. Chatté, A. Colin, Density waves in shear-thickening suspensions, *Sci. Adv.*, 6, eaay5589 (2020).
- [32] R. Maharjan, E. O'Reilly, T. Postiglione, N. Klimenko, E. Brown, Relation between dilation and stress fluctuations in discontinuous shear thickening suspensions, *Phys. Rev. E*, 103, 012603 (2021).
- [33] J. M. Miller, D. L. Blair, J. S. Urbach, Order and density fluctuations near the boundary in sheared dense suspensions, *Front. Phys.* 10, 991540 (2022).
- [34] R. Chacko, R. Mari, M.E. Cates, S.M. Fielding, Dynamic vorticity banding in discontinuously shear thickening suspensions, *Phys. Rev. Lett.*, 121, 108003 (2018).
- [35] A. Kurokawa, V. Vidal, K. Kurita, T. Divoux, S. Manneville, Avalanche-like fluidization of a non-Brownian particle gel, *Soft Matter*, 11, 9026 (2015).
- [36] T. Liberto, M. Le Merrer, S. Manneville, C. Barentin, Interparticle attraction controls flow heterogeneity in calcite gels, *Soft Matter*, 16, 9217 (2020).
- [37] J.-B. Salmon, A. Colin, D. Roux, Dynamical behavior of a complex fluid near an out-of-equilibrium transition: Approaching simple rheological chaos, *Phys. Rev. E*, 66, 031505 (2002).

[Abridged English version]**Ultrasound flow imaging in a model sludge close to the yield stress**

We focus on a non-radioactive surrogate sludge obtained by coprecipitation of liquid effluent. We first analyze the physicochemical composition of this dispersion. We then provide a macroscopic mechanical characterization based on standard rheological procedures in both a concentric-cylinder (Taylor-Couette) geometry and a cylindrical vane geometry. These measurements are complemented with local flow imaging based on ultrasound under shear. Surprisingly, our observations reveal that, close to the yield stress, the flow in this complex suspension undergoes oscillatory dynamics both under an imposed shear rate and under an imposed shear stress. While similar oscillations have already been observed in much more concentrated systems, this is the first time that they are reported for a rather dilute sludge with solid volume fraction of about 10%. Flow imaging allows us to attribute the oscillations in the macroscopic rheology to a stick-slip-like instability where part of the material partially jams and slips at the shearing wall. This suggests to further investigate the microscopic mechanisms at play in the flow dynamics of nuclear sludges.

Déformations locales et viscosité des suspensions non-browniennes : application au cas bidisperse

V. Thiévenaz et A. Sauret

Department of Mechanical Engineering, University of California, Santa Barbara (U.S.A.)

Reçu le 29 septembre 2022 - Version finale acceptée le 2 mai 2023

Résumé : La viscosité des suspensions non-browniennes augmente avec la fraction volumique de la phase solide ϕ , jusqu'à diverger autour d'une valeur critique ϕ_c . À partir de nos travaux précédents, nous montrons qu'une interprétation hydrodynamique de ϕ_c peut être obtenue en mesurant l'amplitude des déformations de la phase liquide. Nous déduisons une loi pour la viscosité, conjecturée par Mills en 1985, que nous étendons au cas des suspensions bidisperses.

Mots-clé : Rhéologie, suspensions bidisperses

[Abridged English version on last page]

1. Introduction

La viscosité des suspensions, c'est-à-dire la capacité avec laquelle le mouvement s'y diffuse, augmente avec la fraction volumique des particules ϕ . Cette augmentation résulte de l'impénétrabilité des particules par le liquide, ce dernier subissant des déformations d'autant plus fortes que la suspension est concentrée. Pour des suspensions semi-diluées de particules non-browniennes, les interactions entre les particules sont purement hydrodynamiques [1]. Dans les suspensions concentrées, les contacts entre particules deviennent fréquents. À l'approche d'une certaine fraction volumique critique ϕ_c , la viscosité de la suspension η_s diverge.

Afin de caractériser l'effet des particules sur la viscosité, on définit la viscosité relative η_r comme le rapport entre la viscosité de la suspension η_s et la viscosité de la phase liquide η_0 :

$$\eta_r(\phi) = \eta_s(\phi) / \eta_0 \quad (1)$$

Dans le cas dilué où les interactions entre particules sont négligeables, η_r augmente linéairement avec la concentration [2] :

$$\eta_r(\phi) = 1 + \frac{5}{2}\phi + o(\phi) \quad (2)$$

Un terme d'ordre deux apparaît lorsque les interactions entre paires de particules deviennent importantes [3]. Au-delà de ces développements à faible concentration, de nombreux modèles

empiriques décrivent l'augmentation et la divergence de la viscosité [4]. Parmi les modèles couramment utilisés, on trouve la loi de Krieger-Dougherty [5] :

$$\eta_r(\phi) = (1 - \phi / \phi_c)^{-\alpha} \quad (3)$$

Il s'agit d'une loi empirique utilisant deux paramètres ajustables, ϕ_c et α . Pour $\alpha = 2,5$, on retrouve la loi d'Einstein quand $\phi \rightarrow 0$. Néanmoins, pour des suspensions de sphères, il a été montré que l'exposant α était proche de 2 au voisinage de la transition de *jamming*. Dans ce cas, l'équation (3) se ramène à la loi dite de Maron-Pierce [6] :

$$\eta_r(\phi) = (1 - \phi / \phi_c)^{-2} \quad (4)$$

Il n'y a alors plus qu'un seul paramètre ajustable : la fraction volumique critique ϕ_c . Ces modèles s'ajustent bien aux mesures de viscosité [4]. Leur but est de relier la divergence de la viscosité (Eq. 4) au régime dilué (Eq. 2); c'est le cas de la loi d'Eilers [7]. D'autres modèles tentent de décrire l'écoulement autour d'une particule entourée de ses voisines, notamment ceux de Frankel-Acrivos [8] et de Graham [9] et, plus récemment, celui de Mills et Snabre [10].

La valeur de ϕ_c dépend de la loi utilisée et du système considéré [4], notamment de la forme des particules [11] et de leur rigidité [12]. Pour des suspensions de sphères dures monodisperses, ϕ_c est de l'ordre de 60%, variant dans une gamme de valeurs rappelant le *random loose packing* (55%) et le *random close packing* (64%) observés pour des empilements de

sphères sèches [13]. Néanmoins, cette proximité n'est a priori qu'empirique et il n'y a aucune raison pour que le ϕ_c obtenu par l'ajustement d'une des lois précédemment citées soit identique à la compacité d'un empilement sec des mêmes particules.

Beaucoup de travaux récents ont mis en évidence le rôle des contacts entre les particules dans la divergence de la viscosité, et en particulier le rôle des frottements [14, 15]. Ce phénomène permet notamment d'interpréter le rhéoépaississement des suspensions non-browniennes comme résultant d'un accroissement du nombre de contacts frottants entre les particules [16]. D'autre part, si une suspension dense est maintenue à pression constante, son comportement rhéologique est similaire à celui d'un milieu granulaire dense [17].

Des expériences de renversement de cisaillement ont montré que, dans les suspensions concentrées, une part importante de la dissipation est due à l'anisotropie de la microstructure [18-21]. En changeant la direction du cisaillement, on change également l'orientation de la microstructure établie en régime stationnaire ; dans le régime transitoire, la microstructure est isotrope. Des travaux récents montrent que cet effet est d'autant plus fort que le changement de direction du cisaillement est important [22]. Cette dissipation plus élevée est généralement attribuée au frottement solide entre les particules.

Néanmoins, des travaux récents mettent en doute cette explication dans un certain nombre de cas. En effet, en 2020, Wang et al. [23] ont montré numériquement qu'un modèle purement hydrodynamique pouvait décrire la viscosité des suspensions, et ce même dans le régime rhéoépaississant, à condition que la rugosité des particules soit prise en compte. Les forces de lubrification entre sphères rugueuses conduisent alors à la restriction du mouvement relatif des sphères, tout comme le frottement solide. De plus, des mesures récentes du coefficient de frottement entre billes de polystyrène (largement utilisées dans la bibliographie [24- 27]) dans l'eau, l'huile silicone et le polyéthylène glycol [28] ont montré que le caractère frottant des interactions dépend fortement du choix de la phase liquide. Dans le polyéthylène glycol, le coefficient de frottement des billes de polystyrène est négligeable - de l'ordre de 10^{-2} - bien que les propriétés macroscopiques de la suspension - la faible valeur de ϕ_c notamment - suggèrent que le frottement y est important [17].

D'autre part, pour une suspension de concentration intermédiaire, par exemple $\phi = 30\%$, la distance

moyenne entre particules reste importante et le nombre de contacts faible. Pourtant, dans ce cas semi-dilué, la loi de Maron-Pierce reste empiriquement pertinente. On peut alors s'interroger sur l'interprétation physique de ϕ_c loin de la divergence de la viscosité.

Le problème de l'interprétation de ϕ_c se pose de manière plus aiguë dès lors que la particules ne sont plus monodisperses mais polydisperses. L'identification de ϕ_c à la fraction de *jamming* a permis d'obtenir des tendances pour la viscosité des suspensions bidisperses. En utilisant le modèle de De Larrard [29] pour décrire la compacité d'empilement de grains polydisperses, Vu et al. [30] ont pu étendre leur modèle de contrainte seuil de suspensions de particules dispersées dans un fluide à seuil [31] au cas des particules bidisperses.

Dans cet article, nous interrogeons le sens physique de ϕ_c . Nous en proposons une interprétation hydrodynamique et géométrique : ϕ_c représente le volume effectif dans lequel la présence des particules amplifie les déformations de la phase liquide. Dans un premier temps, nous établissons expérimentalement le lien entre ϕ_c et l'amplitude du taux de déformation du liquide, en nous appuyant sur nos travaux précédents [27]. Nous retrouvons ainsi la loi de viscosité de Mills [32]. Nous confirmons cette loi par de nouvelles mesures de viscosité. Dans un second temps, à l'aide d'arguments géométriques sur les empilements de sphères de deux tailles différentes, nous en déduisons un modèle de viscosité des suspensions bidisperses. Nous comparons ce modèle à des simulations numériques réalisées par Pednekar et al. [33] ainsi qu'à des mesures de viscosité effectuées par nous-mêmes.

2. Déformations locales en écoulement élongationnel

Dans cette partie, nous reproduisons certains résultats clés de Thiévenaz et Sauret [27], afin d'introduire le lien entre ϕ_c et les déformations locales dans le liquide.

Le détachement de gouttes de suspensions de particules dispersées dans une solution diluée de polymère (Fig. 1) permet de mesurer l'amplification des déformations du liquide causée par la présence des particules. Lorsqu'une solution de polymère se scinde en deux parties, celles-ci se trouvent reliées par un filament de liquide [14, 15]. Dans ce filament, les chaînes de polymère sont déroulées, tandis que dans la solution au repos elles se trouvent sous forme de pelotes. L'étirement des chaînes de polymère conduit à l'augmentation de la viscosité du liquide. L'épais-

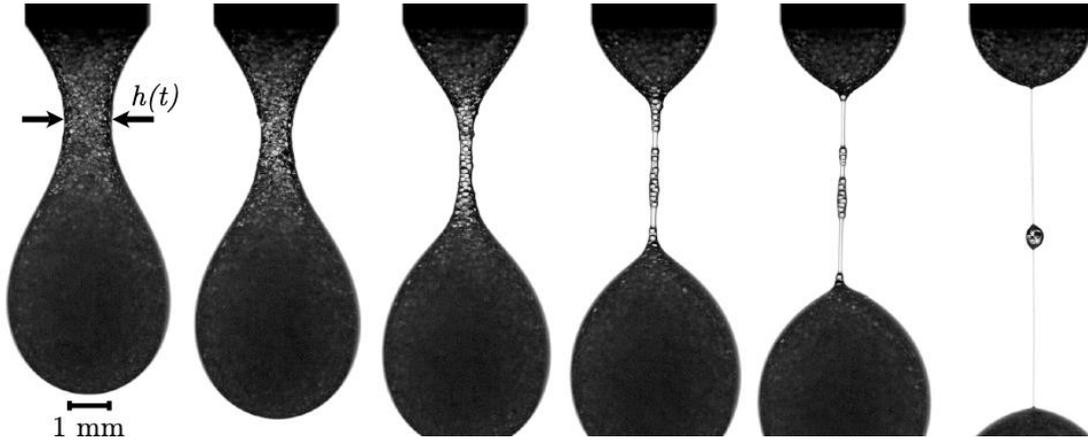


Figure 1. Détachement d'une goutte de suspension de particules de polystyrène (140 μm de diamètre) dispersées dans une solution diluée de polymère (polyoxyéthylène dans un mélange eau-glycérol). Image reproduite d'après [27].

seur du filament décroît exponentiellement dans le temps, le temps caractéristique étant le temps de relaxation des chaînes de polymère en solution [34].

Avant l'apparition du filament, la scission de la solution de polymère se produit telle celle d'un liquide newtonien classique. On peut caractériser l'amincissement du liquide par l'épaisseur $h(t)$ de l'étranglement qui sépare les deux parties du liquide (Fig. 1). La mesure de $h(t)$ permet de déduire le taux de déformation instantané au niveau de l'étranglement :

$$\dot{\epsilon}(t) = -\frac{2}{h} \frac{dh}{dt} \quad (5)$$

Dans le cas d'une solution de polymère seule, sans particules, $\dot{\epsilon}(t)$ augmente très vite jusqu'à atteindre

une valeur critique $\dot{\epsilon}_c$ au temps t_c , puis décroît jusqu'à une valeur constante (Fig. 2a). Pour $t < t_c$, l'amincissement est newtonien et résulte de l'équilibre entre tension de surface et inertie ; pour $t > t_c$, l'amincissement entre dans le régime viscoélastique. Autour de $t = t_c$ se produit la transition *coil-stretch* [35-37], c'est-à-dire le déroulement des pelotes de polymère.

Si l'on ajoute des particules solides à la solution de polymère, on observe une dynamique similaire, avec une valeur plus faible du taux de déformation critique. $\dot{\epsilon}_c$ est d'autant plus faible que la fraction volumique des particules ϕ est grande. Le taux de déformation ayant la dimension de l'inverse d'un temps, l'échelle de temps de la transition est $1/\dot{\epsilon}_c$. En redimensionnant le temps en $(t - t_c)\dot{\epsilon}_c$ et le taux de déformation

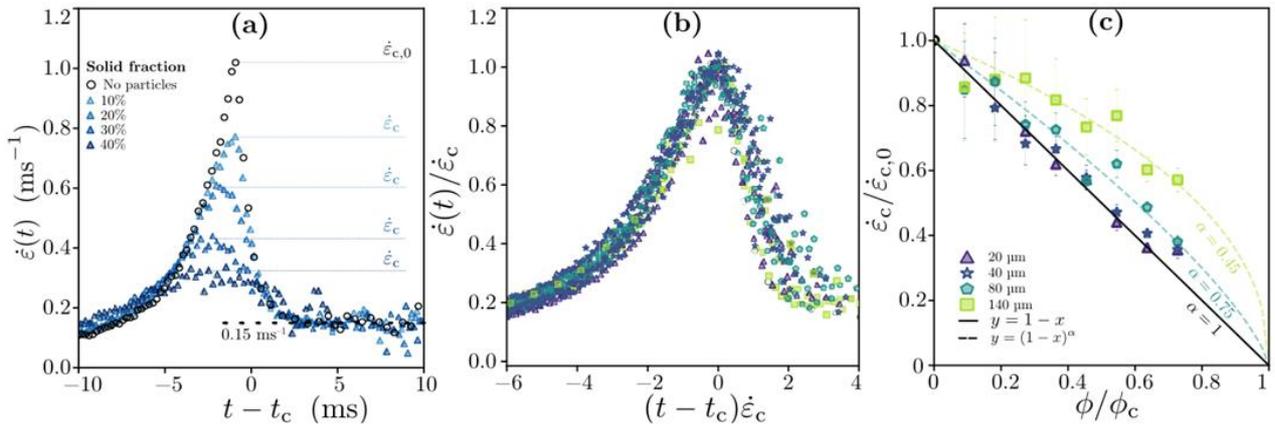


Figure 2. (a) Évolution du taux de déformation d'une suspension de particules de polystyrène (de diamètre 20 μm) dans une solution diluée de polyoxyéthylène au voisinage de la transition *coil-stretch*. (b) Redimensionnement par le taux de déformation critique $\dot{\epsilon}_c$. (c) Évolution de $\dot{\epsilon}_c$ en fonction de la fraction volumique de particules ϕ pour différents diamètres moyen de particules d . Reproduit d'après [27].

en $\dot{\varepsilon}(t)/\dot{\varepsilon}_c$, on observe que la dynamique au voisinage de la transition (Fig. 2b) est la même pour des suspensions de différentes fraction volumique (ϕ entre 0 à 40%) et pour des diamètres de particules différents ($d = 20, 40, 80$ et $140 \mu\text{m}$). Seule, la valeur de $\dot{\varepsilon}_c$ diffère d'une suspension à l'autre.

Pour des particules petites devant l'épaisseur de l'étranglement ($h(t = t_c) = 210 \mu\text{m}$ pour les solutions de polymère et les tailles de gouttes utilisées), $\dot{\varepsilon}_c$ décroît linéairement avec ϕ et s'annule pour une valeur critique que nous nommerons ϕ_c (Fig. 2c):

$$\dot{\varepsilon}_c = \dot{\varepsilon}_{c,0} (1 - \phi / \phi_c) \quad (6)$$

$\dot{\varepsilon}_{c,0}$ est la valeur de $\dot{\varepsilon}_c$ en $\phi = 0$, c'est-à-dire dans le cas où il n'y a pas de particules dispersées dans la solution de polymère. On peut la mesurer directement en observant le détachement d'une goutte de solution de polymère sans particule. Dans le cas de particules plus grosses dont la taille est comparable à celle de l'étranglement, la tendance n'est plus linéaire, probablement à cause d'un effet de confinement.

L'équation (6) peut être interprétée en termes de déformations locales et globales. $\dot{\varepsilon}_{c,0}$ est le taux de déformation global de la solution de polymère lorsque débute la transition *coil-stretch*. De même, $\dot{\varepsilon}_c$ est le taux de déformation global de la suspension au moment de la transition *coil-stretch*. Or, cette transition ne se produisant que dans la phase liquide, le taux de déformation local dans cette dernière doit être le seuil $\dot{\varepsilon}_{c,0}$. On en déduit la relation entre le taux de déformation global de la suspension $\dot{\varepsilon}_{glob}$ et le taux de déformation local de sa phase liquide $\dot{\varepsilon}_{loc}$:

$$\dot{\varepsilon}_{loc} = \dot{\varepsilon}_{glob} (1 - \phi / \phi_c)^{-1} \quad (7)$$

L'équation (7) permet d'établir une première interprétation de ϕ_c comme valeur de ϕ pour laquelle les déformations de la phase liquide divergent. Nos expériences de détachement de gouttes valident cette équation dans le cas d'un écoulement élongationnel uniaxial. Par la suite, nous ferons l'hypothèse qu'elle est valable pour tout écoulement.

3. Déformations locales et viscosité

En partant de l'équation (7), on peut obtenir la viscosité relative de la suspension en écrivant la conservation de l'énergie. Assimilée à un liquide newtonien homogène de viscosité η_s , une suspension soumise à un gradient de vitesse dont la partie symétrique est ε dissipe de l'énergie cinétique sous

forme de chaleur, avec la puissance $\eta_s \dot{\varepsilon}^2$ par unité de volume. En supposant les particules indéformables, on en déduit que les déformations et donc la dissipation n'ont lieu que dans la phase liquide. Nous négligeons la dissipation liée aux contacts entre particules. Le taux de déformation local de la phase liquide est donné par l'équation (7), ainsi la puissance dissipée par unité de volume de liquide est $\eta_0 \dot{\varepsilon}^2 (1 - \phi / \phi_c)^{-2}$. En multipliant par $1 - \phi$ pour obtenir la puissance par unité de volume de suspension, on obtient la viscosité relative :

$$\eta_r(\phi) = \frac{\eta_s(\phi)}{\eta_0} = \frac{1 - \phi}{(1 - \phi / \phi_c)^2} \quad (8)$$

On peut justifier l'équation (7) en moyennant le gradient de vitesse dans une sphère incluant une particule et le liquide voisin. Cette approche fut proposée par Mills en 1985 [32]. Dans son modèle, l'équation (7) est une hypothèse dont l'équation (8) est une conséquence. Ici, l'équation (7) est un résultat des expériences de détachement de gouttes (Fig. 2c). D'autres auteurs ont utilisé des approches similaires d'homogénéisation, notamment Château et al. [31] pour obtenir la contrainte seuil de suspensions de particules dispersées dans un fluide à seuil, et Madraki et al. [38] pour obtenir le seuil de rhéo-épaississement d'un mélange de billes dans une suspension d'amidon de maïs, elle-même rhéoépaississante. Dans les deux cas, les auteurs estiment le rapport $\dot{\varepsilon}_{loc} / \dot{\varepsilon}_{glob}$ en fonction de la viscosité relative.

L'équation (8) prédit la divergence de la viscosité avec le même exposant -2 que la loi de Maron-Pierce. Néanmoins, ne reposant que sur des considérations hydrodynamiques, elle suggère que cet exposant n'est pas lié aux contacts, ni aux frottements entre les particules, mais seulement à la dissipation visqueuse. Suivant les travaux de Wang et al. [23], nous pouvons considérer que les contacts frottants ont pour effet de changer la géométrie de la microstructure, caractérisée par ϕ_c , autour de laquelle s'écoule le liquide.

Afin de valider le modèle décrit par l'équation (8), nous avons mesuré la viscosité de suspensions de particules sphériques de polystyrène (DynoSeeds) monodisperses de diamètres 20, 80 et $140 \mu\text{m}$. Il s'agit des mêmes particules que celles utilisées dans l'expérience de détachement de gouttes [27]. Ces particules sont dispersées dans un mélange d'eau (58% en masse) et de polyéthylène glycol (42% en masse), dont la masse volumique est la même que celle du polystyrène ($1,05 \text{ kg/m}^3$). La suspension est donc isodense, ce qui permet d'exclure la sédimentation des particules. D'après les travaux de Nguyen-

Le et al. [28], on peut considérer les particules comme non-frottantes dans cette suspension. La viscosité des suspensions est mesurée avec un rhéomètre AntonPaar MCR92, équipé d'une géométrie plan-plan rugueuse. L'écart entre les deux plans est de 1 mm. La viscosité est mesurée pour un taux de cisaillement de 100 s^{-1} , en régime stationnaire. La viscosité du solvant η_0 dans les mêmes conditions est de $103 \text{ mPa}\cdot\text{s}$.

La figure 3 donne la viscosité relative des suspensions en fonction de leur fraction volumique et de la taille des particules. On remarque que la taille des particules semble ne jouer aucun rôle, ce qui est attendu pour des particules petites devant l'écart entre deux plans du rhéomètre [39]. Même les particules de $140 \mu\text{m}$, qui ne sont que sept fois plus petites que cet écart, semblent ne subir aucun effet de confinement.

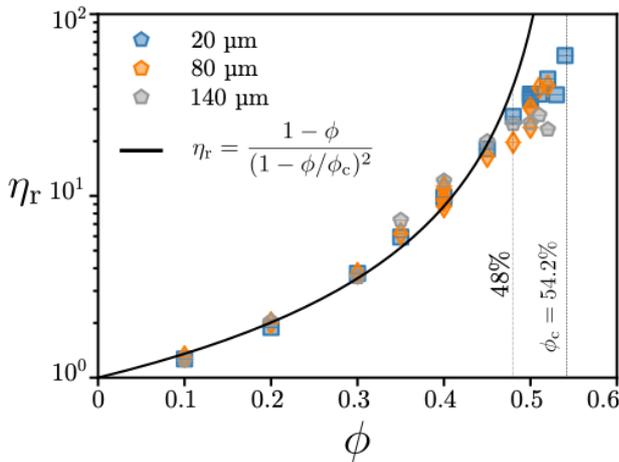


Figure 3. Viscosité relative de suspensions de particules de polystyrène monodisperses de diamètres 20, 80 et $140 \mu\text{m}$, en fonction de la fraction volumique. La courbe noire représente l'ajustement de l'équation (8) pour $\phi < 48\%$.

La courbe noire montre le meilleur ajustement de l'équation (8) aux données expérimentales. Les suspensions de fraction volumique supérieure à 48% sont exclues de la régression. On obtient la valeur de $\phi_c = 54,2\%$ avec une incertitude de $1,5\%$. L'accord entre les mesures expérimentales et le modèle est bon pour des fractions volumiques inférieures à 48% . Cette valeur limite n'est pas inattendue. Des simulations numériques ont montré qu'il s'agit de la concentration typique à partir de laquelle les contacts deviennent importants [15].

Pour $\phi < \phi_c$, on peut se représenter la suspension comme un empilement de sphères équivalentes de volume ϕ_c , en contact les unes avec les autres. Chaque

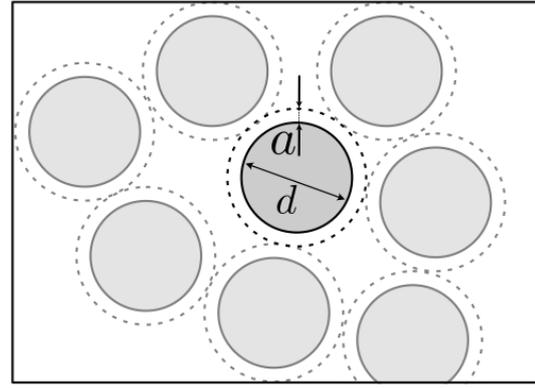


Figure 4. Suspension de particules de diamètre d vues comme un empilement équivalent de sphères de diamètre $d + 2a$.

sphère équivalente contient une particule de volume ϕ entourée du volume de liquide $\phi_c - \phi$ (Fig. 4). À la fraction volumique ϕ_c on peut associer une distance caractéristique a telle que :

$$\phi_c = \phi \left(1 + \frac{2a}{d} \right)^3 \quad (9)$$

La distance a n'est pas nécessairement la distance moyenne entre les particules - une hypothèse courante dans les différents modèles de viscosité cités en introduction [8-10] - mais la distance typique sur laquelle les déformations locales du liquide sont amplifiées par la présence des particules. Cette représentation permet une seconde interprétation de l'équation (7) : ϕ_c est le volume effectif des particules de la suspension, dans lequel les déformations locales du liquide sont amplifiées.

Le bon accord entre l'équation (8) et les mesures de viscosité confirme la validité du modèle dans une situation très simple : une suspension monodisperse en écoulement à une échelle grande devant celle des particules. L'intérêt de l'équation (8) est sa transposition à un cas plus complexe, celui des suspensions bidisperses.

4. Extension aux suspensions bidisperses

Dans cette partie, nous nous intéressons au cas des suspensions bidisperses, c'est-à-dire contenant des particules de deux tailles différentes. Soient d_p le diamètre des petites particules, d_g le diamètre des grosses et $\delta = d_g / d_p$ le rapport des tailles. La fraction volumique de solide ϕ est séparée en une fraction de petites particules ϕ_p et une fraction de grosses particules ϕ_g . Soit $\xi = \phi_p / \phi$ la part des petites particules dans la phase solide.

4.1 Empilement de sphères bidisperses : le modèle d'Ouchiyama-Tanaka

L'intérêt de se représenter une suspension comme un empilement de sphères équivalentes est qu'il existe des modèles décrivant la compacité de tels empilements dans des cas complexes. Pour étudier la compacité d'empilements de sphères polydisperses, on peut utiliser le modèle d'Ouchiyama-Tanaka [40]. Il consiste en une évaluation de la compacité locale autour de chaque particule en faisant l'hypothèse que cette particule est entourée de particules de la taille moyenne de la distribution. La compacité de l'empilement complet est alors la moyenne de la compacité locale sur l'ensemble de la distribution de taille des particules. De fait, c'est une approche de champ moyen de la compacité. Le résultat analytique peut être trouvé dans Ouchiyama et Tanaka [40]. L'adaptation aux notations précédemment définies est quant à elle disponible dans Thiévenaz et al. [41]. En sus de δ et de ξ , le modèle nécessite la connaissance de la compacité dans le cas monodisperse ϕ_c^{mono} .

D'autres modèles de compacité d'empilements polydisperses de composition quelconque existent, notamment celui de De Larrard [29]. L'intérêt du modèle d'Ouchiyama-Tanaka est qu'il ne nécessite aucun paramètre ajustable, là où le modèle de De Larrard demande l'étalonnage de quatre coefficients pour étudier un empilement bidisperse.

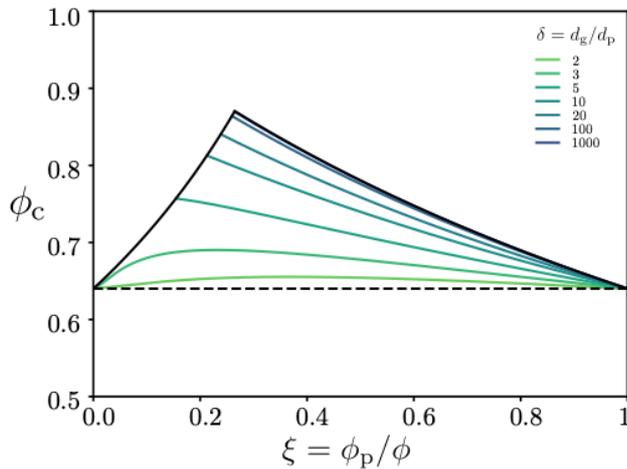


Figure 5. Compacité prédite par le modèle d'Ouchiyama-Tanaka [40] pour un empilement de sphères bidisperses en fonction de la part de petites particules ξ pour différents rapports de tailles δ .

Pour un empilement bidisperse, le modèle d'Ouchiyama-Tanaka prévoit une augmentation de la compacité par rapport au cas monodisperse, quelle que soit la composition de la phase solide (Fig. 5). Plus les tailles des particules sont différentes, c'est-à-dire plus δ est grand, plus l'empilement est compact.

Lorsque $\delta \rightarrow \infty$, c'est-à-dire lorsque la taille des petites particules devient négligeable vis-à-vis de celle des grosses, la courbe $\phi_c(\xi)$ tend vers une forme limite (courbe noire).

4.2 Viscosité des suspensions bidisperses

En appliquant aux suspensions bidisperses le même raisonnement que dans le cas monodisperse, on peut voir chaque particule comme disposant d'un volume équivalent incluant le liquide proche (Fig. 6). Le diamètre de ces sphères équivalentes est $d_i + 2a_i$, où l'indice i désigne les petites ou les grosses particules. On a donc affaire à un empilement de sphères équivalentes bidisperses.

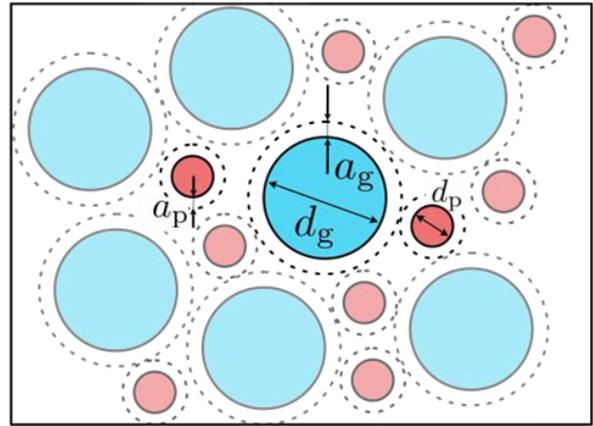


Figure 6. Suspension bidisperse vue comme un empilement de sphères équivalentes.

Afin de prédire la viscosité de suspensions bidisperses, on peut tenter de combiner la valeur de $\phi_c(\delta, \xi)$ donnée par le modèle d'Ouchiyama-Tanaka au modèle de viscosité donné par l'équation (8). Une telle approche a été utilisée avec d'autres modèles de viscosité pour des suspensions semi-diluées [42]. Dans un souci de simplification, on commencera par considérer que le rapport des tailles des sphères équivalentes, qui entre dans le modèle d'Ouchiyama-Tanaka, est égal au rapport des tailles des particules δ . La viscosité d'une suspension bidisperse est alors donnée par :

$$\eta_r(\phi) = \frac{1 - \phi}{[1 - \phi / \phi_c(\delta, \xi)]^2} \quad (10)$$

où $\phi_c(\delta, \xi)$ est donné par le modèle d'Ouchiyama-Tanaka.

Afin de vérifier les prédictions de l'équation (10), nous les avons comparées à des simulations numériques d'écoulement de suspensions denses, effectuées par Pednekar et al. [33] (Fig. 7a), ainsi qu'à nos propres mesures rhéologiques (Fig. 7b).

Dans les deux cas, nous traçons la viscosité relative η_r en fonction de la part des petites particules ξ , pour différentes valeurs du rapport des tailles de particules δ . Les courbes en pointillés représentent la prédiction δ e l'équation (10) pour chaque valeur de δ . La valeur

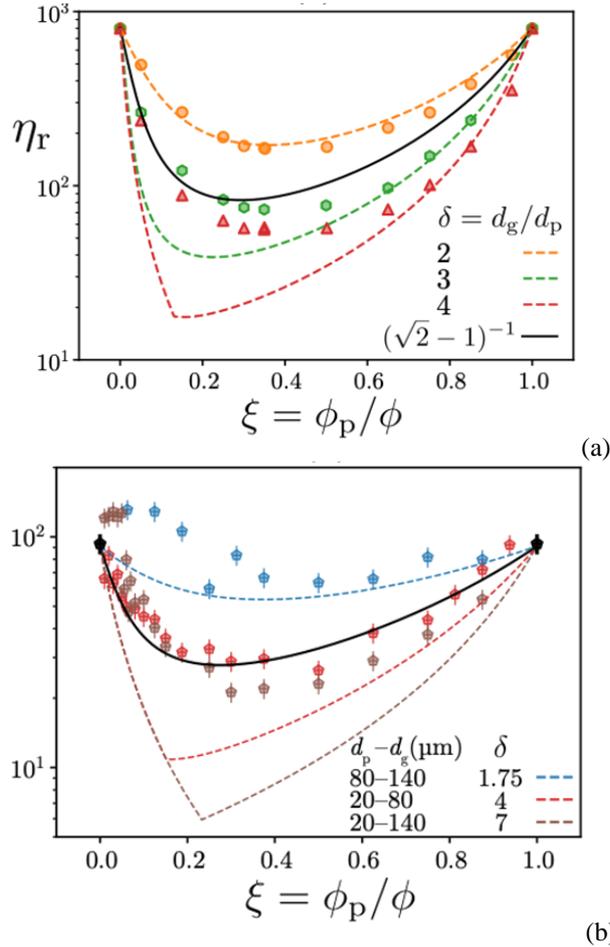


Figure 7. Viscosité relative de suspensions bidisperses pour différentes composition de la phase solide. Les points représentent les données numériques et expérimentales ; les courbes représentent la prédiction de l'équation (10). (a) Simulations numériques pour $\phi = 60\%$, données extraites de [33]. (b) Suspensions de particules de polystyrène, avec $\phi = 50\%$.

de ϕ_c^{mono} est fixée à partir de la mesure de la viscosité dans le cas monodisperse. Pour les simulations numériques (Fig. 7a) nous trouvons $\phi_c^{mono} = 61,4\%$, et $\phi_c^{mono} = 54,2\%$ pour les mesures rhéologiques (Fig. 7b).

Sur la Figure 7, la tendance est la même pour les simulations et pour les mesures, ces dernières étant beaucoup plus dispersées. Pour un rapport de taille modéré ($\delta = 2$ pour les simulations, $\delta = 1,75$ pour les mesures expérimentales), la prédiction correspond bien aux données expérimentales sur toute la gamme de valeurs de ξ . En revanche, pour des rapports de tailles plus élevés, la prédiction n'est valide que dans la limite asymptotique $\xi \rightarrow 1$, c'est-à-dire lorsque la

suspension est constituée de quelques grosses particules dispersées parmi une large majorité de petites particules. Dans le cas contraire, lorsque les grosses particules sont majoritaires, la viscosité est en pratique plus élevée que la prédiction.

4.3 Le cas $\xi \rightarrow 0$

La combinaison du modèle d'Ouchiya-Tanaka avec l'équation (8) repose sur une hypothèse très forte : que le rapport des tailles des sphères équivalentes soit égal au rapport des tailles des particules. C'est cette hypothèse qui permet de calculer ϕ_c à partir du rapport des tailles des particules δ . Il est équivalent d'écrire :

$$a_g/d_g = a_p/d_p \quad (11)$$

c'est-à-dire que l'épaisseur de liquide autour de chaque particule est proportionnelle à la taille de cette particule. Dans le cas $\xi \rightarrow 0$, cette hypothèse n'est plus valide.

Considérons d'abord le cas $\xi \rightarrow 1$, dans lequel les grosses particules sont minoritaires. Chaque grosse particule est alors entourée de petites particules (Fig. 8a). L'empilement de sphères équivalentes est obtenu en dilatant toutes les particules d'un même facteur (Eq. 11). La valeur de ϕ_c correspondant à cet empilement équivalent donne bien la viscosité observée.

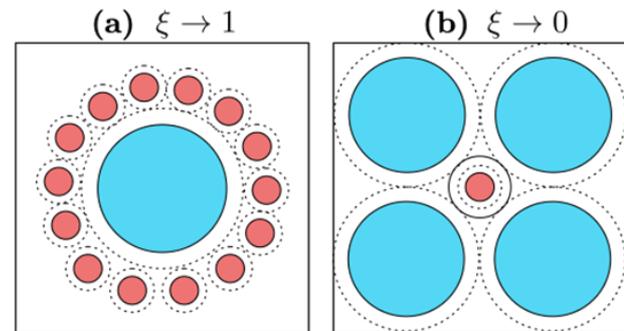


Figure 8. (a) Environnement d'une grosse particule dans le régime $\xi \rightarrow 1$. (b) Environnement d'une petite particule dans le régime $\xi \rightarrow 0$.

Dans le cas $\xi \rightarrow 0$, les grosses particules sont majoritaires. Si les petites particules sont suffisamment petites, alors les sphères équivalentes des grosses particules peuvent former un empilement propre, dans les interstices duquel se trouvent les petites particules (Fig. 8b). Dans l'hypothèse d'un empilement isotrope, l'absence de direction privilégiée induit que chaque petite particule a en moyenne six voisines, deux par direction de l'espace. Les interstices sont donc des sites octaédriques de

diamètre $d_{inter} = (\sqrt{2} - 1)d_g$. Sous l'hypothèse qu'une petite particule contribue à la déformation de l'ensemble du liquide de l'interstice dans lequel elle se trouve, la sphère équivalente de cette particule est simplement l'interstice tout entier. Ainsi, le rapport des tailles des sphères équivalentes des grosses et des petites particules devient :

$$\delta_{inter} = d_g / d_{inter} = (\sqrt{2} - 1)^{-1} \quad (12)$$

et n'est donc plus égal au rapport des tailles des particules. On notera que sa valeur ne dépend plus de la taille des particules. Ce raisonnement n'est valable que si les petites particules sont plus petites que la taille des interstices. Si $d_p > d_{inter}$, alors les petites particules ne peuvent pas être coincées entre les grosses particules.

À partir de la valeur de δ_{inter} (environ 2,41), on peut calculer la viscosité de suspensions bidisperses dans le cas où $\xi \rightarrow 0$. La courbe en trait plein des Figures 7a et 7b représente la prédiction de la viscosité par l'équation (10) correspondant à la valeur δ_{inter} . Dans le cas des simulations numériques (Fig. 7a), cette prédiction correspond parfaitement au régime $\xi \rightarrow 1$ pour les valeurs de $\delta > \delta_{inter}$. Dans les cas des mesures expérimentales (Fig. 7b), on observe un bon accord entre la prédiction et les données.

La figure 7 peut donc être lue de la manière suivante. Si $\delta < \delta_{inter}$, alors la viscosité se calcule en utilisant δ dans l'équation (10). Si $\delta > \delta_{inter}$, la viscosité est donnée par l'équation (10), en utilisant la valeur de δ_{inter} dans le régime $\xi \rightarrow 0$ et celle de δ dans le régime $\xi \rightarrow 1$. Le raccordement naturel de ces deux asymptotes, qui consisterait à utiliser la moyenne de δ et de δ_{inter} , ne donne pas la bonne prédiction. Nous travaillons actuellement à trouver un raccordement efficace.

5. Conclusion

Dans cet article, nous avons tenté de dépasser les modèles empiriques de viscosité des suspensions non-browniennes, en proposant une interprétation physique du paramètre ϕ_c .

Des présents résultats, on pourra retenir les quatre points suivants :

1. L'étude expérimentale des déformations locales de la phase liquide entre les particules conduit à une loi simple pour l'amplification des déformations.
2. La fraction volumique critique ϕ_c peut être interprétée comme le volume autour de chaque

particule dans lequel les déformations du liquide sont amplifiées.

3. La combinaison de cette loi au calcul de la puissance dissipée par la viscosité mène à une autre loi pour la viscosité effective de la suspension (Eq. (8)).
4. Des considérations géométriques sur la distribution de taille des suspensions bidisperses, ainsi que sur l'environnement local des petites particules dans de telles suspensions, permettent le calcul de leur viscosité.

Cette méthode est potentiellement extensible à d'autres types de suspensions, plus complexes que les suspensions de sphères monodisperses non-browniennes, comme les suspensions de fibres ou de particules colloïdales. La discussion du confinement des petites particules dans les suspensions bidisperses (paragraphe 4.3) suggère que notre modèle pourrait être étendu au cas des suspensions confinées [39]. Dans le cas du confinement, la question de l'échelle à laquelle le mouvement des particules est corrélé devient fondamentale [43, 44].

Références

- [1] Stickel, J., Powell, R., Fluid mechanics and rheology of dense suspensions, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 37, 129-149 (2005).
- [2] Einsein, A., Eine neue Bestimmung der Molekuldimensionen, *Ann. Physik*, 17, 549-560 (1905).
- [3] Batchelor, G., Green, J. T., The determination of the bulk stress in a suspension of spherical particles to order c^2 , *J. Fluid Mech.*, 56, 401-427 (1972).
- [4] Guazzelli, E., Pouliquen, O., Rheology of dense granular suspensions, *J. Fluid Mech.*, 852, (2018).
- [5] Krieger, I., Dougherty, T., A mechanism for non-Newtonian flow in suspensions of rigid spheres, *Trans. Soc. Rheo.*, 3, 137-152 (1959).
- [6] Maron, S., Pierce, P. E., Application of Ree-Eyring generalized flow theory to suspensions of spherical particles, *J. Colloid Sci.*, 11, 80-95 (1956).
- [7] Eilers, H., Die Viskosität von Emulsionen hochviskoser Stoffe als Funktion der Konzentration, *Kolloid-Zeit.*, 97, 313-321 (1941).
- [8] Frankel, N., Acrivos, A., On the viscosity of a concentrated suspension of solid spheres, *Chem. Eng. Sci.*, 22, 847-853 (1967).
- [9] Graham, A., On the viscosity of a suspension of solid spheres, *Appl. Sci. Res.*, 37, 275-286 (1981).
- [10] Mills, P., Snabre, P., Apparent viscosity and particle pressure of a concentrated suspension of non-Brownian hard spheres near the jamming transition, *Europ. J. Phys.*, 30, 309-316 (2009).

- [11] Bounoua, S., Kuzhir, P., Lemaire, E., Shear reversal experiments on concentrated rigid fiber suspensions, *J. Rheol.*, 63, 785-798 (2019).
- [12] Gilbert, D., Valette, R., Lemaire E., Impact of particle stiffness on shear-thinning of non-Brownian suspensions, *J. Rheol.*, 66, 161-176 (2022).
- [13] Silbert, L., Jamming of frictional spheres and random loose packing, *Soft Matt.*, 6, 2918-2924 (2010).
- [14] Gallier, S., Lemaire, E., Peters, F., Lobry, L., Rheology of sheared suspensions of rough frictional particles, *J. Fluid Mech.*, 757, 514-549 (2014).
- [15] Mari, R., Seto, R., Morris, J. F., Denn, M., Shear thickening, frictionless and frictional rheologies in non-Brownian suspensions, *J. Rheol.*, 58, 1693-1724 (2014).
- [16] Wyart, M., Cates, M.E., Discontinuous shear thickening without inertia in dense non-Brownian suspensions, *Phys. Rev. Lett.*, 112, 098302 (2014).
- [17] Boyer, F., Guazzelli, E., Pouliquen, O., Unifying suspension and granular rheology, *Phys. Rev. Lett.*, 107, 188301 (2011).
- [18] Gadala-Maria, F., Acrivos, A., Shear-induced structure in a concentrated suspension of solid spheres, *J. Rheol.*, 24, 799-814 (1980).
- [19] Sierou, A., Brady, J., Rheology and microstructure in concentrated noncolloidal suspensions, *Journal of Rheology* 46 (5) pp1031-1056 (2002)
- [20] Blanc, F., Peters, F., Lemaire, E., Local transient rheological behavior of concentrated suspensions, *J. Rheol.*, 55, 835-854 (2011).
- [21] Lin, N., Guy, B., Hermes, M., Ness, C., Sun, J., Poon, W., Cohen, I., Hydrodynamic and contact contributions to continuous shear thickening in colloidal suspensions, *Phys. Rev. Lett.*, 115, 228304 (2015).
- [22] Blanc, F., Peters, F., Gillissen, J., Cates, M., Bosio, S., Benarroche, C., Mari, R., Fragile dense suspensions under shear rotation, <https://arxiv.org/pdf/2212.02165>
- [23] Wang, M., Jamali, S., Brady, J., A hydrodynamic model for discontinuous shear-thickening in dense suspensions, *J. Rheol.*, 64, 379-394 (2020).
- [24] Debœuf A., Gauthier, G., Martin, J., Yurkovetsky, Y., Morris, J., Particle pressure in a sheared suspension: A bridge from osmosis to granular dilatancy, *Phys. Rev. Lett.*, 102, 108301 (2009).
- [25] Bonnoit, C., Darnige, T., Clément, E., Lindner, A., Inclined plate rheometry of a dense granular suspension, *J. Rheol.*, 54, 65-79 (2010).
- [26] Chateau, J., Guazzelli, E. et Lhuissier, H., Pinch-off of a viscous suspension thread, *J. Fluid Mech.*, 852, 178-198 (2018).
- [27] Thiévenaz, V., Sauret, A., Pinch-off of viscoelastic particulate suspensions, *Phys. Rev. Fluids*, 6, L062301 (2021).
- [28] Nguyen Le, A. V., Izzet, A., Ovarlez, G., Colin, A. Solvents govern rheology and jamming of polymeric bead suspensions, *J. Colloid Interf. Sci.*, 629, 438-450 (2023).
- [29] De Larrard, F., Structures granulaires et formulation des bétons, *Laboratoire Central des Ponts et Chaussées*, Paris, France (2000).
- [30] Vu, T-S., Ovarlez, G., Chateau, X., Macroscopic behavior of bidisperse suspensions of noncolloidal particles in yield stress fluids, *J. Rheol.*, 54, 815-833 (2010).
- [31] Chateau, X., Ovarlez, G., Trung, K.L., Homogenization approach to the behavior of suspensions of non colloidal particles in yield stress fluids, *J. Rheol.*, 52, 489-506 (2008).
- [32] Mills, P., Non-Newtonian behaviour of flocculated suspensions, *J. Phys. Lettres*, 46,, 301-309 (1985).
- [33] Pednekar, S., Chun, J., Morris, J. F., Bidisperse and polydisperse suspension rheology at large solid fraction, *J. Rheol.*, 62, 513-526 (2018).
- [34] Anna, S., McKinley, G., Elasto-capillary thinning and breakup of model elastic liquids, *J. Rheol.*, 45, 115-138 (2001).
- [35] P. G. De Gennes, Coil-stretch transition of dilute flexible polymers under ultrahigh velocity gradients, *J. Chem. Phys.*, 60, 5030 (1974).
- [36] Amarouchene, Y., Bonn, D., Meunier, J., Kellay, H., Inhibition of the finite-time singularity during droplet fission of a polymeric fluid, *Phys. Rev. Lett.*, 86, 3558-3561 (2001).
- [37] Rajesh, S., Thiévenaz, V., Sauret, A., Transition to the viscoelastic regime in the pinch-off of polymer solutions, *Soft Matter*, 18, 3147-3156 (2022).
- [38] Madraki, Y., Hormozi, S., Ovarlez, G., Guazzelli, E., Pouliquen, O., Enhancing shear thickening, *Phys. Rev. Fluids*, 2, 033301 (2017).
- [39] Peyla, P., Verdier, C., New confinement effects on the viscosity of suspensions, *Europhys. Lett.*, 94, 44001 (2011).
- [40] Ouchiyama, N., Tanaka, T., Porosity of a mass of solid particles having a range of sizes, *Indus. Eng. Chem. Fund.*, 20, 66-71 (1981).
- [41] Thiévenaz, V., Rajesh, S., Sauret, A., Droplet detachment and pinch-off of bidisperse particulate suspensions, *Soft Matter*, 17, 6202-6211 (2021).
- [42] Gondret, P., Petit, L., Dynamic viscosity of macroscopic suspensions of bimodal sized solid spheres, *J. Rheol.*, 41, 1261-1274 (1997).
- [43] Bonnoit, C. Lanuza, J., Lindner, A., Clément, E., Mesoscopic length scale controls the rheology of dense suspensions, *Phys. Rev. Lett.*, 105, 108302 (2010).
- [44] Thiévenaz, V., Sauret, A., The onset of heterogeneity in the pinch-off of suspension drops, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 119, e2120893119 (2022).

Abridged English version

Local deformations and dissipation in non-Brownian suspensions: application to the bidisperse case

The viscosity of suspensions of spherical non-Brownian particles diverges when the solid volume fraction ϕ approaches a critical value ϕ_c , at which the suspension jams. Numerous empirical laws describe this divergence, but the variations of their adjustable parameters are seldom interpreted. The critical volume fraction ϕ_c is commonly compared to the random close packing fraction or to the random loose packing fraction that appear in the packing of spheres. However, for semi-dilute suspensions ($\phi < 40\%$), contacts are too few to be significant. In this article, we propose a physical interpretation of ϕ_c as the volume of an equivalent sphere around each particle in which the deformations of the liquid are amplified.

When a drop of polymer solution comes off a nozzle, the rate of strain $\dot{\epsilon}$ at the neck that binds it to rest of the liquid increases sharply. At a critical value $\dot{\epsilon}_c$, the dissolved polymer chains undergo the coil-stretch transition, leading the viscosity to increase and the thinning to slow down. If one adds solid particles to the solution and repeat the experiment, the dynamics is similar but with a different $\dot{\epsilon}_c$. $\dot{\epsilon}_c$ decreases with the volume fraction of particles, and cancels out at a critical volume fraction that we shall call ϕ_c . The variations of $\dot{\epsilon}_c$ lead to an empirical law for the local rate of strain (Eq. (7)), which validates the hypothesis of Mills [32].

Starting from Eq. (7), one may write that the energy dissipated into heat by the suspension under a certain global rate of strain is actually dissipated by the liquid phase only. The liquid experiences stronger local deformations. This approach leads to an equation for the viscosity (Eq. (8)) [32] that is similar to the Maron-Pierce law. This equation fits well rheological measurements for suspensions of monodisperse polystyrene beads dispersed in a density-matched water-PEG mixture, provided that the volume fraction be less than 48%.

The interpretation of ϕ_c as the volume of an equivalent sphere around each particle in which deformations are stronger enables to apply the viscosity law (Eq. (8)) to bidisperse suspensions. Considering the suspension as a packing of such equivalent spheres, one may compute the compacity of this packing using results from the physics of granular media. We use the Ouchiyama-Tanaka model, which yields the compacity of a packing of spheres with an arbitrary size distribution.

The combination of Eq. (8) and the Ouchiyama-Tanaka model matches precisely our rheological measurements as well as the numerical simulations of Pednekar et al. [33] as long as the ratio of the particle size δ is less than a critical value $\delta_{inter} = (\sqrt{2} - 1)^{-1}$ (Eq. (12)). For $\delta > \delta_{inter}$, we are able to obtain asymptotical regimes in the limits where particles of one size prevail over those of the other size.

The good agreement between the theory and experimental and numerical data leads us to think that this approach may be extended to other complex flows of suspensions. The kind of geometrical considerations that enables us to derive the viscosity of bidisperse suspensions likely applies to flows of suspensions confined at the scale of the particles.



PRIX DE THESE

GROUPE FRANÇAIS DE RHEOLOGIE

Le Groupe Français de Rhéologie décerne annuellement un prix destiné à récompenser des travaux de recherche effectués dans le cadre d'une thèse de doctorat

Montant du Prix : 1 500 Euros

REGLEMENT :

Le prix sera attribué à un candidat ayant soutenu une thèse en France ou en co-tutelle avec la France, soit spécifiquement dans le domaine de la Rhéologie, soit dans un domaine où les outils théoriques et/ou expérimentaux de rhéologie auront été largement utilisés.

Les candidats doivent avoir soutenu leur thèse entre le 1^{er} janvier et le 31 décembre de l'année précédente. Ils devront faire acte de candidature avant le 15 mars de l'année en cours.

Le dossier de candidature sera constitué d'un résumé de trois pages rédigé selon les consignes aux auteurs de la revue Rhéologie, de la copie des rapports de thèse et de soutenance, d'un curriculum vitae et de deux exemplaires de la thèse. Tous ces documents seront envoyés par voie électronique sauf les deux exemplaires de thèse qui seront transmis par voie postale.

REMISE DU PRIX :

Le lauréat s'engage à faire une communication orale lors du colloque annuel du GFR durant lequel il recevra son prix de thèse. Le jury est composé de spécialistes du secteur de la recherche académique ou industrielle.

Les dossiers de candidatures devront être adressés à :

Alain Ponton – Matière et Systèmes Complexes
alain.ponton@univ-paris-diderot.fr
UMR CNRS et Université Paris Diderot-Paris 7
Bâtiment Condorcet – Case 7056
75205 Paris Cedex 13



BOURSE de CONGRES

GROUPE FRANCAIS DE RHEOLOGIE

Le Groupe Français de Rhéologie offre des bourses destinées à faciliter la participation de jeunes chercheurs souhaitant présenter une communication à des congrès internationaux dans le domaine de la Rhéologie. Dans la limite des frais réels, cette bourse pourra être de

750 €

CANDIDATURE

La bourse sera attribuée à un jeune chercheur, membre du GFR, doctorant ou post-doctorant dans une université ou un centre de recherches public, en France ou dans un pays en émergence.

La candidature devra être accompagnée d'un CV, du résumé soumis au congrès et d'une lettre de motivation soulignant la pertinence du congrès vis-à-vis des recherches du demandeur. Le candidat pourra joindre toute lettre de recommandation utile à l'appui de son dossier.

La candidature sera transmise avant le 1^{er} mars, le 1^{er} mai ou le 1^{er} novembre, la commission d'examen se réunissant pour étudier les demandes en cours trois fois par an, en mars, mai et novembre. Les dossiers de candidatures devront être adressés à :

Secrétaire Général du GFR- Elisabeth Lemaire

InPhyNi, UMR 7010

Université Nice-Sophia Antipolis, Parc Valrose, 06108, Nice Cedex 2

VERSEMENT de la BOURSE

Les lauréats recevront leur bourse dès que leur participation au congrès sera assurée et sous réserve que les engagements pris aient été tenus. Notamment, et au plus tard trois mois après la clôture du congrès, les lauréats devront avoir soumis un article dans la revue Rhéologie et un compte rendu d'une page sur ce que le congrès leur a apporté sur le splan scientifique, professionnel, humain... Ce témoignage pourra être publié dans la revue Rhéologie ainsi que sur le site web du GFR.

Plus d'infos : www.leqfr.org

Consignes aux auteurs de *Rhéologie* (18 pts, après: 10)

P. Coussot et J.L. Grossiord (12 pts, après : 6)

Groupe Français de Rhéologie (10 pts Italiques, après : 30)

Résumé : Les auteurs sont invités à respecter les consignes décrites ci-après qui, compte tenu du mode d'édition actuel de la revue *Rhéologie*, faciliteront le processus éditorial. (10 pts, après : 10)

Mots-clé : Rhéologie, consignes, auteurs (10 pts, après : 10)

[Abridged English version on last page]
(mention à conserver, Arial Narrow, 12 pts)

1. Introduction (12 points, après : 8)

Les auteurs sont encouragés à limiter la longueur de leurs articles à une dizaine de pages de texte, figures incluses, selon le format détaillé ci-dessous. Cependant la longueur des articles de synthèse n'est pas limitée. Le texte comprend un résumé court en français (500 caractères maximum) suivi du texte principal, la dernière page étant constituée d'une version abrégée en anglais. Les articles en anglais sont organisés de la même manière, avec une version abrégée en français en dernière page.(après : 6)

2. Organisation (avant : 10 ; après : 8)

Le texte principal comporte une introduction, plusieurs paragraphes et une conclusion, suivie éventuellement de remerciements, puis la liste des références bibliographiques. La version abrégée (anglais ou français) en fin de texte comporte au moins un titre, un résumé et fait référence à l'ensemble des figures et références bibliographiques du texte principal, dans un format analogue. Les paragraphes, introduction incluse, ainsi que les sous-parties éventuelles, sont numérotées dans l'ordre, sous la forme 1., 1.1, 1.2, etc. Les équations sont numérotées et alignées à gauche :

$$\frac{d\lambda}{dt} = \dot{\lambda} + \frac{\partial h}{\partial x} \dot{\gamma}^2 \quad (\text{après : 6}) \quad (1)$$

Les légendes des figures sont en Times New Roman 10. Pour une bonne qualité de reproduction les photos ou dessins doivent être fournis sous forme papier aux dimensions prévues pour une intégration directe dans le texte (l'espace correspondant doit être laissé libre). Les références sont numérotées et citées (entre crochets) dans le texte par ordre d'apparition. Le format des principaux types de références est le suivant :

[1] John, P. Rheology for the rich. *J. Rheol.*, 12, 153-189 (2002).

[2] John, P.K. *Rheology for the poor*. (EDP Sciences, Paris, 2003).

[3] Jean, J. *Rhéologie pour tous les autres*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux, Bordeaux, France (2004).

3. Style (avant : 10 ; après : 8)

3.1 Divers (12 points, après : 6)

L'ensemble du document est contenu dans un espace de 17 cm de large sur 25,7 cm (retraits de 2 cm de chaque côté). Le début de l'article (titre, auteurs, résumés) est contenu dans une colonne de 17 cm de large. Le reste du texte (sauf la version abrégée) est affiché sur deux colonnes de 8,25 cm de large séparées de 0,5 cm. Mis à part le titre ainsi que les noms et adresses des auteurs qui sont centrés, l'ensemble du texte est justifié. Seuls les titres des paragraphes principaux sont en gras.

3.2 Autres (avant : 6 ; après : 6)

Les figures ou photos sont insérées dans le texte sous forme d'images, impérativement avec une définition de 300 dpi, et de préférence supérieure.

Sauf mention spéciale (entre parenthèses) pour certains titres et paragraphes spéciaux, les caractères du texte sont en Times New Roman 11 points. Les lignes de texte au sein d'un paragraphe sont séparées par un interligne simple. L'espacement "avant" les paragraphes est de zéro sauf mention spéciale. Les espacements "après" sont mentionnés entre parenthèses dans ce modèle.

Une feuille de style sera à terme disponible sur le site web du GFR. Après acceptation par le comité éditorial, il est demandé à l'auteur de fournir le texte final de préférence sous forme électronique. Aucune épreuve ni tiré-à-part ne seront envoyés aux auteurs.