



HAL
open science

Suspensions rhéo-épaississantes - Principes et applications

Cécile Clavaud, Antoine Bérut, Bloen Metzger, Yoel Forterre

► **To cite this version:**

Cécile Clavaud, Antoine Bérut, Bloen Metzger, Yoel Forterre. Suspensions rhéo-épaississantes - Principes et applications. Techniques de l'Ingénieur, 2018. ⟨hal-02365466⟩

HAL Id: hal-02365466

<https://hal.science/hal-02365466v1>

Submitted on 15 Nov 2019

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

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



HAL Authorization

Suspensions rhéo-épaississantes

Principes et applications

Shear thickening suspensions

Principles and applications

Cécile CLAVAUD
Doctorante contractuelle
Laboratoire IUSTI (Marseille)

Antoine BÉRUT
Post-doctorant
Institut de Physique de Rennes

Bloen METZGER
Chargé de Recherche CNRS
Laboratoire IUSTI (Marseille)

Yoël FORTERRE
Directeur de Recherche CNRS
Laboratoire IUSTI (Marseille)

Résumé

Le rhéo-épaississement est un phénomène observé dans certaines suspensions denses de particules. Il consiste en une augmentation parfois brutale de leur viscosité lorsqu'elles sont soumises à une forte contrainte. Ce comportement, très utile pour certaines applications technologiques, peut aussi s'avérer problématique dans certains processus industriels. Longtemps resté une énigme, le rhéo-épaississement est désormais décrit de façon cohérente par le modèle de transition frictionnelle. Cet article présente ce modèle ainsi que les études numériques et expérimentales qui le valident. Sont ensuite abordées différentes perspectives d'applications offertes par la compréhension de ce phénomène.

Résumé

Shear-thickening is observed in dense particulate suspensions and consists in a severe increase of the suspension viscosity above an onset stress. This behavior, which is very useful for certain technological applications, can also be an issue in some industrial processes. Shear thickening was considered a puzzle for a long time. It can now be explained as a frictional transition thanks to a recent theoretical model. This paper presents this model and its numerical and experimental validations. Different applications which may emerge from the understanding of this phenomenon are then discussed.

Mots-clés : rhéologie, suspensions de particules, fluides complexes, frottement, béton, amortisseurs actifs.

Keywords : rheology, particulate suspensions, complex fluids, friction, concrete, active damper.

Table des matières

1	Contexte	2
1.1	Qu'est-ce que le rhéo-épaississement ?	2
1.2	Applications industrielles	4
1.3	Une origine physique discutée	6
1.4	Problématique	7
2	Le modèle de transition frictionnelle	7
2.1	Rhéologie d'une suspension classique : analyse dimensionnelle	7
2.2	Ingrédients clés du modèle de transition frictionnelle : force répulsive et frottement	7
2.3	Simulations numériques du modèle	9
3	Mise en évidence expérimentale	10
3.1	Expériences macroscopiques	11
3.2	Expériences microscopiques	13
4	Conclusion : vers les matériaux d'avenir	14

Introduction

Certaines suspensions de particules ont la propriété de passer d'un comportement liquide, lorsqu'elles sont au repos ou qu'elles s'écoulent sous l'effet d'une faible contrainte, à un comportement solide lorsqu'elles sont sollicitées au-delà d'une contrainte critique. Cette propriété de rhéo-épaississement fascine les scientifiques et attire l'attention de nombreux industriels depuis longtemps. Ces derniers tentent pour la plupart d'éviter les dommages qu'une telle transition peut causer sur certaines installations (endommagement des mélangeurs, bouchage de conduites). D'autres en revanche utilisent cette propriété pour l'élaboration de matériaux innovants tels que des armures souples, des bétons auto-plaçants ou encore des protections médicales.

L'origine du rhéo-épaississement est longtemps restée obscure. Cependant, des prédictions théoriques récentes fournissent enfin un scénario cohérent pour expliquer cette transition. L'objectif de cet article est de présenter ce modèle dit *de transition frictionnelle* ainsi que les différentes études numériques et expérimentales qui le valident.

La compréhension du rhéo-épaississement devrait permettre de rationaliser certaines pratiques industrielles restées jusqu'alors empiriques. Nous illustrons en particulier dans la section 4 (paragraphe "Le rhéo-épaississement et les bétons modernes") comment le modèle de transition frictionnelle permet d'interpréter une innovation qui a révolutionné l'industrie du béton. Ce scénario offre aussi des perspectives prometteuses pour l'élaboration de fluides "intelligents" dont la rhéologie peut être ajustée à la demande.

1 Contexte

1.1 Qu'est-ce que le rhéo-épaississement ?

L'expérience quotidienne nous apprend que les fluides opposent une résistance à leur mise en mouvement, et que cette résistance est très variable selon la nature du fluide. Il est ainsi beaucoup plus difficile de déplacer une cuillère dans du miel que dans un verre d'eau. La grandeur physique

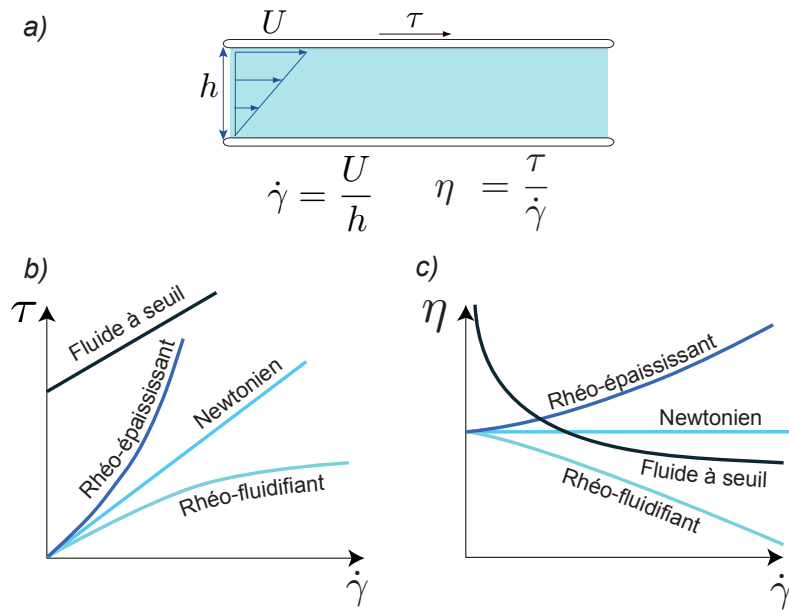


Figure 1 – Notions de base de rhéologie. a) Écoulement de cisaillement simple et définition des grandeurs élémentaires de rhéologie : taux de cisaillement $\dot{\gamma}$, contrainte de cisaillement τ , et viscosité $\eta = \tau/\dot{\gamma}$. b) Relations $\tau/\dot{\gamma}$ (contrainte/taux de cisaillement) correspondant aux principaux comportements de fluides newtoniens et non-newtoniens. c) Viscosité η en fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ correspondant à b).

qui caractérise cette résistance est la viscosité du fluide. Cette grandeur se définit de la façon suivante. Dans le cas d'un écoulement de cisaillement simple, comme représenté figure 1a, une couche de fluide d'épaisseur h est cisailée entre une plaque fixe et une plaque mobile à la vitesse U constante. Dans le régime stationnaire, le profil de vitesse est linéaire et permet de définir le taux de cisaillement $\dot{\gamma} = U/h$ (unité s^{-1}). La contrainte tangentielle τ (unité Pa) est la force tangentielle par unité de surface qu'il faut exercer sur la plaque supérieure pour assurer l'écoulement. La viscosité du fluide est alors définie par $\eta = \tau/\dot{\gamma}$ (unité Pa.s) [1]. Plus la viscosité est grande, plus la résistance du fluide à l'écoulement est importante. La viscosité du miel est ainsi de $\eta = 10$ Pa.s, tandis que celle de l'eau est parmi la plus faible des liquides, $\eta = 0,001$ Pa.s.

Pour la plupart des fluides comme les gaz ou les liquides simples, la viscosité est une grandeur qui ne dépend pas de la vitesse à laquelle le milieu s'écoule. La contrainte τ varie alors linéairement avec le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. Ces fluides sont appelés fluides newtoniens*. Il existe cependant de nombreux fluides dans la nature ou l'industrie qui ont un comportement plus complexe. C'est le cas des solutions de polymères, des émulsions, des mousses ou des gels. Leur viscosité peut décroître avec le taux de cisaillement (on parle de fluides rhéo-fluidifiants) ou augmenter avec le taux de cisaillement (on parle de fluides rhéo-épaississants). Parfois, la viscosité de ces fluides varie au cours du temps (on parle de fluides thixotropes, comme par exemple les yaourts). La viscosité peut également diverger quand le fluide est au repos. Dans ce cas, le fluide possède un seuil d'écoulement (c'est le cas par exemple de la boue ou du dentifrice). Les figures 1b et 1c résument les différents types de comportement évoqués. Le point commun de tous ces fluides complexes, dits non-newtoniens*, est qu'ils sont structurés à une échelle de taille intermédiaire entre l'échelle microscopique (taille des molécules de fluide) et macroscopique. Cette structure, induite par exemple par la présence de macromolécules, particules solides, gouttes, est responsable de leurs propriétés d'écoulement particulières [1].

L'un des comportement les plus spectaculaire chez les fluides non-newtoniens est le rhéo-épaississement brutal que l'on observe dans certaines suspensions* dont la fraction volumique* en particules ϕ (rapport du volume occupé par les grains sur le volume total, grains + liquide, de la suspension) est élevée. C'est le cas de l'amidon de maïs (commercialisé en France sous la

marque Maizena[®]) mélangé à l'eau (figure 2a). À faibles fractions volumiques, la viscosité de ce mélange est constante, comme pour un fluide newtonien. Quand la fraction volumique augmente, on observe un premier régime où la viscosité augmente de manière progressive avec le taux de cisaillement. On parle de rhéo-épaississement continu. Pour des fractions volumiques encore plus grandes, il apparaît une transition : la viscosité augmente brutalement, parfois de plusieurs ordres de grandeur, au-dessus d'un taux de cisaillement critique $\dot{\gamma}_c$. On parle de rhéo-épaississement discontinu. Dans ce régime, le milieu peut aller jusqu'à se bloquer et se comporter comme un solide. Ce comportement solide à grande vitesse de cisaillement explique qu'il soit possible de courir sur une piscine remplie de fluide rhéo-épaississant (figure 2b). De nombreuses vidéos existent sur internet illustrant le comportement remarquable de ces fluides (accessibles via une recherche internet avec des mots-clés tels que "Oobleck", "fluide non-newtonien", "Maizena").

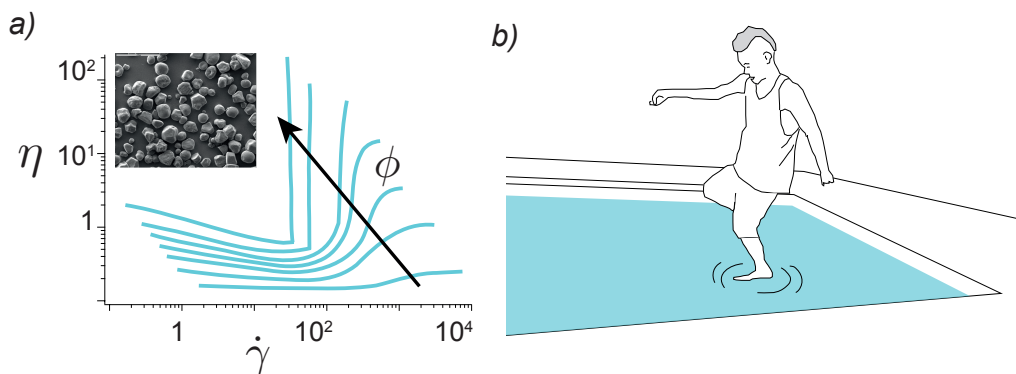


Figure 2 – Transition de rhéo-épaississement dans des suspensions concentrées. a) Viscosité d'une suspension d'amidon de maïs dans l'eau en fonction du taux de cisaillement pour différentes fractions volumiques ϕ . La taille des particules est de l'ordre de $5 - 20 \mu\text{m}$ (image sous microscopie électronique à balayage). b) Une suspension rhéo-épaississante a un comportement transitoirement solide sous impact : il est possible de courir à la surface d'une piscine remplie de ce matériau.

Historiquement, le rhéo-épaississement a d'abord été observé dans des suspensions d'origine végétale comme l'amidon de maïs, de riz ou de pomme de terre [2]. Depuis, ce phénomène a été observé dans de nombreuses autres suspensions constituées de matériaux très variés (silice, carbonate de calcium, plastique, oxide de titane, alumine, etc). La plupart des données de la littérature concerne des suspensions browniennes* ou colloïdales* [3], c'est-à-dire composées de particules de taille inférieure au micromètre soumises à l'agitation thermique. Cependant, le rhéo-épaississement est également observé dans des suspensions de particules de plus grande taille [2, 4, 5], démontrant que l'agitation thermique n'est pas indispensable pour observer ce phénomène. Il y a toutefois deux caractéristiques communes à l'ensemble des suspensions rhéo-épaississantes :

- La taille des particules est relativement faible (diamètre d typiquement inférieure à $50 \mu\text{m}$).
- La physico-chimie du milieu joue un rôle déterminant : présence de traitement de surface sur les particules (charges, polymères greffés), type de solvant (polaire ou apolaire, ionique, niveau de pH) ...

1.2 Applications industrielles

Le rhéo-épaississement n'est pas seulement une curiosité de la nature. L'encre, les peintures, le béton frais, le chocolat liquide ou les pâtes de céramiques sont autant de fluides rencontrés dans l'industrie qui présentent un caractère rhéo-épaississant. Comprendre et maîtriser l'origine du rhéo-épaississement est essentiel à de nombreux secteurs industriels comme ceux du verre, du génie civil, des cosmétiques, de l'agroalimentaire ou de l'industrie pharmaceutique.

Souvent, le rhéo-épaississement est une propriété que l'on cherche à éviter. L'augmentation brutale de la viscosité au-delà d'une vitesse critique peut en effet se traduire par un endommagement important des pompes et des mélangeurs, ou entraîner le bouchage de conduites. Les premières études sur le rhéo-épaississement ont ainsi été motivées par un problème touchant l'industrie pape-

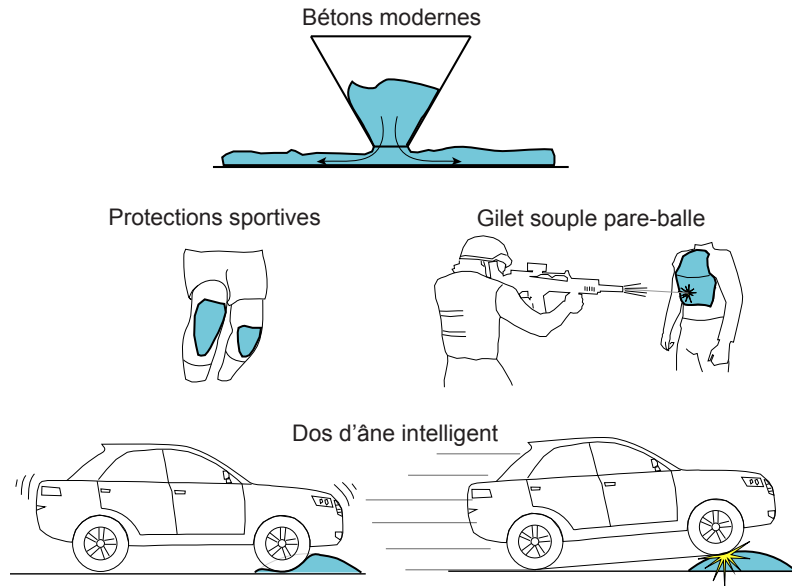


Figure 3 – Applications des suspensions rhéo-épaississantes.

tière lors de l'enduction de papier par des films de suspension [6]. À grande vitesse, il arrivait que l'augmentation de la viscosité soit telle que le papier se déchirait, endommageant ainsi l'ensemble de l'installation.

Les fluides rhéo-épaississants sont également caractérisés par un régime de très faible viscosité à bas taux de cisaillement, qu'il peut être avantageux d'utiliser en particulier pour manipuler les suspensions très concentrées. C'est le cas lors des procédés de moulages utilisant des poudres métalliques ou des poudres céramiques. Pour faciliter sa manipulation, la poudre est généralement dispersée dans un liquide. Un traitement des particules est effectué afin que la viscosité de la suspension soit faible même à fractions volumiques élevées. Un autre exemple est l'industrie chocolatière. Le chocolat est une suspension composée de fèves de cacao broyées et de sucre dans une phase continue grasse constituée principalement de beurre de cacao. L'ajout d'un adjuvant, la lecitine, permet d'obtenir une pâte très liquide tout en diminuant la teneur en graisse [7]. Mais l'application la plus importante est l'industrie du béton. Dans ce domaine, un enjeu majeur est de parvenir à augmenter au maximum la concentration en particules pour augmenter la résistance du matériau final, tout en maintenant la coulabilité du béton frais (figure 3). Nous discutons en détail cet exemple dans la section 4.

Récemment, le caractère rhéo-épaississant de certaines suspensions a inspiré aux industriels la formulation de nouveaux matériaux pour la conception d'armures et de protections sportives ou de prothèses médicales souples (figure 3). En effet, une suspension rhéo-épaississante est capable de dissiper une grande quantité d'énergie lors d'un choc tout en restant liquide en temps normal. Ainsi, ces vêtements autorisent le mouvement mais protègent le corps en cas d'impact de balle, de chute ou de mouvement brusque. La plupart des techniques récemment brevetées portant sur la fabrication d'armures souples consistent en l'infiltration d'un milieu fibreux par un fluide rhéo-épaississant. Par exemple, on peut imprégner un textile de Kevlar avec une suspension de micro-particules de silice et de polyéthylène glycol. Ce matériau possède une capacité d'absorption en énergie jusqu'à 3 fois supérieure à celle d'une armure en Kevlar pur. Il existe aujourd'hui plusieurs marques (Armourgel[®], D3O[®], ARTi-LAGE) qui vendent des vêtements ou des protections pour les articulations. La société STF Technologies propose des tissus médicaux protégeant des piqûres d'aiguilles. Une dernière application est la conception de ralentisseurs de type dos d'âne intelligents constitués d'une enveloppe souple remplie d'une suspension rhéo-épaississante (figure 3). La transition de rhéo-épaississement est ajustée à la limitation de vitesse, de sorte que les automobilistes roulant sous la limitation n'endommagent pas leur voiture. En revanche, à forte vitesse, l'effet est le même qu'un ralentisseur solide [8].

1.3 Une origine physique discutée

Plusieurs mécanismes ont été proposés pour expliquer le phénomène de rhéo-épaississement observé dans certaines suspensions concentrées.

Une première explication a émergé à la fin des années 1980 suite au développement de la dynamique stokesienne. Cette méthode numérique décrit la suspension comme un ensemble de sphères dures immergées dans un fluide newtonien et soumises aux forces hydrodynamiques (trainée visqueuse, lubrification) et à l'agitation thermique [9]. Dans ce cadre, le rhéo-épaississement est expliqué par la création, à fort taux de cisaillement, d'amas denses de particules dans le fluide (appelés hydro-clusters). Ces amas augmentent fortement la viscosité effective du milieu, à cause des forces de lubrification visqueuses qui divergent lorsque les particules sont très proches les unes des autres. Ce mécanisme ne prédit cependant qu'un rhéo-épaississement faible et progressif, avec une augmentation de viscosité d'un facteur 2 à 3, bien inférieure à celles observées dans les expériences. De plus, la transition de rhéo-épaississement n'est observée dans ces simulations que lorsque les particules sont browniennes. Ce mécanisme ne permet donc pas d'expliquer le rhéo-épaississement observé dans les suspensions de particules non-browniennes.

Une deuxième explication associe le rhéo-épaississement à une transition entre un régime visqueux et un régime inertiel à l'échelle des particules [10,11]. Lorsque le taux de cisaillement augmente, les particules subissent, en plus des forces visqueuses, des collisions comme dans un gaz. Le transfert de quantité de mouvement par collision implique alors que la contrainte sur les particules varie comme le carré du taux de cisaillement, $\tau \propto \dot{\gamma}^2$ (loi de Bagnold [12]). La viscosité augmente donc linéairement avec le taux de cisaillement : $\eta \propto \dot{\gamma}$. Là encore, il s'agit d'un rhéo-épaississement modéré qui ne décrit pas l'augmentation brutale de viscosité observée dans certaines suspensions. De plus, ce mécanisme n'a lieu que lorsque les effets d'inertie deviennent importants. Or l'observation de rhéo-épaississement dans des suspensions pour lesquelles l'inertie est négligeable ([10] par exemple) indique que celle-ci n'est pas nécessaire pour observer ce phénomène.

En parallèle de ces mécanismes, plusieurs scientifiques questionnent l'existence même du rhéo-épaississement [4,5,13]. De leur point de vue, le rhéo-épaississement n'est pas une propriété rhéologique intrinsèque mais provient d'artefacts spécifiques à la configuration expérimentale utilisée. Par exemple, la sédimentation dans le cas de particules plus denses que le fluide, la migration pour des configurations de cisaillement inhomogène ou encore la présence de confinement latéral (parois du rhéomètre) peuvent induire un rhéo-épaississement apparent sur la mesure de viscosité, cf. figure 4. Ces hypothèses n'expliquent toutefois pas pourquoi le rhéo-épaississement n'est observée que dans des suspensions bien spécifiques.

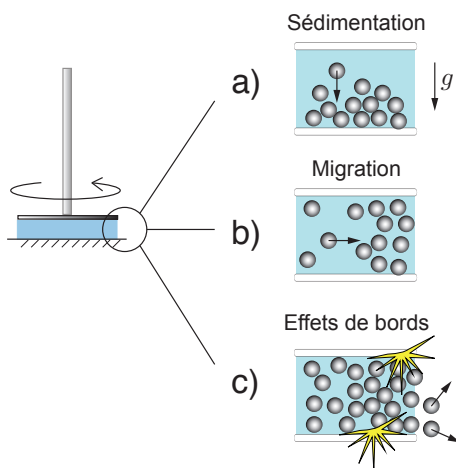


Figure 4 – Rhéo-épaississement apparent dû à des artefacts de mesures. a) Sous l'effet de la sédimentation, la suspension devient verticalement inhomogène. b) Sous l'effet de la migration latérale, la suspension devient horizontalement inhomogène. c) Effets du confinement dû aux parois et à l'interface suspension/air).

1.4 Problématique

Le paragraphe 1.3 montre que, malgré l'importance des fluides rhéo-épaississants dans l'industrie, le mécanisme à l'origine de ce phénomène reste mal compris. La situation a toutefois changé suite à des travaux numériques et théoriques publiés en 2013-2014. Ces études proposent un scénario cohérent qui décrit le rhéo-épaississement comme une transition frictionnelle. Dans la suite de l'article, nous décrivons ce modèle et sa validation expérimentale.

2 Le modèle de transition frictionnelle

2.1 Rhéologie d'une suspension classique : analyse dimensionnelle

Pour comprendre le rhéo-épaississement, il est utile d'aborder en premier lieu le cas d'une suspension classique constituée de sphères dures non-browniennes immergées dans un fluide newtonien (figure 5a). Dans ce type de système, les particules interagissent via les forces hydrodynamiques (trainée, lubrification) et les forces de contact solide (non-interpénétration, frottement solide). On peut montrer par un argument d'analyse dimensionnelle que la rhéologie d'une telle suspension est, à l'instar du fluide suspendant, purement newtonienne. En effet, les variables dont dépend le comportement de cette suspension sont le diamètre des particules d , la viscosité du fluide suspendant η_f , le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ et la fraction volumique en particules ϕ . On peut montrer qu'un seul nombre sans dimension peut être construit à partir de ces grandeurs : la fraction volumique ϕ . L'analyse dimensionnelle impose alors [14] que la viscosité de la suspension η_s s'écrit sous la forme :

$$\eta_s = \eta_f \times f(\phi), \quad (1)$$

où f est une fonction indéterminée. Ainsi, la viscosité d'une suspension classique ne dépend pas du taux de cisaillement imposé mais seulement de la fraction volumique en particules. Le comportement rhéologique d'une telle suspension est illustré sur les figures 5b et c :

- Sa viscosité η_s augmente avec la fraction volumique en particules et diverge pour une fraction volumique critique ϕ_c à partir de laquelle le système ne peut plus s'écouler. Les grains sont alors empilés de façon compacte et la suspension se comporte comme un solide.
- Pour une fraction volumique ϕ donnée telle que $\phi < \phi_c$, la viscosité de la suspension est indépendante du taux de cisaillement, comme prédit par l'équation 1.

2.2 Ingrédients clés du modèle de transition frictionnelle : force répulsive et frottement

Comme vu à la section 2.1, une suspension classique a un comportement newtonien. L'analyse dimensionnelle nous indique qu'il n'est donc pas possible d'obtenir un comportement rhéo-épaississant sans rajouter au moins un ingrédient au modèle. L'idée principale du modèle de transition frictionnelle est d'introduire une force répulsive entre les particules [15–17]. Cette force peut avoir plusieurs origines. Elle peut par exemple être induite en greffant des brosses de polymères à la surface des particules ou bien en utilisant des particules qui, une fois immergées dans le fluide suspendant, développent spontanément une charge électrostatique de surface. L'effet de la présence de cette force répulsive est illustré sur la figure 6a. À faibles taux de cisaillement (faible $\dot{\gamma}$), elle maintient les particules à distance. Celles-ci s'écoulent alors facilement, sans frotter les unes contre les autres. À l'inverse, si on augmente le taux de cisaillement, la force répulsive est vaincue par les forces hydrodynamiques. Les particules sont alors poussées au contact solide et frottent les unes contre les autres. La présence d'une force répulsive à courte portée permet donc d'expliquer qu'une même suspension puisse changer de comportement lorsque le taux de cisaillement varie. En effet, en augmentant le taux de cisaillement imposé, les particules passent d'un comportement non frottant à un comportement frottant.

L'analyse dimensionnelle permet de formaliser comment la viscosité varie avec le taux de cisaillement imposé. Outre le diamètre des particules d , la viscosité du fluide suspendant η_f , le taux de

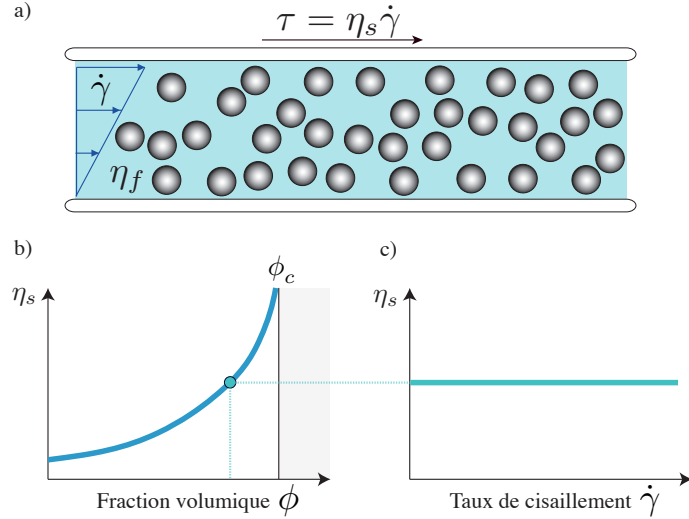


Figure 5 – Rhéologie d’une suspension idéale. a) Schéma d’une suspension classique de sphères dures non-browniennes immergées dans un fluide newtonien et visqueux. b) Augmentation de la viscosité avec la fraction volumique en particules puis divergence à une fraction volumique critique ϕ_c . c) Pour une fraction volumique donnée $\phi < \phi_c$, la viscosité de la suspension est constante quelque soit la valeur du taux de cisaillement (équation 1).

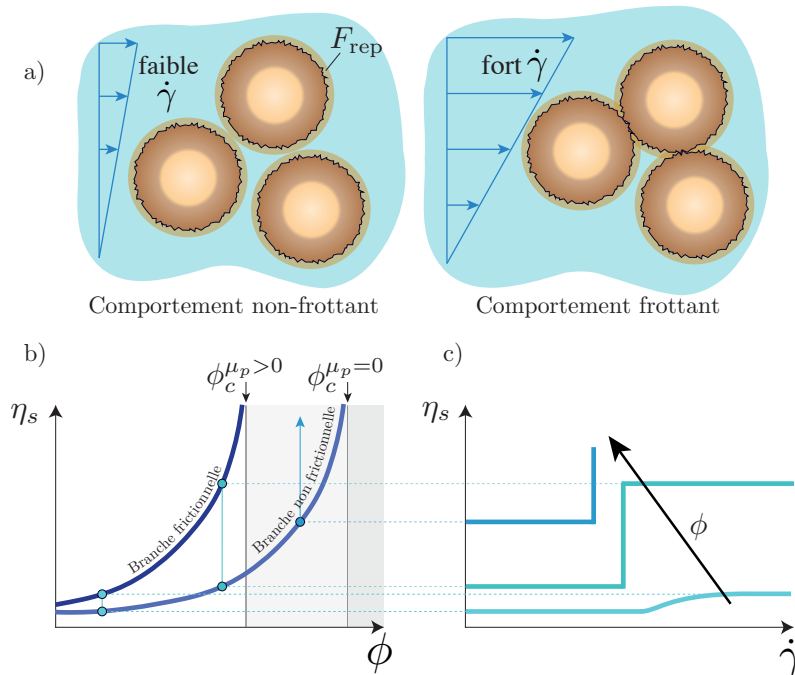


Figure 6 – Modèle de transition frictionnelle. a) Transition frictionnelle induite par la présence d’une force répulsive dont l’amplitude est notée F_{rep} entre des particules frottantes. b) Deux rhéologies possibles : la branche non-frictionnelle à faible taux de cisaillement et la branche frictionnelle à fort taux de cisaillement. c) Viscosité en fonction du taux de cisaillement pour différentes fractions volumiques.

cisaillement $\dot{\gamma}$ et la fraction volumique en particules ϕ , la suspension doit maintenant être décrite à l’aide d’une nouvelle variable : l’amplitude de la force répulsive entre les particules, notée F_{rep} . L’introduction de cette nouvelle échelle de force permet de construire un nouveau nombre sans

dimension :

$$\Gamma = \frac{\eta_f \dot{\gamma} d^2}{F_{\text{rep}}}, \quad (2)$$

qui représente le rapport entre les forces hydrodynamiques $\eta_f \dot{\gamma} d^2$ et la force la force répulsive F_{rep} . L'analyse dimensionnelle impose alors que la viscosité de la suspension η_s soit une fonction de ϕ et de Γ :

$$\eta_s = \eta_f \times f \left(\phi, \Gamma = \frac{\eta_f \dot{\gamma} d^2}{F_{\text{rep}}} \right). \quad (3)$$

Contrairement à l'expression donnée par l'équation 1, la viscosité de la suspension peut désormais dépendre du taux de cisaillement imposé $\dot{\gamma}$.

Cette transition entre un comportement non-frottant et un comportement frottant des particules modifie la viscosité de la suspension. En effet, comme nous l'avons vu précédemment (figure 5b), la viscosité d'une suspension diverge à une fraction volumique critique ϕ_c . Le point important est que cette fraction volumique critique dépend du coefficient de frottement* μ_p entre particules : pour des particules sphériques non-frottantes ($\mu_p = 0$), la fraction volumique critique vaut $\phi_c^{\mu_p=0} = 0,64$, alors que pour des particules frottantes ($\mu_p > 0$), elle vaut $\phi_c^{\mu_p>0} \approx 0,58$. Les courbes de viscosité correspondantes sont représentées sur la figure 6b. L'interprétation du rhéo-épaississement est alors simple. À faible taux de cisaillement, les particules ont un comportement non frottant. La viscosité de la suspension est alors donnée par la branche non-frottante, de plus basse viscosité. En augmentant le taux de cisaillement, les particules sont poussées au contact solide et adoptent donc un comportement frottant. La suspension passe ainsi sur la branche frottante de viscosité plus élevée.

Dans ce cadre, on peut également comprendre comment, en augmentant la fraction volumique, on passe d'un rhéo-épaississement continu à un rhéo-épaississement discontinu, voire au blocage de la suspension, comme illustré figure 6c. À faible fraction volumique, le saut de viscosité est continu et relativement faible, car les deux branches de viscosité sont proches l'une de l'autre. En augmentant la fraction volumique, le saut de viscosité devient discontinu et peut atteindre plusieurs ordres de grandeur car les branches s'éloignent rapidement l'une de l'autre en raison de la divergence plus précoce de la branche frottante. Enfin, pour $\phi > \phi_c^{\mu_p>0}$, la transition conduit au blocage total de la suspension car il n'y a plus de branche frottante à laquelle la suspension puisse accéder.

2.3 Simulations numériques du modèle

Les idées du modèle de transition frictionnelle ont émergé grâce aux simulations numériques d'un groupe de chercheurs du Benjamin Levich Institute à New York [15, 17]. Leur approche diffère fondamentalement de celle de la dynamique stokesienne discutée précédemment [18]. En effet, cette dernière suppose que le comportement des suspensions de particules est dominé par l'effet des interactions hydrodynamiques. Les chercheurs du Levich Institute, à l'inverse, ont introduit dans les suspensions l'idée de contact granulaire et mis en avant le rôle joué par le frottement. La suspension consiste en un ensemble de sphères dures immergées dans un fluide soumis à un écoulement de cisaillement. Chaque sphère est simulée individuellement et peut interagir avec les autres sphères. Les forces qui influent sur la dynamique de chaque sphère sont :

- La force de trainée, qui est proportionnelle à la différence entre la vitesse de la particule et la vitesse locale de l'écoulement de cisaillement imposé,
- Les forces de lubrifications, qui sont prises en compte lorsque la distance de séparation entre les surfaces des sphères devient petite devant leur taille. Leur amplitude est proportionnelle à la vitesse relative des sphères considérées et inversement proportionnelle à leur distance de séparation,
- Une force décrivant un contact de type granulaire. Celle-ci empêche les particules de s'interpénétrer et décrit la nature frictionnelle du contact par une loi de frottement de type Coulomb (caractérisée par un coefficient de frottement inter-grains μ_p),
- Une force répulsive de courte portée, qui reproduit l'effet d'une couche de polymère adsorbée ou celui d'une double couche électronique à la surface de chaque sphère.

Les simulations ont été réalisées pour différentes fractions volumiques $\phi = [0.45 - 0.64]$ et une grande gamme de taux de cisaillement. Comme prédit par le modèle, deux courbes rhéologiques émergent de ces simulations (figure 7a). La première, à faible taux de cisaillement, diverge à la fraction volumique critique correspondant à des sphères non-frottantes $\phi_c^{\mu_p=0}$. La seconde, obtenue à fort taux de cisaillement, diverge pour $\phi = \phi_c^{\mu_p>0}$. Dans ce cas, les forces répulsives de courte portée ne jouent aucun rôle puisqu'elles sont dominées par les forces hydrodynamiques.

Les simulations reproduisent également les courbes rhéologiques classiques des suspensions rhéo-épaississantes (figure 7b). On observe un rhéo-épaississement continu à faible fraction volumique, qui devient discontinu à plus forte fraction volumique. La transition de rhéo-épaississement discontinue a lieu pour une contrainte critique τ_c ou un taux de cisaillement critique $\dot{\gamma}_c$, qui sont liés à la force répulsive F_{rep} par la relation :

$$\tau_c = \beta \frac{F_{\text{rep}}}{d^2}, \quad \dot{\gamma}_c = \beta \frac{F_{\text{rep}}}{\eta_s^{\mu_p=0} d^2}, \quad (4)$$

avec $\beta \simeq 0.04$ et $\eta_s^{\mu_p=0}$ la viscosité de la branche non-frottante (qui dépend de ϕ). Toutes choses égales par ailleurs, la contrainte critique de rhéo-épaississement est donc inversement proportionnelle à la taille des particules au carré. Cette relation indique pourquoi le rhéo-épaississement ne s'observe que pour des particules suffisamment petites. Pour des particules macroscopiques, la force de répulsion, si elle existe, est toujours vaincue par les forces extérieures et le système est toujours frottant. L'avantage des simulations est qu'elles permettent de directement visualiser la prolifération du nombre de contacts frottants qui a lieu lors de la transition (figure 7c).

Les chercheurs du Levich Institute ont aussi étendu leurs simulations numériques au cas des suspensions browniennes en décrivant l'effet de l'agitation thermique des particules [19]. Ils ont ainsi pu montrer que cette agitation est équivalente à une force répulsive effective qui empêche les contacts frottants lorsque la suspension est soumise à un faible taux de cisaillement. Ainsi l'agitation thermique induit, à l'instar d'une force répulsive, un comportement rhéo-épaississant de la suspension. La contrainte critique de rhéo-épaississement généralisée aux particules browniennes s'écrit :

$$\tau_c \simeq \beta \frac{F_{\text{rep}}}{d^2} + 40 \frac{k_B T}{d^3}, \quad (5)$$

où k_B est la constante de Boltzmann et T est la température du système (en Kelvin). Pour les suspensions usuelles, la composante brownienne domine lorsque $d < 0,1 \mu\text{m}$.

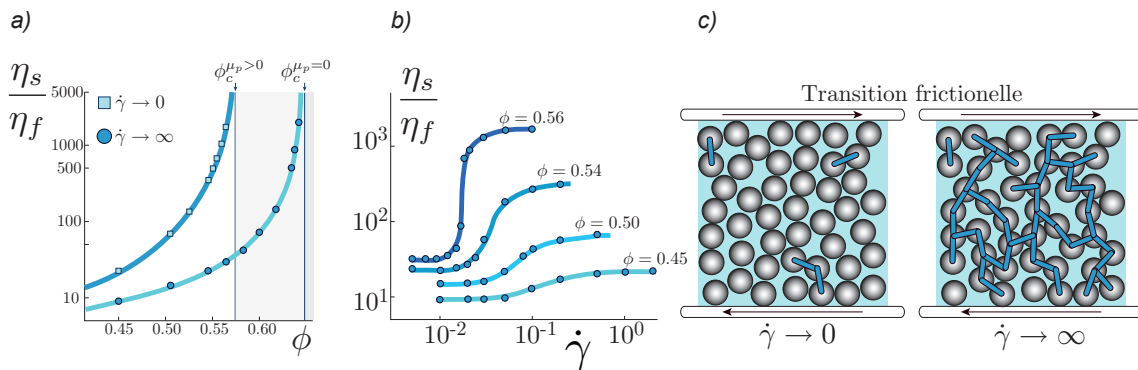


Figure 7 – Simulations numériques d'une suspension de sphères frottantes cisailées dans un fluide newtonien, interagissant via une force répulsive (adapté de [17]).

3 Mise en évidence expérimentale

Le modèle de transition frictionnelle offre un cadre théorique cohérent pour expliquer le rhéo-épaississement des suspensions concentrées. Il est toutefois difficile à tester expérimentalement sur

des suspensions réelles. En effet, les outils classiques de rhéologie donnent accès à la viscosité de la suspension mais pas au frottement entre les particules, qui est la grandeur clé du mécanisme. Dans ce chapitre, nous présentons deux approches expérimentales qui ont permis d'accéder à cette propriété. Ces études ont fourni une validation directe du modèle de transition frictionnelle pour les suspensions rhéo-épaississantes.

3.1 Expériences macroscopiques

Le premier type d'expérience, développé par les auteurs de cet article, s'inspire de la physique des écoulements granulaires, c'est-à-dire des milieux composés de grains macroscopiques comme le sable [20]. L'idée a été de mesurer l'angle d'avalanche d'une suspension pour caractériser son comportement frictionnel.

Un empilement de grains sous gravité forme un tas de forme conique ayant un angle bien défini [20] (figure 8a). De même, si l'on place des grains dans un tambour que l'on tourne continuellement, le système atteint un état stationnaire dans lequel une mince couche de grains (d'épaisseur h de l'ordre d'une dizaine de tailles de grains) coule avec un angle θ , à la surface d'un empilement statique en rotation solide avec le tambour (figure 8b).

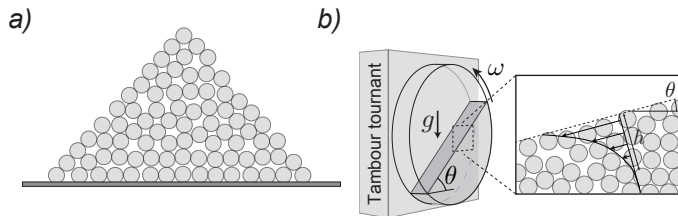


Figure 8 – L'angle de tas : une manifestation macroscopique du frottement entre particules.

Cet angle d'avalanche θ d'un milieu granulaire a deux origines très différentes. La première provient du frottement solide entre les particules. Plus les grains sont frottants, plus l'angle d'avalanche est élevé. Pour des coefficients de frottement usuels entre grains ($0,1 < \mu_p < 1$) et des particules de forme sphérique, l'angle d'avalanche est de l'ordre de $\theta \simeq 20^\circ - 25^\circ$. Par contre, lorsque le frottement μ_p entre grains devient très faible ($\mu_p < 0,1$), l'angle d'avalanche chute brutalement. Pour des sphères non frottantes ($\mu_p = 0$), les simulations numériques prédisent un angle d'avalanche très faible de $\theta = 5,76^\circ$ [21]. La seconde origine de l'angle d'avalanche est purement liée à la géométrie des grains. Elle a pour conséquence qu'un empilement de particules irrégulières comme le sable a un angle d'avalanche plus élevé qu'un empilement de billes sphériques. Elle explique également l'angle d'avalanche non nul obtenu pour des particules parfaitement non frottantes.

La mesure de l'angle d'avalanche est donc un moyen simple et direct d'accéder aux propriétés de frottement entre les particules. De plus, l'avalanche ayant lieu en surface, les grains sont soumis à des forces de confinement très faibles (leur propre poids). Cette configuration est donc appropriée pour tester l'existence d'un état non-frottant dans le cas où la force répulsive est dominante, tel que prédit par le modèle de transition frictionnelle.

Nous avons dans un premier temps comparé l'angle d'avalanche d'une suspension rhéo-épaississante typique (amidon de pomme de terre dans l'eau) avec celui d'une suspension classique non rhéo-épaississante (une suspension de billes de verre de diamètre $d \simeq 500 \mu\text{m}$ immergées dans un fluide de viscosité $\eta_f \simeq 60 \text{ mPa.s}$) [22]. Les particules sont placées dans un tambour rempli de fluide et mis en rotation lente à vitesse constante $\omega \leq 0,1^\circ/\text{s}$, jusqu'à la formation d'un tas stationnaire d'angle d'avalanche θ (figure 9). On constate que la suspension classique non rhéo-épaississante coule avec un angle d'avalanche de l'ordre de 25° , caractéristique de particules frottantes. En revanche, la suspension rhéo-épaississante coule avec un angle très faible, de l'ordre de 8° . Cet angle est proche de l'angle d'avalanche théorique obtenu avec des sphères non-frottantes. Ce résultat montre qu'il existe bien pour les suspensions rhéo-épaississantes un état non frottant entre particules, comme prédit par le modèle de transition frictionnelle.

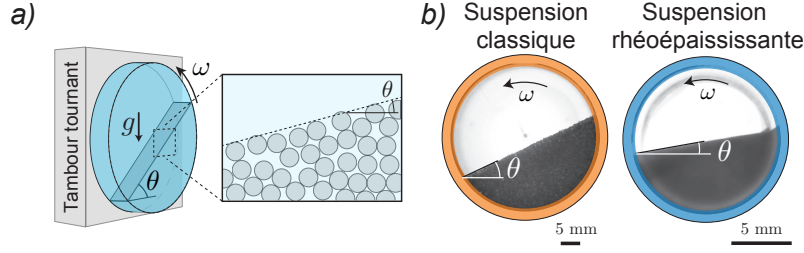


Figure 9 – Expériences macroscopiques de validation du modèle de transition frictionnelle (adaptées de [22]). a) Principe de mesure de l’angle d’avalanche θ de la suspension en tambour tournant. b) Comparaison entre le θ obtenu avec une suspension classique (billes de verre de diamètre $d \simeq 500 \mu\text{m}$ dans une huile visqueuse) et rhéo-épaississante (amidon de pomme de terre dans l’eau).

Dans le cadre du modèle, l’état non frottant provient d’une force répulsive courte portée entre les grains. Afin de tester cette hypothèse, nous avons étudié une suspension modèle de particules de silice non browniennes (diamètre $d = 24 \mu\text{m}$) immergées dans une solution aqueuse ionique (solution de chlorure de sodium NaCl et d’eau). La silice, de formule chimique SiO_2 , réagit avec l’eau pour former des groupements SiO^- à la surface des billes, qui deviennent donc chargées négativement en surface. Il existe ainsi une force de répulsion, de nature électrostatique, entre les particules. La portée de cette force répulsive, appelée longueur de Debye, peut être contrôlée en ajoutant dans le milieu des ions qui écrantent ces charges. L’expression de la longueur de Debye, à température ambiante et pour les ions considérés, vaut :

$$\lambda_D = \frac{0.304}{\sqrt{[\text{NaCl}]}} \text{ nm}, \quad (6)$$

où $[\text{NaCl}]$ est la concentration en ions sodium exprimée en mol.L^{-1} . Ainsi, plus le milieu est concentré en ions, plus la portée de la force répulsive diminue.

La figure 10a présente l’angle d’avalanche d’une suspension de silice dans des solutions ioniques de concentration croissante. Lorsque l’eau est pure ou lorsque la concentration en ions est très faible, l’angle d’avalanche est $\theta \simeq 6^\circ$. Cette valeur est quasiment égale à l’angle d’avalanche prédit pour des sphères non-frottantes. Ces expériences montrent que la présence d’une force de répulsion (ici d’origine électrostatique) induit un comportement non-frottant de la suspension. Lorsque la concentration en ions augmente, la portée des forces de répulsion diminue. Lorsque la portée de ces forces devient plus petite que la taille caractéristique des rugosités des particules ($\ell_r \approx 3 \text{ nm}$), les dernières frottent. Par conséquent, l’angle d’avalanche augmente rapidement, (figure 10a). Ce résultat s’interprète dans le cadre du modèle de transition frictionnelle. Selon ce scénario, la transition entre l’état non-frottant et l’état frottant apparaît quand la force extérieure F_g appliquée sur les grains est égale à la force répulsive F_{rep} . Ici, la force extérieure correspond au poids des grains déjaugé de la poussée d’Archimède :

$$F_g = N(\pi/6)d^3 \Delta\rho g, \quad (7)$$

où $\Delta\rho$ est la différence de densité entre les particules et le fluide et $N = 10$ le nombre de grains dans l’épaisseur de la couche de grains en écoulement. La force électrostatique entre deux sphères dans la suspension peut s’écrire sous la forme :

$$F_{\text{rep}}(z) = F_0 \exp(-z/\lambda_D), \quad (8)$$

où F_0 est une échelle de force dépendant de la taille des particule ($F_0/d \simeq 1 \text{ mN.m}^{-1}$) et z la distance entre les surfaces des particules. La force critique au contact ($z = 2\ell_r$) s’écrit donc $F_{\text{rep}} = F_0 \exp(-2\ell_r/\lambda_D)$. En égalisant cette expression avec F_g , on trouve que la transition frictionnelle a lieu pour :

$$\frac{\ell_r}{\lambda_D} = -\frac{1}{2} \ln \frac{N\pi\Delta\rho g d^3}{6F_0} \simeq 2. \quad (9)$$

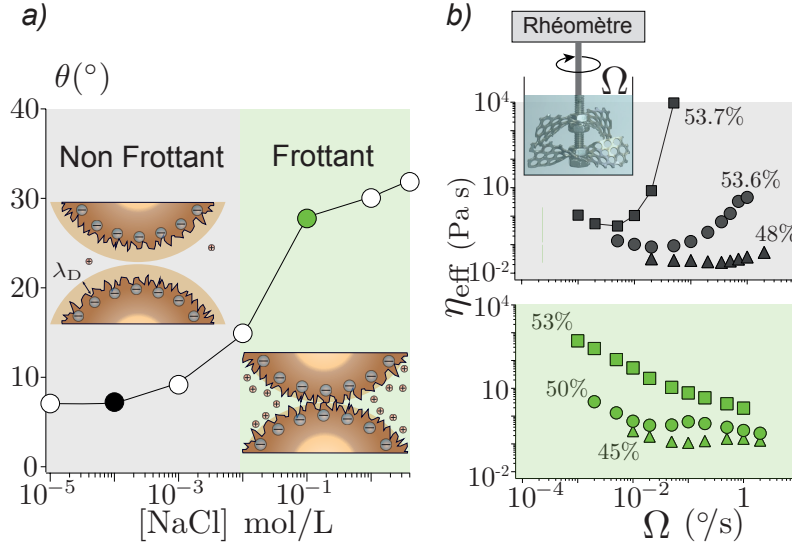


Figure 10 – Expériences macroscopiques de validation du modèle de transition frictionnelle (adaptées de [22]). a) Angle d’avalanche d’une suspension de billes de silice immergées dans une solution ionique de chlorure de sodium montrant une transition entre un état non-frottant (faibles concentrations ioniques, la portée de la répulsion électrostatique est grande devant la taille caractéristique des rugosités des billes) et un état frottant (fortes concentrations ioniques, la portée de la force de répulsion est faible devant la taille caractéristique des rugosités des billes). b) Caractérisation rhéologique de la suspension avant et après la transition frictionnelle. Le rhéo-épaississement est supprimé quand la force répulsive est écrantée.

Cette valeur est en accord avec la transition observée expérimentalement. Les résultats précédents montrent que l’on peut passer continument d’une suspension ayant un comportement non frottant à une suspension frottante en diminuant la portée de la force de répulsion entre grains.

Nous avons également fait le lien entre le comportement frictionnel microscopique des grains et le comportement rhéologique macroscopique de la suspension. Comme prédit par le modèle de transition frictionnelle, une suspension qui peut transiter d’un état non frottant à un état frottant est rhéo-épaississante. En revanche, lorsque l’état non frottant est supprimé par écrantage de la force répulsive, le rhéo-épaississement disparaît (figure 10a,b).

3.2 Expériences microscopiques

Les expériences précédentes ont validé le modèle de transition frictionnelle en utilisant une signature macroscopique du frottement entre particules : l’angle d’avalanche. Une deuxième validation de ce mécanisme est venue de mesures directes du coefficient de frottement microscopique μ_p entre deux particules, par des chercheurs de l’ESPCI, l’ENS et l’université Pierre et Marie Curie à Paris [23]. Pour cela, ces chercheurs ont développé une machine de force atomique originale utilisant un résonateur mécanique (un mini-diapason). Une particule est directement collée à la pointe du diapason, les autres forment une monocouche fixée sur une plaque, comme illustré figure 11a. Le diapason est mis en résonance à l’aide d’un élément piezo-électrique, à la fois dans les directions normale et tangentielle à la plaque. La présence d’interactions entre particules a pour effet de décaler la fréquence propre du résonateur et l’amplitude de résonance. La mesure de ces deux grandeurs permet de remonter aux forces normales F_N et tangentielles F_T , et donc au coefficient de frottement $\mu_p = F_N/F_T$ entre les particules.

Les auteurs ont ainsi mesuré le coefficient de frottement μ_p de particules micrométriques de polychlorure de vinyle (PVC) (diamètre moyen $d = 2 \mu\text{m}$) immergées dans une solution d’huile minérale et de plastifiant (Hexamoll[®] DINCH). Ce plastifiant est un liquide organique qui dissout légère-

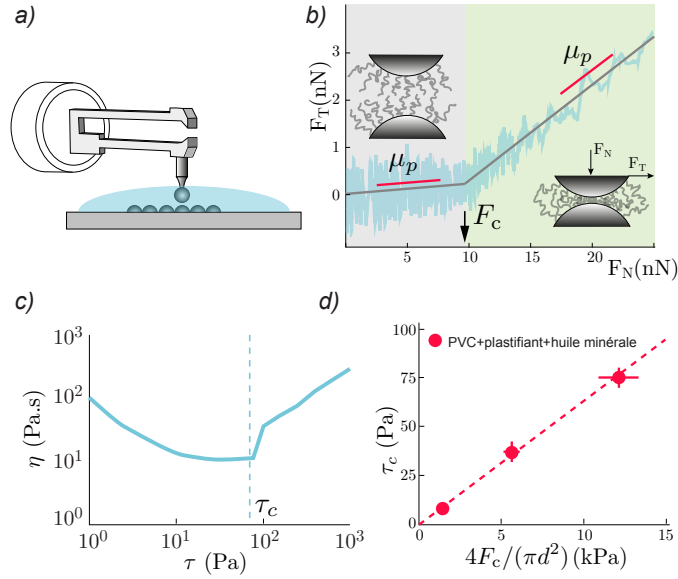


Figure 11 – Expériences microscopiques de validation du modèle de transition frictionnelle (figures adaptées de [23]). a) Machine de force atomique basée sur la résonance d’un diapason, utilisée pour mesurer le coefficient de frottement entre deux particules. b) Force tangentielle en fonction de la force normale pour deux particules de PVC dans une solution de plastifiant (Dinch) montrant la transition entre un régime non-frottant et un régime frottant au delà d’une force normale critique F_c . c) Viscosité η d’une solution concentrée de particules de PVC dans du Dinch en fonction de la contrainte tangentielle τ . La transition de rhéo-épaississement a lieu pour une contrainte critique τ_c . d) Contrainte critique de rhéo-épaississement τ_c en fonction de la force inter-particule critique F_c normalisée par la taille des particules pour différentes solutions de Dinch.

ment la surface des particules de PVC, créant une brosse de polymères à la surface des particules. Lorsque deux particules s’approchent l’une de l’autre à une distance z de l’ordre de la longueur des brosses, les polymères se repoussent par entropie, ce qui induit une force de répulsion normale entre celles-ci du type $F_{\text{rep}} \propto \exp(-z/\lambda)$, avec λ de l’ordre de quelques nanomètres.

La figure 11b montre comment la force tangentielle sur les particules varie en fonction de la force normale extérieure appliquée. À faibles forces normales, la force tangentielle est très faible, ce qui indique que le coefficient de frottement solide est quasi-nul ($\mu_p \simeq 0,02$). Dans ce régime, la force de répulsion induite par les brosses de polymères est suffisante pour empêcher le contact solide. Au-dessus d’une force critique F_c , la force de répulsion est vaincue. Le coefficient de frottement solide devient donc bien plus grand : $\mu_p \simeq 0,45$, en bon accord avec la valeur attendue pour du PVC.

Les auteurs ont fait le lien entre cette force critique mesurée à l’échelle microscopique et la rhéologie macroscopique de la suspension. Ils ont tout d’abord montré que cette suspension est rhéo-épaississante au dessus d’une contrainte macroscopique critique τ_c , cf figure 11c. Ils ont ensuite montré que cette contrainte critique de rhéo-épaississement est proportionnelles à la force critique F_c de la transition frictionnelle à l’échelle des grains, comme prédit par l’équation 4, cf figure 11d.

4 Conclusion : vers les matériaux d’avenir

Le modèle de transition frictionnelle, validé par des simulations numériques, des expériences microscopiques (mesure à l’échelle des particules) et des expériences macroscopiques (mesure à l’échelle de la suspension), fournit un cadre cohérent pour décrire le rhéo-épaississement. L’ensemble des résultats présentés dans cet article montre que ce phénomène est dû à la présence d’une force répulsive entre les particules qui induit un comportement non-frottant ou frottant des particules en

fonction des contraintes présentes au sein du système. L'augmentation brutale de la viscosité observée lors de cette transition est liée au fait que la fraction volumique critique ϕ_c d'une suspension dépend de l'état frictionnel des particules.

Ces résultats montrent que la physique du contact à l'échelle nanométrique et micrométrique entre particules a un impact majeur sur le comportement macroscopique des suspensions, c'est-à-dire sur la rhéologie. La vision longtemps acceptée dans le domaine, qui faisait jouer aux interactions hydrodynamiques le rôle dominant, est ainsi remise en cause par ce nouveau paradigme, qui ouvre des perspectives d'applications prometteuses. En effet la compréhension de l'influence combinée du frottement et de la physico-chimie à l'échelle des particules sur la rhéologie des suspensions devrait permettre de mieux contrôler les innovations évoquées à la section 1.2 : protections sportives, armures souples, bétons modernes (voir paragraphe plus bas). Cela ouvre également la voie au développement de suspensions dont la rhéologie peut être modifiée *in situ* par des sollicitations mécaniques externes, comme détaillé dans le paragraphe suivant.

Vers le contrôle actif de la rhéologie des suspensions. Les propriétés d'écoulement des suspensions sont généralement déterminées au moment de leur formulation (fraction volumique, traitement de surface, choix du solvant). Une stratégie différente est le contrôle *in situ* de la viscosité pendant leur utilisation [24]. Un groupe de l'université de Cornell a montré qu'il est possible d'éradiquer le comportement rhéo-épaississant d'une suspension en imposant une vibration externe de faible amplitude perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement, cf. figure 12. La vibration, qui désolidarise les contacts frottants entre particules, donne un moyen de réguler la viscosité de la suspension sur plusieurs décades. Ce contrôle actif de la rhéologie pourrait être utilisé pour résoudre les problèmes de blocage dans les écoulement de conduites et offre aussi des perspectives pour l'impression 3D, la robotique et le stockage d'énergie.

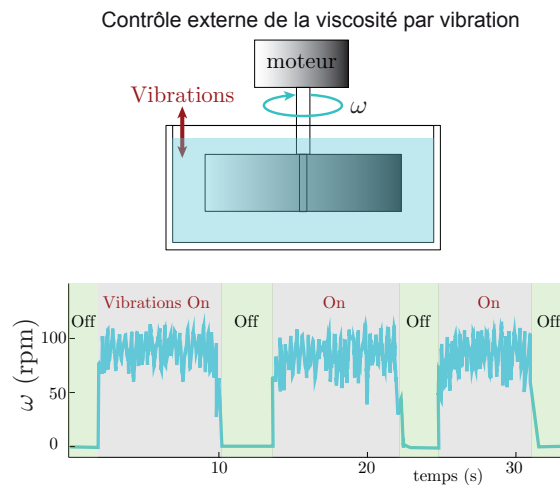


Figure 12 – Exemple de régulateur d'écoulement. L'écoulement est créé par une pale immergée entraînée par un moteur tournant (adaptée de [24]). Le réservoir peut être soumis à une vibration verticale. Le moteur, qui fournit un couple constant, ne tourne que lorsque les vibrations verticales sont activées et s'arrête à l'arrêt des vibrations.

Le rhéo-épaississement et les bétons modernes. Un autre domaine très actif de recherche s'est développé dans les années soixantes lorsque les constructeurs américains d'autoroutes ont découvert par accident que les performances des bétons sont bien meilleures lorsqu'une faible quantité de polymère est ajouté à leur préparation. L'ajout de polymères s'est avéré être un moyen efficace de diminuer la viscosité des bétons à l'état frais mais aussi d'augmenter significativement leur résistance à long terme. Depuis, l'utilisation de polymères appelés superplastifiants a largement contribué à la diversification et l'amélioration des propriétés des bétons (ouvrabilité et résistance).

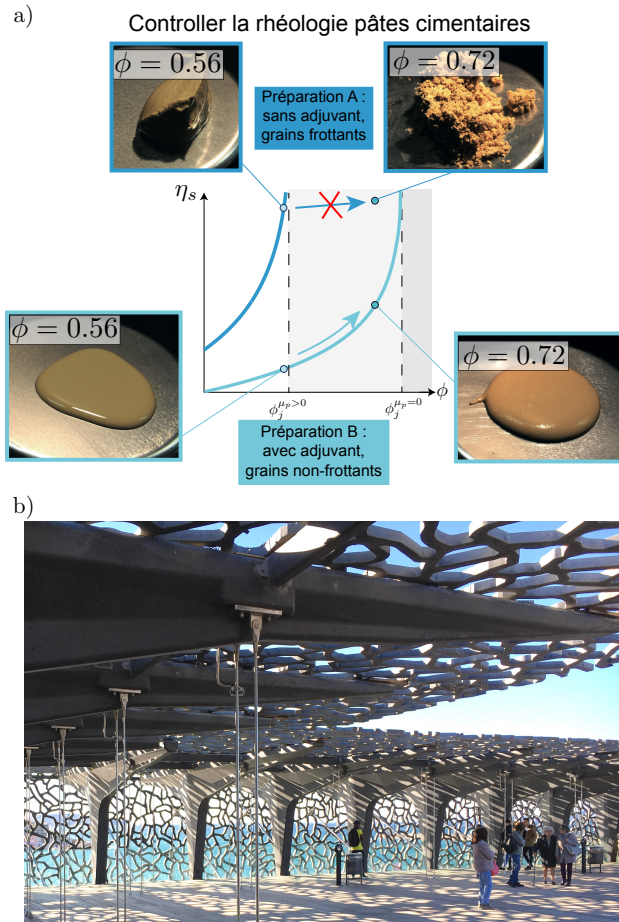


Figure 13 – a) Suspensions de carbonate de calcium préparée avec de l’eau pure (A) ou avec de l’eau et un adjuvant (B). Comparaison qualitative avec le scénario de transition frictionnelle. b) Exemple de bâtiment aux structures élancées (Mucem, Marseille) construit à l’aide de bétons modernes.

Aujourd’hui, les industriels du secteur tentent de se distinguer en proposant les adjuvants qui offrent les meilleures performances.

Les mécanismes à l’œuvre dans les processus évoqués ci-dessus peuvent être compris dans le cadre du modèle de transition frictionnelle. Les particules entrant dans la composition des pâtes cimentaires, comme la poudre de carbonate de calcium, sont attractives et flocculent lorsqu’elles sont immergées dans l’eau. La suspension ainsi obtenue présente un comportement frottant. En ajoutant un polymère bien choisi, celui-ci s’adsorbe à la surface des particules et les rend répulsives. Les particules déflocculent alors et se dispersent de façon homogène dans le fluide, rendant la suspension moins visqueuse. Le modèle de transition frictionnelle nous apprend de plus que la couche adsorbée de polymères empêche le contact frottant entre particules. La suspension, initialement très visqueuse, passe alors sur la branche non frottante et voit sa viscosité diminuer. L’ajout de polymères permet ainsi d’augmenter l’ouvrabilité des bétons qui deviennent auto-nivelant, d’une grande fluidité à l’état frais et très facile à surfacer. Mais le gain obtenu par l’ajout de polymères est double car une fois sur la branche non frottante, il est possible de préparer le béton à des fractions volumiques plus élevées, car la fraction volumique critique est plus élevée en l’absence de frottement. On obtient ainsi un matériau final plus résistant. Ces comportements sont illustrés sur la figure 13a qui compare la rhéologie de deux suspensions de poudre de carbonate de calcium préparées soit avec de l’eau pure soit avec de l’eau et 1 % de superplastifiant. On constate que l’ajout de superplastifiant permet non seulement de diminuer la viscosité à fraction volumique donnée, mais également d’explorer une gamme de fractions volumiques plus élevée.

Ces bétons modernes plus résistants, ont permis aux architectes d'envisager des constructions audacieuses, cf. figure 13b. La recherche de formulations optimales pour les superplastifiants reste un enjeu majeur de recherche et développement. Des mesures rhéologiques récentes [25] sur des suspensions de particules de carbonate de calcium montrent que le taux de cisaillement critique de rhéo-épaississement peut varier d'un ordre de grandeur en fonction du type de polymère utilisé.

Glossaire

- **Rhéologie ; rheology**
Science qui étudie la réponse en écoulement des fluides à des sollicitations mécaniques.
- **Fluide newtonien ; newtonian fluid**
Fluide dont la viscosité ne dépend pas de taux de cisaillement appliqué. Plus généralement, un fluide newtonien a une loi constitutive linéaire entre le tenseur des contraintes et le tenseur des taux de déformation. Cette loi fait intervenir deux constantes physiques : une viscosité de cisaillement η (celle discutée dans cet article) et une viscosité de volume liée à la compressibilité du milieu.
- **Fluide non-newtonien ; non newtonian fluid**
Fluide dont la loi constitutive dévie de celle d'un fluide newtonien (exemple : viscosité dépendante du taux de cisaillement, viscosité évoluant dans le temps, présence d'élasticité, etc).
- **Suspension ; suspension**
Fluide composé d'un mélange de particules dans un liquide. Une suspension est dite iso-dense lorsque la densité des particules est égale à celle du liquide suspendant.
- **Fraction volumique ; packing fraction**
Rapport entre le volume occupé par les particules et le volume total (fluides + particules) de la suspension.
- **Mouvement brownien ; brownian motion**
Mouvement aléatoire d'une particule immergée dans un fluide causé par les collisions, d'origine thermique, entre la particule et les molécules du fluide.
- **Suspension brownienne ; brownian suspension**
Suspension composée de particules suffisamment petites pour être soumises au mouvement brownien ($d < 0.1 - 1 \mu\text{m}$).
- **Suspension colloïdale ; colloidal suspension**
Suspension composée de particules suffisamment petites pour être soumises aux interactions colloïdales ($d < 10 - 100 \mu\text{m}$), c'est-à-dire aux interactions d'origine électromagnétique et entropique entre particules (force de Van der Waals, forces électrostatiques, répulsion stérique entre molécule, etc).
- **Coefficient de frottement ; friction coefficient**
Coefficient qui caractérise la résistance au mouvement relatif entre deux solides au contact. Le coefficient de frottement est le rapport entre la force tangentielle nécessaire pour mettre les solides en mouvement relatif de translation et la force normale qui s'applique sur les solides.

Sigles, notations et symboles

- τ (Pa) contrainte tangentielle
- $\dot{\gamma}$ (s^{-1}) taux de cisaillement
- η (Pa.s) viscosité
- η_f (Pa.s) viscosité du fluide suspendant
- η_s (Pa.s) viscosité de la suspension
- μ_p (sans dimension) coefficient de frottement solide entre deux particules
- ϕ (sans dimension) fraction volumique de la suspension
- ϕ_c (sans dimension) fraction volumique critique de la suspension
- $\phi_c^{\mu_p=0}$ (sans dimension) fraction volumique critique d'une suspension de particules non frottantes
- $\phi_c^{\mu_p>0}$ (sans dimension) fraction volumique critique d'une suspension de particules frottantes
- d (m) diamètre des particules
- ρ (kg/m^3) densité des particules
- F_{rep} (N) amplitude de la force répulsive courte portée entre particules
- Γ (sans dimension) nombre sans dimension comparant les forces hydrodynamiques aux forces répulsive entre particules

- F_c (N) force critique à laquelle le frottement entre les particules entre en jeu
- τ_c (Pa) contrainte critique de rhéo-épaississement
- $\dot{\gamma}_c$ (s^{-1}) taux de cisaillement critique de rhéo-épaississement
- θ (degré) angle d'avalanche
- λ_D (m) longueur de Debye
- ℓ_r (m) taille caractéristique des rugosités des particules
- $\Delta\rho$ (kg/m^3) différence de densité entre les particules et le fluide suspendant
- g (m/s^2) accélération de la pesanteur (gravité)
- z (m) distance entre les surfaces des particules

Suspensions rhéo-épaississantes Principes et applications

Shear thickening suspensions Principles and applications

Cécile CLAVAUD Antoine BÉRUT
Doctorante contractuelle Post-doctorant
Laboratoire IUSTI (Marseille) Institut de Physique de Rennes

Bloen METZGER Yoël FORTERRE
Chargé de Recherche CNRS Directeur de Recherche CNRS
Laboratoire IUSTI (Marseille) Laboratoire IUSTI (Marseille)

Pour en savoir plus

- [1] Étienne GUYON, Jean-Pierre HULIN et Luc PETIT : *Hydrodynamique physique*. CNRS Édition, 3 édition, 2012.
- [2] H FREUNDLICH et HL RÖDER : Dilatancy and its relation to thixotropy. *Transactions of the Faraday Society*, 34 :308–316, 1938.
- [3] Willem H BOERSMA, Jozua LAVEN et Hans N STEIN : Shear thickening (dilatancy) in concentrated dispersions. *AIChE journal*, 36(3) :321–332, 1990.
- [4] Eric BROWN et Heinrich M JAEGER : Shear thickening in concentrated suspensions : phenomenology, mechanisms and relations to jamming. *Reports on Progress in Physics*, 77(4), 2014.
- [5] Eric BROWN et Heinrich M JAEGER : The role of dilation and confining stresses in shear thickening of dense suspensions. *Journal of Rheology*, 56(4) :875–923, 2012.
- [6] Arthur A TRACTON : *Coatings technology handbook*. CRC press, 2005.
- [7] Marlene B STAUFFER : Chocolate behavior-what influences your selection? *Manufacturing Confectioner*, 78 :75–80, 1998.
- [8] <http://www.badenova.es/badenova-en/>.
- [9] John F. BRADY et Georges BOSSIS : The rheology of concentrated suspensions of spheres in simple shear flow by numerical simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, 155 :105–129, 1985.
- [10] Abdoulaye FALL, Anaël LEMAÎTRE, François BERTRAND, Daniel BONN et Guillaume OVARLEZ : Shear thickening and migration in granular suspensions. *Physical Review Letters*, 105(26), 2010.
- [11] Nicolas FERNANDEZ, Roman MANI, David RINALDI, Dirk KADAU, Martin MOSQUET, Hélène LOMBOIS-BURGER, Juliette CAYER-BARRIOZ, Hans J HERRMANN, Nicholas D SPENCER et Lucio ISA : Microscopic mechanism for shear thickening of non-brownian suspensions. *Physical Review Letters*, 111(10), 2013.
- [12] Ralph A BAGNOLD : Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a newtonian fluid under shear. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, pages 49–63, 1954.
- [13] Abdoulaye FALL, François BERTRAND, David HAUTEMAYOU, Cédric MEZIÈRE, Pascal MOUCHERONT, Anaël LEMAITRE et Guillaume OVARLEZ : Macroscopic discontinuous shear thickening versus local shear jamming in cornstarch. *Physical review letters*, 114(9), 2015.
- [14] Grigory Isaakovich BARENBLATT : *Scaling, self-similarity, and intermediate asymptotics : dimensional analysis and intermediate asymptotics*, volume 14. Cambridge University Press, 1996.

- [15] Ryohei SETO, Romain MARI, Jeffrey F. MORRIS et Morton M. DENN : Discontinuous shear thickening of frictional hard-sphere suspensions. *Phys. Rev. Lett.*, 111, Nov 2013.
- [16] Matthieu WYART et Michael E. CATES : Discontinuous shear thickening without inertia in dense non-brownian suspensions. *Phys. Rev. Lett.*, 112, Mar 2014.
- [17] Romain MARI, Ryohei SETO, Jeffrey F. MORRIS et Morton M. DENN : Shear thickening, frictionless and frictional rheologies in non-brownian suspensions. *Journal of Rheology*, 58(6) : 1693–1724, 2014.
- [18] John F BRADY et Georges BOSSIS : Stokesian dynamics. *Annual review of fluid mechanics*, 20(1) :111–157, 1988.
- [19] Romain MARI, Ryohei SETO, Jeffrey F MORRIS et Morton M DENN : Discontinuous shear thickening in brownian suspensions by dynamic simulation. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 112(50) :15326–15330, 2015.
- [20] Bruno ANDREOTTI, Yoël FORTERRE et Olivier POULIQUEN : *Granular media : between fluid and solid*. Cambridge University Press, 2013.
- [21] Pierre-Emmanuel PEYNEAU et Jean-Noël ROUX : Frictionless bead packs have macroscopic friction, but no dilatancy. *Phys. Rev. E*, 78, Jul 2008.
- [22] Cécile CLAVAUD, Antoine BÉRUT, Bloen METZGER et Yoël FORTERRE : Revealing the frictional transition in shear-thickening suspensions. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 114(20) :5147–5152, 2017.
- [23] Jean COMTET, Guillaume CHATTÉ, Antoine NIGUÈS, Lydéric BOCQUET, Alessandro SIRIA et Annie COLIN : Pairwise frictional profile between particles determines discontinuous shear thickening transition in non-colloidal suspensions. *Nature communications*, 8, 2017.
- [24] Neil Y. C. LIN, Christopher NESS, Michael E CATES, Jin SUN et Itai COHEN : Tunable shear thickening in suspensions. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 113(39) : 10774–10778, 2016.
- [25] N. FERNANDEZ : *From tribology to rheology impact of interparticle friction in the shear-thickening of non-Brownian suspensions*. Thèse de doctorat, ETH Zurich, 2014.

À lire également dans nos bases

- [1] Bernard LE NEINDRE : Viscosité définitions et dispositifs de mesure. *Techniques de l'ingénieur Constantes mécaniques et viscosité*, base documentaire : TIB339DUO.(ref. article : k478), 2004. fr.
- [2] Bernard LE NEINDRE : Viscosité méthodes destination pour les fluides. *Techniques de l'ingénieur Constantes mécaniques et viscosité*, base documentaire : TIB339DUO.(ref. article : k479), 2005. fr.
- [3] Joël SCHER : Rhéologie, texture et texturation des produits alimentaires. *Techniques de l'ingénieur Opérations unitaires du génie industriel alimentaire*, base documentaire : TIB430DUO.(ref. article : f3300), 2006. fr.
- [4] François CUSSIGH : Bétons auto-plaçants (bap). *Techniques de l'ingénieur Les bétons dans la construction*, base documentaire : TIB221DUO.(ref. article : c2217), 2007. fr.
- [5] Dominique DUPUIS : Mesure de la viscosité principes généraux. *Techniques de l'ingénieur Métrologie relative aux fluides - Vitesses et débits*, base documentaire : TIB402DUO.(ref. article : r2350), 2008. fr.
- [6] Jean Michel TORRENTI : Du béton frais au béton durci Éléments de comportement. *Techniques de l'ingénieur Les bétons dans la construction*, base documentaire : TIB221DUO.(ref. article : c2240), 2009. fr.
- [7] Carlos DRUMMOND et Philippe RICHETTI : Nanotribologie : les processus élémentaires du frottement. *Techniques de l'ingénieur Frottement et usure*, base documentaire : TIB464DUO.(ref. article : tri1400), 2010. fr.