



Projet tuteuré

MESURE DE LA VISCOSITÉ ÉLONGATIONNELLE
D'UNE SUSPENSION CONCENTRÉE

Projet réalisé au laboratoire InΦNi

*Edme Florian
Laurent Charlotte
Roubeau-Tissot Amael*

Tutrice : Mme Lemaire Elisabeth

19 Janv. 2017 - 2 Juin 2017

Sommaire

Introduction	1
1 Caractéristiques d'une suspension	3
1.1 Propriétés d'une suspension	3
1.1.1 Homogénéité d'une suspension	3
1.1.2 Forces interparticulaires	3
1.1.3 Mouvement brownien	4
1.1.4 Force de gravité	4
1.2 Mise en suspension [1]	5
1.3 Différents régimes de concentration	6
1.3.1 Le régime dilué	6
1.3.2 Le régime semi-dilué	7
1.3.3 Le régime concentré	7
1.4 Différents type de particules	7
2 Viscosité de cisaillement	8
2.1 Définition de la viscosité pour une expérience de cisaillement simple	8
2.2 Effet de la concentration sur la viscosité d'une suspension	9
2.3 Evaluation heuristique de la viscosité	9
3 Viscosité élongationnelle	11
3.1 Loi de Trouton	11
3.2 Test d'élongation	12
3.2.1 Extension simple : Paroi mobile	12
3.2.2 Effet de la gravité	13
3.2.3 Effet de la tension de surface	14
Conclusion	15

Introduction

On classe d'habitude la matière condensée en 2 catégories : les liquides et les solides. Si les premiers se déforment indéfiniment quand ils sont soumis à une force, les solides eux se déforment au début de la sollicitation et atteignent une déformation d'équilibre. Cependant beaucoup de matériaux ont un comportement beaucoup plus complexe et possèdent à la fois des caractéristiques empruntées aux solides et aux liquides. En particulier la viscosité de ces matériaux pourra dépendre de la valeur de la contrainte. Certains seront de plus en plus visqueux au fur et à mesure que la contrainte augmente, on les appelle les fluides rhéoépaississants (FIGURE 2). Si au contraire ils le deviennent de moins en moins, on les appelle les fluides rhéofluidifiants (FIGURE 1).

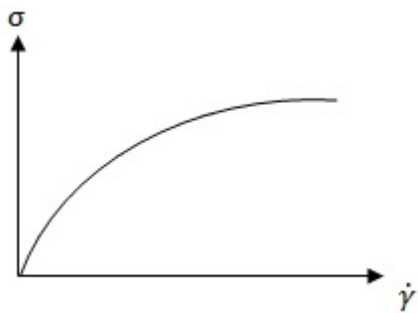


FIGURE 1 – Fluide Rhéofluidifiant

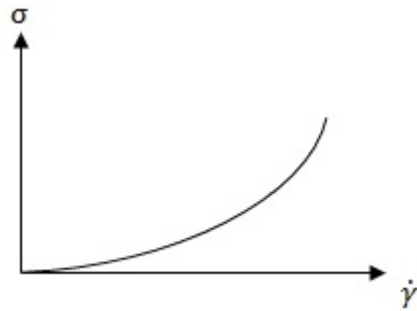


FIGURE 2 – Fluide Rhéoépaississant

avec σ : la contrainte; $\dot{\gamma}$: le taux de cisaillement

L'étude de ces phénomènes est vaste et est applicable dans notre vie de tous les jours. En effet des produits comme le dentifrice ou encore les suspensions de fécule de maïs en sont des exemples, la rhéologie en étudie les caractéristiques.

La rhéologie est la science qui étudie les déformations et l'écoulement de la matière. Elle s'intéresse à l'observation des fluides à l'échelle microscopique.

On étudiera dans notre projet, encadrés par l'équipe de **Rhéologie des Suspensions du laboratoire InφNi** et principalement Mme Lemaire Elisabeth, les deux types de fluides connus : newtonien et non-newtonien.

Un fluide newtonien se caractérise par une viscosité constante en fonction du taux de cisaillement. C'est-à-dire que la viscosité de cisaillement ne dépend pas des contraintes qui lui sont appliquées. En ce qui concerne les fluides non-newtoniens, ils se caractérisent par une viscosité qui varie en fonction du taux de cisaillement. On distingue alors deux types de fluides non-newtoniens, les rhéoépaississants et les rhéofluidifiants définis précédemment.

En plus de la viscosité de cisaillement, les fluides sont caractérisés par leur viscosité élongationnelle. Pour les fluides newtoniens, la relation entre la viscosité de cisaillement, μ , et la

viscosité élongationnelle, μ_e , est très simple : $\mu_e = 3\mu$. En revanche, il n'existe aucune relation universelle pour les fluides non-newtoniens et il est indispensable de mesurer la viscosité élongationnelle si on souhaite la connaître.

Après avoir fait quelques rappels sur les suspensions (Chapitre 1), nous donnerons quelques éléments sur leur viscosité de cisaillement (Chapitre 2) pour terminer par la description du principe de l'expérience que nous mènerons pour déterminer la viscosité élongationnelle (Chapitre 3).

Chapitre 1

Caractéristiques d'une suspension

Une suspension est constituée de particules solides dispersées dans un liquide.

1.1 Propriétés d'une suspension

1.1.1 Homogénéité d'une suspension

Une suspension est par essence un milieu hétérogène. Pour le décrire plus simplement on choisit de définir un volume beaucoup plus grand qu'une particule afin de se ramener à un système considéré comme homogène. On appelle ce volume : le volume élémentaire représentatif, il permettra de faire des mesures pertinentes.

1.1.2 Forces interparticulaires

Nous serons amenés à étudier un ensemble de particules solides immergées dans un liquide, il s'agit d'une suspension. L'étude d'une suspension nous montre qu'il existe des forces appelées colloïdales.

Les forces colloïdales, interviennent entre deux particules solides. Elles sont présentes pour des particules d'une taille $a \leq 1 - 10\mu m$.

Tout d'abord la **force électrostatique**, qui est principalement répulsive, dont l'origine est la charge surfacique portée par les particules. (FIGURE 1.1)

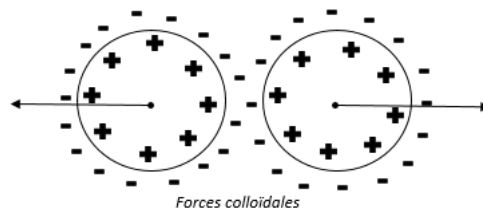


FIGURE 1.1 – Force électrostatique entre deux particules

Ces interactions ne sont possibles que lorsque la distance entre ces deux particules est faible.

Il existe également les **forces de Van der Waals** qui sont des interactions électromagnétiques d'origine dipolaire, ainsi le dipôle porté par une particule influence les autres (FIGURE 1.2).

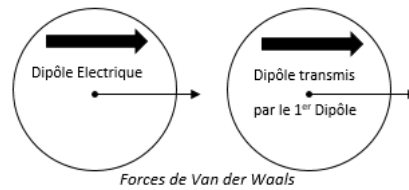


FIGURE 1.2 – Forces de Van der Waals

1.1.3 Mouvement brownien

Le **mouvement brownien** intervient pour des particules de taille $a < 1\mu m$.

Contrairement aux interactions précédentes, le mouvement brownien consiste à l'interaction entre une particule solide et les molécules du liquide dans lequel elle est immergée (Voir FIGURE 1.3). Cela entraîne un mouvement aléatoire de la forme :

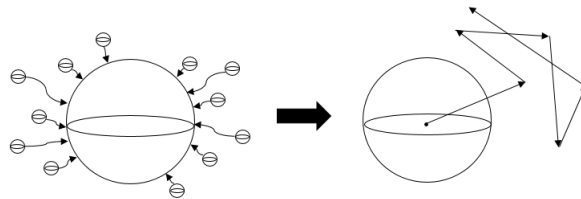


FIGURE 1.3 – Mouvement brownien d'une particule solide

Pour notre projet nous négligerons les interactions colloïdales et le mouvement brownien. En effet la taille des particules que nous étudierons est de l'ordre de $a = 100\mu m$

1.1.4 Force de gravité

Trois forces agissent sur la particule en suspension, une impliquant le gradient de pression, une autre le tenseur de taux de déformation et enfin la force de gravité. Toutes s'appliquent sur chaque élément de surface de la particule : dS

Celle impliquant le gradient de pression est appelée poussée d'Archimède :

$$\vec{P}_A = \iint d\vec{f} = \iint -p d\vec{S} \quad (1.1)$$

avec p : la pression ; $d\vec{S}$: élément de la surface considérée

D'après la loi fondamentale de l'hydrostatique l'équation (1.1) donne :

$$\vec{P}_A = - \iiint \vec{\nabla} p dV = - \iiint \rho_L \vec{g} dV = -\rho_L \frac{\pi d^3}{6} \vec{g} \quad (1.2)$$

avec dV : le volume considéré; ρ_L : masse volumique du liquide; $\frac{\pi d^3}{6}$: volume de la particule

La seconde force est la force de trainée visqueuse [1] :

$$F = \int 2\mu\bar{\epsilon} \cdot \vec{n} dS \quad (1.3)$$

avec μ : viscosité; $\bar{\epsilon}$: tenseur du taux de déformation

Enfin la gravité :

$$\vec{F} = m\vec{g} = \rho_S \frac{\pi d^3}{6} \vec{g} \quad (1.4)$$

avec m : la masse de la particule; \vec{g} : la constante gravitationnelle; ρ_S : masse volumique de la particule solide

La force étant proportionnelle à la vitesse on peut en déduire la force de Stokes :

$$\vec{F}_s = k\mu d \vec{V}_{chute} \quad (1.5)$$

avec k : constante valant -3π ; μ : la viscosité; V_{chute} : la vitesse de chute; d : le diamètre de la particule

Ainsi d'après la deuxième loi de Newton on peut écrire le bilan des forces [1] :

$$\sum \vec{F} = \vec{0} \quad (1.6)$$

$$(\rho_L - \rho_S)g \frac{\pi d^3}{3} + k\mu V_{chute} d = 0$$

Avec :

ρ_L, ρ_S : respectivement densité du liquide et densité de la particule solide;
 g : la gravité;

Nous obtenons ainsi la vitesse de chute :

$$V_{chute} = \frac{d^2 \Delta \rho g}{18\mu} \quad (1.7)$$

avec $\Delta \rho = \rho_S - \rho_L$

Ainsi lorsque la densité de la particule est supérieure à celle du liquide, il s'agit de la sédimentation, la vitesse de chute est dirigée vers le bas. Inversement lorsque cette vitesse est dirigée vers le haut on parle de crémage.

1.2 Mise en suspension [1]

Nous pouvons décrire la mise en suspension des particules d'un point de vue énergétique. En effet elle se caractérise par des énergies d'interaction entre les particules solides et le liquide dans la suspension. Nous pouvons ainsi définir :

- w_L comme l'énergie d'interaction des particules liquides
- w_S comme l'énergie d'interaction des particules solides
- w_{LS} comme l'énergie d'interaction entre les particules solides et le liquide dans la suspension, on l'appelle également énergie d'adhésion
- A comme la surface totale des particules solides

On peut donc définir l'énergie totale à fournir afin de créer une suspension [1] :

$$\Delta W = A\left(\frac{w_L}{2} - w_{LS}\right) \quad (1.8)$$

Si l'énergie est positive alors il sera plus difficile de mettre en place une suspension contrairement au cas où l'énergie sera négative.

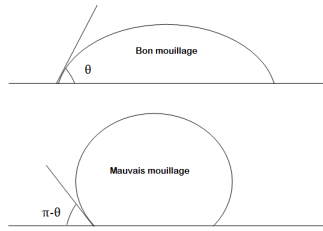


FIGURE 1.4 – Mouillage [1]

On peut déterminer le signe de ΔW en posant une goutte du liquide sur une surface constituée du solide que l'on doit suspendre (Voir FIGURE 1.4). La relation de Young-Dupré nous permet d'exprimer w_{LS} en fonction de w_L (equation 1.9) où θ est entre le plan tangent à la sphère et la surface solide.

$$w_{LS} = w_L \frac{1 + \cos \theta}{2} \quad (1.9)$$

Nous pouvons donc simplifier l'équation (1.8) par :

$$\Delta W = -\frac{1}{2}Aw_L \cos \theta \quad (1.10)$$

Ainsi la valeur de θ nous donnera le signe de l'énergie :

- si $\theta < \frac{\pi}{2}$, $\Delta W < 0$ il sera facile de créer une suspension.
- si $\theta > \frac{\pi}{2}$, $\Delta W > 0$ il sera plus difficile de créer une suspension.

1.3 Différents régimes de concentration

Un paramètre essentiel pour caractériser une suspension est la fraction volumique. On peut définir une concentration volumique solide ϕ par le rapport du volume total occupé par les particules solides Ω_S sur le volume total de l'échantillon Ω [1] :

$$\phi = \frac{\Omega_S}{\Omega_L + \Omega_S} = \frac{\Omega_S}{\Omega} \quad (1.11)$$

Il existe quatre types de régimes de concentrations différents. Chacun correspondant à différents types d'interactions entre les inclusions, on peut simplifier l'explication par le schéma de la FIGURE 1.5.

1.3.1 Le régime dilué

Le régime dilué se caractérise par une concentration ϕ très faible. Les particules sont éloignées les unes des autres, ainsi les perturbations dues au champ de vitesse créées par la présence d'une particule n'influence pas la trajectoire d'une autre.

Les particules n'interagissent donc pas d'un point de vue hydrodynamique, chacune d'entre elles se déplace comme si elle était seule dans le liquide.

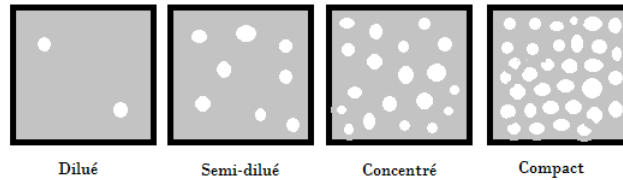


FIGURE 1.5 – Régimes de concentration [1]

1.3.2 Le régime semi-dilué

Pour ce type de régime la concentration ϕ est suffisamment grande pour qu'il y existe des interactions hydrodynamiques durant l'écoulement mais tout en restant inférieures à la concentration de blocage ϕ_c .

Les particules voient le champ de vitesse créé par les autres particules. On peut en déduire que le mouvement des particules se fait seulement par des interactions hydrodynamiques.

1.3.3 Le régime concentré

Lorsque la concentration ϕ est élevée, c'est-à-dire lorsque celle-ci s'approche de la concentration maximale (ϕ_m), il peut exister d'autres interactions que les interactions hydrodynamiques.

En effet à régime concentré les particules sont en contact les unes avec les autres créant ainsi un réseau. L'évolution du système dépendra alors de la façon dont le réseau de particules s'écoule dans le temps. Une évolution possible est la dilatance.

1.4 Différents type de particules

Il existe deux grands types de particules, les particules isotropes (sphériques) et anisotropes (non sphériques). Les particules anisotropes sont plus compliquées à étudier. Plus de paramètres entrent en jeu.

Les sphéroïdes, sont un cas particulier des particules anisotropes et sont de formes elliptiques (Voir FIGURE 1.6). Ils sont les plus simples à étudier, en effet, le seul paramètre supplémentaire à prendre en compte est le rapport de la taille du grand axe sur celle du petit axe. Ce paramètre déterminera entièrement l'orientation de la particule au cours du temps.

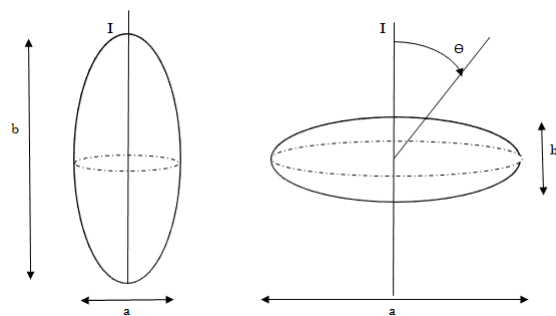


FIGURE 1.6 – Sphéroïdes : oblate et prolate [1]

Chapitre 2

Viscosité de cisaillement

La viscosité peut être définie comme une friction interne d'un fluide causée par les interactions moléculaires, ce qui crée une résistance à l'écoulement. La viscosité apparente d'une suspension est fonction de la quantité de particules en suspension et de la distribution de taille, de forme et de position relatives des particules. La viscosité apparente est alors :

$$\mu = \mu_0 F \left(\left\{ \frac{\Omega_i}{\Omega} \right\}_{i=1 \dots N} ; \{x_i, \theta_i\}_{i=1 \dots N} ; \phi \right) \quad (2.1)$$

2.1 Définition de la viscosité pour une expérience de cisaillement simple

L'expérience de cisaillement simple consiste à mettre un liquide entre deux plans parallèles, on applique ensuite une vitesse au plan supérieur afin d'observer la réaction du liquide. On observe alors un champ de vitesse de la forme de la FIGURE 2.1.

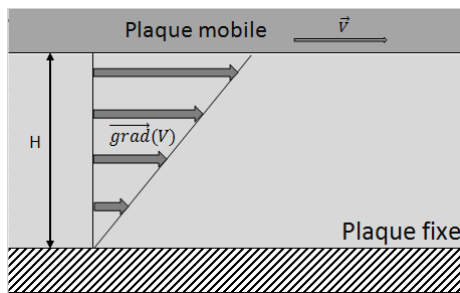


FIGURE 2.1 – Ecoulement de type : Couette-plan

Suite à l'application de ce champ de vitesse on obtient une valeur de la viscosité apparente μ_{app} de la forme [1] :

$$\mu_{app} = \frac{\tau_{app}}{\dot{\gamma}_{app}} = \frac{F/S}{V/H} \quad (2.2)$$

avec τ_{app} : contrainte apparente; $\dot{\gamma}$: taux de cisaillement; H : hauteur du système

Afin de respecter la continuité des vitesses on a $V(0) = 0$ et $V(h) = V$

Ainsi la contrainte $\tau = \mu \dot{\gamma}$ avec $\dot{\gamma}$ tel que :

$$\text{Le tenseur du taux de déformation vaut : } \bar{\epsilon} = \frac{\dot{\gamma}}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

et le tenseur de contrainte vaut : $\bar{\tau} = \begin{pmatrix} \tau_{11} & \tau_{12} & 0 \\ \tau_{21} & \tau_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \tau_{33} \end{pmatrix}$

2.2 Effet de la concentration sur la viscosité d'une suspension

Dans le régime de **concentration diluée** l'équation nous donnant la viscosité μ est celle développée analytiquement par Einstein. Elle est valable pour une concentration $\phi \leq 1\%$. Elle est donc de la forme :

$$\mu = \mu_0(1 + 2.5\phi) \quad (2.3)$$

Dans le cas d'une particule anisotrope idéale. Comme dit précédemment on a un paramètre p qui apparait dans nos calculs. Il correspond à $p = \frac{b}{a}$ avec b et a correspondant au schéma de la FIGURE 1.5.

On peut alors modifier la formule générale d'Einstein afin d'obtenir :

$$\mu = \mu_0(1 + \nu\phi) \quad (2.4)$$

Avec ν : facteur de la concentration dépendant de la forme et de l'orientation des particules.

Ainsi μ dépend du paramètre p (si $p = 1$, $\nu = 2.5$)

Pour le **cas d'une concentration semi-diluée**, c'est à dire pour $\phi \leq 5 - 10\%$, Batchelor grâce à un développement limité à l'ordre 2, trouvera une formule de la viscosité [2] :

$$\mu = \mu_0(1 + 2.5\phi + k\phi^2) \quad (2.5)$$

avec k dépendant du type d'écoulement

Enfin, pour une **suspension non-diluée**, le modèle de Krieger-Dougherty nous donne, grâce à un développement semi-empirique, une viscosité [1] :

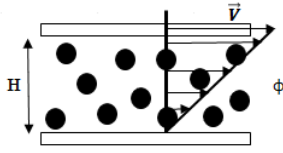
$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(1 - \frac{\phi}{\phi_c}\right)^{-2,5\phi_c} \quad (2.6)$$

2.3 Evaluation heuristique de la viscosité

Tout d'abord plaçons les particules entre deux plaques espacées d'une hauteur H avec une concentration ϕ . On peut en déduire que le nombre de particule est :

$$n = \phi \frac{\Omega}{\Omega_i} = \phi \frac{H * S}{\Omega_i} \quad (2.7)$$

On applique une vitesse \vec{V} sur la plaque supérieure comme dans le cas d'un cisaillement simple. On obtient alors un profil de vitesse et une viscosité (grâce à l'équation 2.2) de la forme :



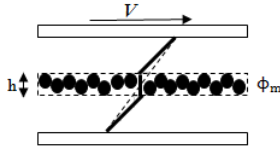
$$\mu_{app} = \frac{F/S}{V/H} \quad (2.8)$$

FIGURE 2.2 – Profil de vitesse [1]

Pour la deuxième expérience on concentre cette fois-ci les particules sur une hauteur h à une concentration maximale ϕ_m . On peut en déduire cette fois-ci que le nombre de particule est :

$$n_m = \phi_m \frac{\Omega}{\Omega_i} = \phi_m \frac{h * S}{\Omega_i} \quad (2.9)$$

On constate alors que le gradient de vitesse est nul au niveau de la dite hauteur. On obtient alors de même que précédemment la viscosité apparente et le profil de vitesse suivant :



$$\mu_{app} = \frac{F/S}{\dot{\gamma}} \quad (2.10)$$

FIGURE 2.3 – Profil de vitesse [1]

Afin de respecter les conditions limites $\dot{\gamma} = \frac{V}{H-h}$

Le nombre de particules étant égal dans les deux expériences on peut en déduire que :

$$n = n_m$$

$$\phi \frac{H * S}{\Omega_i} = \phi_m \frac{h * S}{\Omega_i} \quad (2.11)$$

$$\frac{h}{H} = \frac{\phi}{\phi_m}$$

On peut alors exprimer la viscosité apparente en fonction de la concentration volumique solide définie précédemment :

$$\mu_{app} = \mu_0 \frac{1}{1 - \frac{h}{H}} \quad (2.12)$$

$$\mu_{app} = \mu_0 \left(1 - \frac{\phi}{\phi_m}\right)^{-1}$$

Ce qui nous donne une expression approchée de la viscosité.

Chapitre 3

Viscosité élongationnelle

Dans notre projet on se propose d'étudier principalement la viscosité élongationnelle et en particulier les liens entre viscosité élongationnelle et viscosité de cisaillement.

On peut définir la viscosité élongationnelle comme apparaissant lors d'une contrainte élongationnelle sur le fluide étudié. Elle représente le rapport entre la contrainte élongationnelle et le taux de déformation élongationnelle. On imposera la contrainte.

3.1 Loi de Trouton

La loi de Trouton définit le rapport entre la viscosité de cisaillement et la viscosité élongationnelle pour un fluide newtonien. On se propose dans cette partie d'en faire la démonstration afin de comprendre la relation entre ces deux viscosités. Dans la seconde partie de ce chapitre nous verrons les différents types de tests mécaniques qui permettent d'obtenir la viscosité élongationnelle.

On cherche donc à définir la viscosité élongationnelle en fonction de la viscosité de cisaillement.

Tout d'abord commençons par un **test d'élongation uni-axial** :

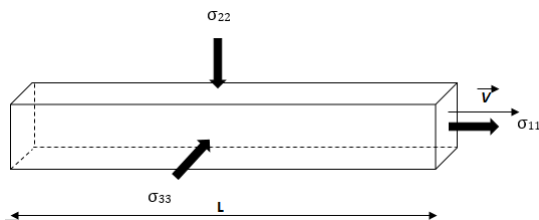


FIGURE 3.1 – Elongation uni-axiale

Pour un écoulement uniaxial, c'est-à-dire pour une extension, on obtient le tenseur du taux de déformation suivant [3] :

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} \dot{\epsilon} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\dot{\epsilon}}{2} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\dot{\epsilon}}{2} \end{pmatrix}$$

Avec $\dot{\epsilon} = \frac{V}{L}$: le taux d'élongation ; V étant la vitesse suivant σ_{11} ; L étant la longueur du filament

La **définition de la viscosité d'élongation** est donnée par :

$$\mu_e = \frac{\sigma_{11} - \sigma_{22}}{\dot{\epsilon}} \quad (3.1)$$

On connaît également le **tenseur des contraintes** pour un fluide newtonien :

$$\bar{\sigma} = -P\mathbb{I} + 2\mu\bar{\epsilon} \quad (3.2)$$

On peut en déduire que :

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= -P + 2\mu\dot{\epsilon} \\ \sigma_{22} &= -P - \mu\dot{\epsilon} \end{aligned} \quad (3.3)$$

avec P : pression sur les particules solides

Ainsi d'après la définition de la viscosité d'élongation (3.1) :

$$\begin{aligned} \mu_e &= \frac{-p + 2\mu\dot{\epsilon} + p + \mu\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}} \\ \mu_e &= \frac{3\mu\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}} \end{aligned} \quad (3.4)$$

On obtient alors la **LOI DE TROUTON** reliant la viscosité de cisaillement μ et la viscosité élongationnelle μ_e [3] :

$$\boxed{\mu_e = 3\mu}$$

Ainsi, pour un fluide newtonien, il existe une relation reliant la viscosité élongationnelle et la viscosité de cisaillement. Dans le cas d'un fluide non-newtonien, la relation (3.2) n'est plus valable. Il est alors impossible de connaître à-priori la viscosité élongationnelle.

Une seule mesure de la viscosité élongationnelle dans les suspensions [4] a montré un écart à la loi de Trouton avec une valeur de la viscosité : $\mu_e \simeq (3.5 - 6)\mu$.

Ce résultat n'est pas surprenant car il est connu que la viscosité des suspensions dépend de l'arrangement spatial des particules (microstructure) qui lui-même dépend de l'écoulement auquel est soumise la suspension [5].

3.2 Test d'élongation

Afin d'étudier une suspension en élongation nous plaçons la solution entre deux plaques sur un rhéomètre. On lève alors la plaque supérieure afin de créer un pont cylindrique entre les deux plaques.

3.2.1 Extension simple : Paroi mobile

Dans cette partie on place la solution à étudier comme expliqué précédemment. On crée alors un mouvement d'extension au fluide.

On se propose alors d'étudier le champ de vitesse du fluide en extension grâce au paramètre $\dot{\epsilon}$, défini précédemment, et qui est constant au cours du temps.

Selon le champ de vitesse suivant [3] :

$$\begin{cases} v_x = \dot{\epsilon}x \\ v_r = -\frac{1}{2}\dot{\epsilon}r \end{cases}$$

On peut alors déterminer la vitesse de l'étirement comme étant \dot{L} , on obtient alors la formule suivante [3] :

$$\dot{L} = \dot{\epsilon}L \quad (3.5)$$

En intégrant entre L_0 et L , on obtient ainsi :

$$L = L_0 e^{\dot{\epsilon}t} \quad (3.6)$$

Suivant la forme de l'extension on pourra alors déterminer la contrainte en analysant la force qui s'applique sur la section de surface étirée lors de l'élongation de notre fluide, que nous appellerons A . Au cours du temps A varie (le filament s'amenuise) mais son volume reste constant pour des fluides incompressibles de sorte qu'on peut écrire :

$$V = A(t)L(t) = \pi R_0^2 L_0 \quad (3.7)$$

Ainsi, la surface pour un écoulement cylindrique vaut :

$$A(t) = \pi R_0^2 e^{-\dot{\epsilon}t} \quad (3.8)$$

On en déduit, *in fine*, la **contrainte** :

$$\sigma_{xx} - \sigma_{rr} = \frac{f}{A(t)} = \frac{f e^{\dot{\epsilon}t}}{\pi R_0^2} \quad (3.9)$$

3.2.2 Effet de la gravité

La gravité peut avoir des effets néfastes sur nos expériences. En effet, si certaines conditions ne sont pas respectées, la gravité peut créer un écoulement à l'intérieur du pont formé jusqu'à la possible rupture de celui-ci.

Pour que les conditions soit respectées il faut que : $\rho g L \ll \sigma_{11} - \sigma_{22} \simeq 3\mu\dot{\epsilon}$

Or on se place à l'échelle humaine pour nos expériences comme expliqué dans le Chapitre 1 ainsi pour $L \simeq 10^{-1}m$ et pour $\mu \simeq 100Pa \cdot s$

on a : $\rho g L \simeq 10^3 Pa$ et $\sigma_{11} - \sigma_{22} \simeq 300 Pa$ alors $\rho g L > \sigma_{11} - \sigma_{22}$

On ne respecte donc pas les conditions et la gravité influe alors sur l'expérience.

Afin d'éviter l'écoulement on place alors notre solution de la même manière que précédemment mais cette fois-ci dans un bain isodense où $\Delta\rho g L \simeq 20 Pa$.

Il faut cependant que la viscosité du bain soit très inférieure à celle du filament étiré ($\mu_{bain} \ll \mu_{filament}$) afin de pouvoir négliger la contrainte visqueuse liée au déplacement.

Par exemple, nous remplissons la cuve d'eau de viscosité $\mu_{eau} = 10^{-3} Pa \cdot s$ ce qui est très faible devant celle du filament $\mu_{filament} = 100 Pa \cdot s$. On obtient alors une expérience donnant :

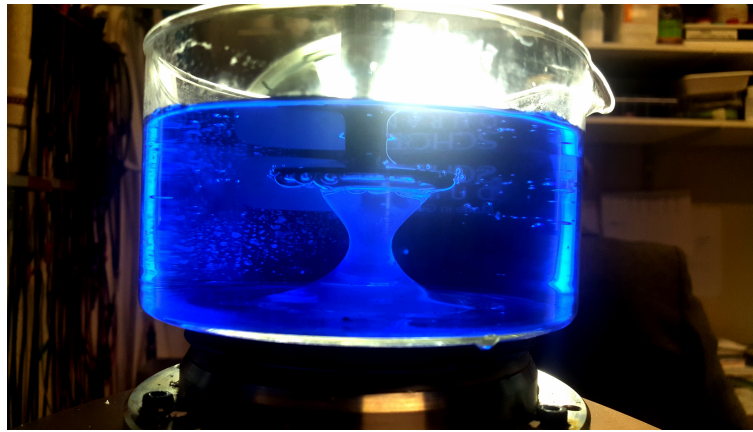


FIGURE 3.2 – Etude de la viscosité de l'huile silicone dans de l'eau colorée

3.2.3 Effet de la tension de surface

Nous pouvons à présent analyser la tension qui s'applique sur l'entière surface du fluide durant l'élongation. On l'appelle la tension de surface et elle se note : γ .

Lors de l'étirement le rayon du filament varie induisant une variation de la pression capillaire associé à la tension de surface :

$$P_f = \frac{\gamma}{R} \quad (3.10)$$

Afin d'éviter d'avoir à tenir compte de cette variation pour calculer la contrainte "utile" à l'étirement du filament, on se placera dans des conditions où la pression capillaire est négligeable devant la contrainte appliquée : $\frac{\gamma}{R} \ll \sigma_{11} - \sigma_{33}$

Il faut donc que le rayon de courbure soit dans notre cas :

$$R \gg \frac{\gamma}{\sigma_{11} - \sigma_{33}} \simeq \frac{50 \cdot 10^{-3}}{300} \simeq 10^{-4} m = 0.1 mm \quad (3.11)$$

Conclusion

En conclusion, nous avons, grâce à l'aide de notre tutrice **Mme Elisabeth Lemaire**, détaillé dans un premier temps comment une suspension est créée plus ou moins facilement pour pouvoir réaliser nos expériences. Pour exemple nous n'églijerons les forces colloïdales et le mouvement brownien. Nous avons ensuite étudié de façon théorique comment nous pouvions calculer différents types de viscosités, la viscosité de cisaillement et la viscosité élongationnelle.

En effet nous avons pu voir dans notre rapport que la résolution du calcul de la viscosité élongationnelle est relativement facile pour les fluides newtoniens, en effet on applique alors juste la loi de Trouton qui met en relation les deux viscosités citées précédemment. Nous avons vu toutes les caractéristiques d'une suspension ainsi que la résolution des calculs pour un fluide newtonien.

Cependant nous devons porter notre attention sur les fluides non-newtoniens, des fluides pour lesquels le taux de cisaillement varie non-linéairement avec la contrainte. En effet notre étude se portera *in fine* sur le propergol un fluide non-newtonien.

Nous devons donc prendre en compte tout les paramètres explicités précédemment tout en les appliquant à des fluides non-newtoniens.

Nous devons à présent vérifier ces observations théoriques sur différents types de fluides non-newtoniens (tels que les fluides rhéoépaississants et rhéofluidifiants) en pratiquant différents tests d'élongation comme expliqué dans le Chapitre 3.

Dans le cadre de nos recherches, nous avons tout d'abord appris à nous familiariser avec les fluides newtoniens et avec le matériel mis à notre disposition, le rhéomètre principalement.

Ayant une trop faible précision concernant la force appliqué sur le fluide durant la mesure de la viscosité élongationnelle, nous avons mis en place une autre expérience. Elle est dans le même principe qu'un rhéomètre industriel mais sera basée sur la flexion d'une poutre et l'acquisition de donnée se fera par un capteur infrarouge.

Nous pratiquerons alors ces expériences sur plusieurs fluides de viscosité différente afin de se familiariser avec le système avant de l'utiliser sur un fluide ayant les même propriétés que le propergol (utilisé comme carburant pour les fusées). Nous pourrons alors mesurer la viscosité élongationnelle.

Remerciements

Nous tenons à remercier toutes les personnes qui ont contribué à notre stage et à la rédaction de ce rapport.

Nous tenons, tout d'abord, à remercier notre tutrice de stage **Mme Elisabeth Lemaire**, chercheuse au laboratoire $\text{In}\phi\text{Ni}$ de Nice pour son accueil, le partage de ses connaissances et sa patience envers nous.

Nous remercions également les collaborateurs de Mme Lemaire, les chercheurs de **l'équipe de Rhéologie des Suspensions** ainsi que le laboratoire $\text{In}\phi\text{Ni}$ pour son accueil.

Nous remercions également l'**Université de Nice Sophia-Antipolis** pour nous avoir donné l'opportunité de faire ce stage et plus particulièrement à **Mme Valérie Doya** coordinatrice de notre Licence.

Références

- [1] P. Coussot. *Rhéophysique des pâtes et des suspensions*. EDP sciences, 2012.
- [2] G.K. Batchelor and J.T. Green. The determination of the bulk stress in a suspension of spherical particles to order c^2 . *Journal of Fluid Mechanics*, 1972.
- [3] C.W. Macosko. *Rheology : principles, measurements, and applications*. Wiley VCH, 1994.
- [4] S. Dai and Tanner R.I. Elongational flows of some non-colloidal suspensions. *Rheologica Acta*, 2017.
- [5] F. Blanc, F. Peters, and E. Lemaire. Local transient rheological behavior of concentrated suspensions. *Journal of Rheology*, 2011.