

# La rhéologie de fluides complexes

## Approche locale par diffusion dynamique de la lumière

Jean-Baptiste Salmon

### Résumé

La rhéologie permet de caractériser la relation entre contrainte et déformation au sein d'un matériau. Cependant, de nombreux fluides complexes présentent des hétérogénéités spatiales dans un écoulement de cisaillement simple (glissement, bandes de cisaillement...) que des mesures rhéologiques seules ne permettent pas de caractériser. Ce travail montre des mesures de diffusion dynamique de la lumière, qui permettent de mesurer les profils de vitesse dans un écoulement de Couette simultanément à des mesures de rhéologie. Le dispositif expérimental utilisé donne accès à des informations locales sur l'écoulement des fluides étudiés. Deux exemples de fluides complexes sont présentés. Les mesures locales permettent de mettre en évidence le phénomène de « shear-banding » dans le cas de micelles géantes, ainsi que le glissement et une contrainte seuil dans le cas d'une émulsion concentrée.

### Mots-clés

Rhéologie, vélocimétrie, diffusion dynamique de la lumière.

### Abstract

#### The rheology of complex fluids: local measurements by dynamic light scattering

Rheology gives access to the relations between imposed stresses and induced deformations in materials. However, many complex fluids display spatial heterogeneities in simple shear flow (slip, shear bands...) that rheological measurements only cannot probe. We show in this work a dynamic light scattering setup that permits to measure velocity profiles simultaneously to rheological measurements. This device allows to access to local data concerning complex fluids flows. Two examples are discussed. The local measurements reveal the "shear-banding" phenomenology for the flow behaviour of wormlike micelles, slip and yield stress in the case of a sheared concentrated emulsion.

### Keywords

Rheology, velocimetry, dynamic light scattering.

## Rhéologie de fluides complexes

Le dentifrice, la mousse à raser ou encore le gel douche sont autant de fluides complexes que l'on retrouve dans une salle de bains. La liste ne s'arrête pas là : chantilly, ketchup, lave, neige et boue font aussi partie de cette grande classe de fluides. Leur seul point commun : ils ne s'écoulent pas « normalement », c'est-à-dire « pas comme les liquides simples » tels que l'eau ou l'huile. La mousse à raser par exemple ne s'écoule pas sous son propre poids mais s'étale lorsqu'une contrainte suffisante lui est appliquée ; quant au gel douche, il coule facilement sous l'action de la gravité mais redevient fortement visqueux lorsqu'il tombe au creux de la main. Pour les liquides simples, appelés aussi newtoniens, il n'existe aucun couplage entre leur structure interne et leur écoulement. Dans le cas de l'eau par exemple, l'écoulement ne modifie en aucun cas l'organisation moléculaire. Pour décrire les comportements de ces fluides, il existe une théorie, l'hydrodynamique, basée sur une description mécanique des milieux continus, qui permet de prédire les écoulements grâce à deux paramètres caractérisant entièrement leur nature : la viscosité  $\eta$  et la densité  $\rho$  [1].

Dans le cas des fluides complexes, de nouvelles questions surgissent. Tous ces matériaux sont en effet caractérisés par une structure interne qui conditionne leurs propriétés mécaniques [2]. Pour un tas de sable par exemple, c'est la taille du grain qui est en jeu, alors que pour une solution diluée de polymères, le rayon des pelotes de polymères est pertinent. Pour ces matériaux, la présence d'une architecture



Préparation d'une expérience de rhéologie.  
© CNRS Photothèque/CHATIN Jérôme.

supramoléculaire influence les propriétés de déformation en réponse aux contraintes mécaniques imposées. Pour caractériser quantitativement ces comportements, il existe un outil : la rhéologie. L'objectif de la rhéologie est de mesurer et d'interpréter les relations entre contraintes et déformations mécaniques dans les matériaux. Une expérience classique consiste à confiner le matériau à étudier entre deux plaques et à appliquer une force tangentielle sur une des plaques afin de le déformer (*figure 1a*). On définit alors la contrainte comme la force appliquée normalisée par la surface de la plaque mobile. Dans le cas d'un liquide, la moindre contrainte appliquée déforme continuellement le matériau à un taux de

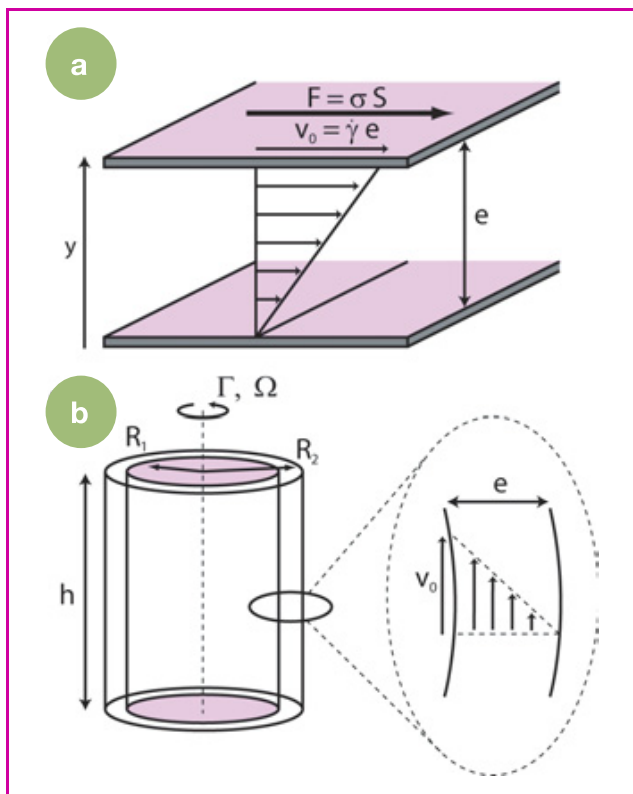


Figure 1 - (a) Expérience classique de rhéologie : le matériau est confiné entre deux plaques distantes de  $e$ . Une contrainte  $\sigma = F/S$  est appliquée à l'une des plaques.  $S$  est la surface de la plaque mobile et  $F$  la force tangentielle appliquée. Dans le cas d'un liquide simple, le fluide s'écoule avec un taux de déformation constant  $\dot{\gamma}$ . Les flèches représentent le champ de vitesse  $v(y) = \dot{\gamma}y$  au sein du fluide. La plaque mobile possède alors une vitesse  $v_0 = \dot{\gamma}e$ . (b) Géométrie de Couette : deux cylindres concentriques de rayons  $R_1$  et  $R_2$  génèrent un écoulement de cisaillement au sein de l'entrefer  $e$  lorsqu'un couple  $\Gamma$  est appliqué au cylindre intérieur. La mesure de la vitesse de rotation  $\Omega$  de ce dernier permet d'estimer le taux de cisaillement.

déformation constant  $\dot{\gamma}$  : c'est une réponse visqueuse et  $\dot{\gamma}$  est appelé le taux de cisaillement (figure 1). La notion de cisaillement permet d'introduire naturellement le temps  $\tau = 1/\dot{\gamma}$ , caractéristique de la déformation au sein de l'écoulement. Dans le cas des fluides simples, il existe une relation de proportionnalité entre la contrainte et le cisaillement :  $\sigma = \eta\dot{\gamma}$ , qui permet une mesure de la viscosité du fluide. Pour les fluides complexes, la présence d'une architecture interne (bulles d'air, polymères, membranes de tensioactifs...) modifie profondément les propriétés rhéologiques du matériau : on parle alors de comportements non newtoniens et la relation entre contrainte et taux de cisaillement est non linéaire.

Lors des expériences classiques de rhéologie, différentes géométries peuvent être utilisées pour créer un écoulement de cisaillement. La géométrie de Couette présentée sur la figure 1b correspond à deux cylindres concentriques, l'intérieur étant mobile (rotor), le second immobile (stator). Un couple de rotation  $\Gamma$  est appliqué au rotor et sa vitesse de rotation  $\Omega$  est mesurée au cours du temps. Lorsque l'entrefer entre les deux cylindres est suffisamment petit pour négliger les effets de courbure ( $e = R_2 - R_1 \ll R_1$ ), cette géométrie reproduit approximativement un écoulement de cisaillement simple (figure 1a).

## Nécessité de mesures locales

Récemment, différents comportements étonnants ont été mis en évidence pour de nombreux fluides complexes. Il s'agit de structures spatio-temporelles de l'écoulement, que les mesures seules de rhéologie présentées sur la figure 1 ne peuvent explorer. De nombreux fluides présentent par exemple des hétérogénéités spatiales telles que des « bandes » de différents cisaillements coexistant au sein du même écoulement. D'autres fluides glissent aux parois des cellules rhéologiques et le taux de cisaillement ressenti par le fluide est donc surestimé. Enfin, certains matériaux présentent des comportements non stationnaires : à une contrainte donnée fixée, le cisaillement oscille au cours du temps sans jamais atteindre un état stationnaire [3]. Pour tous ces comportements, des mesures locales du profil des vitesses sont nécessaires. En effet, les expériences classiques de rhéologie font l'hypothèse fondamentale que le profil de vitesse au sein du matériau est linéaire et que le cisaillement constant est simplement donné par  $\dot{\gamma} = v_0/e$  (dans le cas de l'écoulement de Couette, des relations permettent d'estimer contrainte et taux de cisaillement à partir du couple  $\Gamma$  appliqué et de la vitesse de rotation  $\Omega$  mesurée). Dans les cas mentionnés précédents, les mesures classiques de rhéologie seules ne permettent pas de comprendre l'écoulement du fluide, mais des mesures locales de la vitesse peuvent permettre de comprendre les phénomènes observés.

## La diffusion dynamique de la lumière : un outil de vélocimétrie

Depuis plus de vingt ans, de nombreux efforts ont été dédiés à la mise en place de techniques expérimentales de mesure locale dans le domaine de la rhéologie des fluides complexes [4]. De telles techniques, implémentées sur un rhéomètre standard, permettent en effet d'accéder simultanément à la rhéologie globale  $\sigma$  vs  $\dot{\gamma}$  et locale grâce à la mesure des profils de vitesse. Ces techniques de mesure locale doivent être caractérisées par une bonne résolution spatiale, capable de distinguer et de mesurer les vitesses de deux volumes du fluide séparés par 50-100  $\mu\text{m}$ . Une telle résolution spatiale permet en effet d'obtenir des profils de vitesse d'une vingtaine de points dans les cellules rhéologiques couramment utilisées (cf. figure 1b,  $e = 1-3$  mm).

En général, les propriétés optiques des fluides complexes et les épaisseurs mises en jeu (quelques mm) ne permettent pas d'utiliser les techniques optiques pour mesurer des profils de vitesse. En effet, la plupart des matériaux sont opaques et diffusent fortement la lumière : il est donc difficile de suivre le mouvement d'une gouttelette dans une émulsion ou encore d'une particule fluorescente dans une suspension concentrée. Les techniques utilisées dans ce cas sont alors l'imagerie par résonance magnétique nucléaire [5], ou encore des mesures ultrasonores résolues en temps [6]. Dans le cas des fluides transparents, il est possible de mettre en place des techniques optiques comme la vélocimétrie laser Doppler (« laser Doppler velocimetry », LDV) [7], la spectroscopie de corrélation de fluorescence (« fluorescence correlation spectroscopy », FCS) [8], ou encore l'imagerie de particules (« particle imaging velocimetry », PIV) [9], qui peuvent avoir des résolutions temporelles et spatiales suffisantes pour accéder localement au profil de vitesse dans une cellule rhéologique. Au cours de

nos travaux, nous avons mis en place un montage spécifique de diffusion dynamique hétérodyne de la lumière dont le principe est détaillé ici [10].

La diffusion dynamique de la lumière (« dynamic light scattering », DLS) est un outil classique pour sonder les corrélations spatio-temporelles des fluctuations de permittivité diélectrique d'un matériau. Grâce à un modèle réaliste de ces fluctuations, la DLS permet d'accéder aux fluctuations dynamiques du matériau. Les fluctuations de permittivité diélectrique à l'échelle de la longueur d'onde de la lumière peuvent avoir différentes origines, comme par exemple le mouvement brownien de particules diffusantes [11], la DLS permet alors une mesure du coefficient de diffusion de ces dernières, et donc une estimation de leur taille. Cependant, réaliser des mesures de diffusion dynamique de la lumière dans un écoulement est un défi majeur depuis les travaux pionniers de Ackerson et Clark [12]. Ces derniers ont en effet montré qu'il était impossible d'accéder aux fluctuations browniennes de particules dans un écoulement de Couette, car le cisaillement induit des décorrélations liées à la géométrie du volume diffusant. La *figure 2* présente de telles expériences dans un écoulement de Couette. Un laser est focalisé au sein de l'écoulement (vecteur d'onde incident  $k_i$ ) et l'intensité  $i(t)$  diffusée au vecteur d'onde  $k_d = k_i + q$  est collectée. Au sein du volume diffusant présenté sur la *figure 2b*, les traceurs browniens qui diffusent la lumière sont convectés par le champ de cisaillement. Le traceur situé à la position  $x$  diffuse alors la lumière avec un décalage Doppler lié à sa vitesse qui s'écrit  $\exp(iq_y v(x) \tau)$ .

L'ensemble de ces termes de phases interfère et la fonction de corrélation mesurée par un tel montage est de la forme [12] :

$$C(\tau) = A + B \|g^{(1)}(\tau)\|^2$$

$$g^{(1)}(\tau) = \exp(iq \cdot v \tau) F(\tau, \tau_y)^2$$

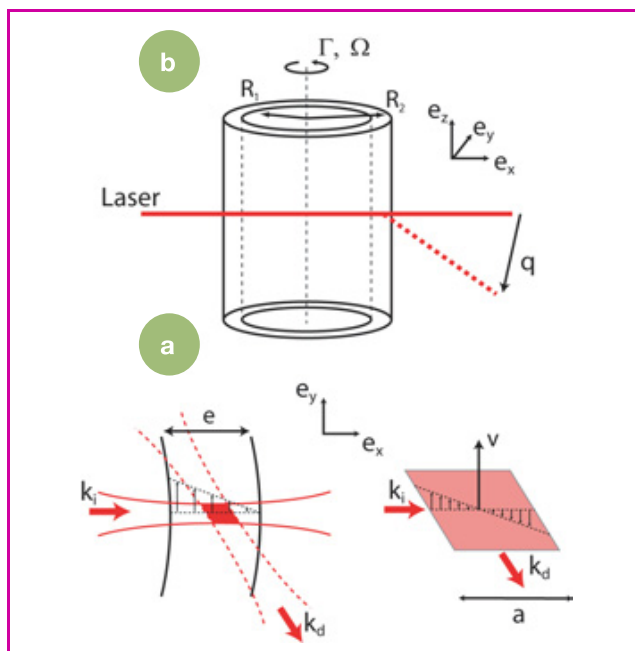


Figure 2 - (a) Diffusion dynamique de la lumière dans un écoulement de Couette.  $k_i$  correspond au vecteur d'onde incident,  $k_d = k_i + q$  au vecteur d'onde diffusé collecté. (b) Zoom sur la géométrie du volume diffusant soumis à un écoulement de cisaillement  $\gamma$  dans l'entrefer  $e$  de la cellule de Couette,  $v$  est la vitesse moyenne dans le volume de mesure et  $v(x) = v + \gamma y$ .

où  $A$  et  $B$  sont deux constantes qui dépendent de la taille du volume diffusant et de l'aire de photodétection, et  $F$  une fonction nulle pour les temps supérieurs à  $\tau > \tau_y = 1/(q_y \gamma a)$ . C'est ce dernier temps qui reflète l'interférence des décalages Doppler sur l'ensemble du volume diffusant soumis à un écoulement de cisaillement  $\gamma$  à la vitesse moyenne  $v$ . Ces décorrélations permettent de mesurer le cisaillement local dans le volume sondé [12-13] et elles empêchent la mesure du temps de diffusion brownien  $1/(Dq^2)$  où  $D$  est le coefficient de diffusion des traceurs. De telles mesures sont cependant difficiles à réaliser car la fonction  $F$  dépend de la forme précise du volume diffusant.

Il est cependant possible de mesurer le terme global Doppler  $\exp(iq \cdot v \tau)$  grâce à un montage hétérodyne. Dans un tel montage, le champ diffusé interfère avec un oscillateur local (le faisceau incident) et les termes de phase peuvent être mesurés. En géométrie hétérodyne, la fonction mesurée permet d'accéder à la partie réelle de  $g^{(1)}$  [11] :

$$C(\tau) \sim \text{Re}(g^{(1)}(\tau))$$

$$\text{et donc : } C(\tau) \sim \cos(q \cdot v \tau) F(\tau, \tau_y)$$

dans le cas de la *figure 2*. La fonction de corrélation hétérodyne présente des oscillations à la fréquence Doppler  $q \cdot v$  permettant une mesure de la vitesse moyenne au sein du volume diffusant. Lors de nos travaux, nous avons développé un tel montage de diffusion dynamique hétérodyne pour mesurer la vitesse locale dans un écoulement de Couette [10]. La principale caractéristique du montage est l'utilisation de fibres monomodes permettant un fort contraste, mais surtout de réaliser l'hétérodynage facilement. La taille caractéristique du volume diffusant, et donc la résolution spatiale, est de l'ordre de  $50 \mu\text{m}$ , et un profil est mesuré en déplaçant ce volume d'analyse dans l'écoulement de Couette. Un profil de vitesse est alors accessible en quelques minutes.

## Exemples de mesures locales

### Micelles géantes semi-diluées

Les tensioactifs sont des molécules caractérisées par une tête polaire et une longue chaîne hydrophobe. Elles ont la particularité de s'auto-assembler lorsqu'elles sont en solution. Parmi les diverses morphologies possibles, on trouve les micelles géantes [14]. Ces dernières sont de longues structures unidimensionnelles (diamètre 1-5 nm) dont la longueur peut atteindre quelques microns. Les micelles géantes sont aussi appelées « polymères vivants » car leur distribution de taille n'est pas fixée par une réaction chimique mais par l'équilibre thermodynamique et elles ont la possibilité de se couper et se recombinaison sous l'action de l'agitation thermique. Les propriétés rhéologiques des micelles géantes dépendent fortement de la température  $T$ , de la fraction massique en tensioactif et de la concentration en sel dans la phase aqueuse. À faible fraction massique, *i.e.* dans le régime dilué, les micelles ne sont pas enchevêtrées et la solution présente une viscosité proche de celle du solvant. Dans le régime semi-dilué ( $> 1\%$ ), les micelles forment un réseau enchevêtré : la solution présente alors une forte viscoélasticité.

Le comportement sous écoulement de cisaillement des solutions de micelles géantes est particulièrement surprenant et a fait l'objet de nombreuses études expérimentales depuis plus d'une dizaine d'années [15]. La phénoménologie

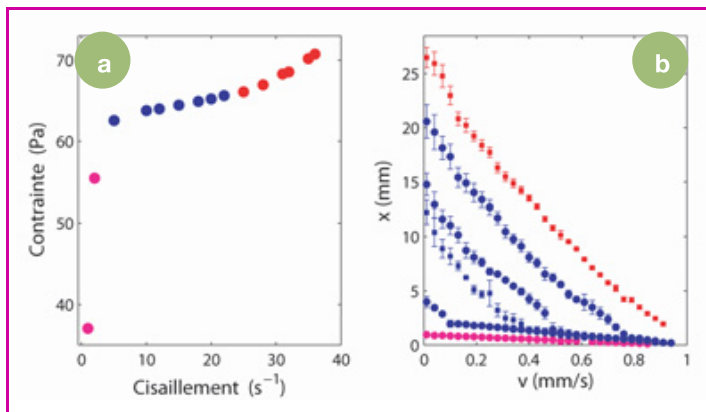


Figure 3 - (a) Courbe d'écoulement d'un système de micelles géantes mesurée au rhéomètre dans une géométrie de Couette ( $e = 1$  mm). Les différentes couleurs correspondent aux différents régimes d'écoulement observés par vélocimétrie. (b) Profils de vitesse correspondant aux taux de cisaillements appliqués  $\gamma = 1, 5, 12, 22$  et  $28$   $s^{-1}$ . À faibles cisaillements, les profils sont linéaires. Pour  $\gamma > 2,5$   $s^{-1}$ , une bande fortement cisailée apparaît au rotor à  $x = 0$  et croît au fur et à mesure que le cisaillement appliqué augmente. Les profils de vitesse sont à nouveau homogènes pour  $\gamma > 26$   $s^{-1}$ .

rencontrée de façon quasi universelle est la suivante, et la *figure 3a* présente la courbe d'écoulement globale correspondante mesurée par les outils de rhéologie classique pour un système modèle (CPCI/NaSal,  $\phi = 6$  %, dans l'eau salée) :

- la solution est newtonienne pour de faibles cisaillements ;
- à partir d'un cisaillement  $\gamma_A = 2,5$   $s^{-1}$ , la solution est fortement rhéofluidifiante : la contrainte ne varie quasiment plus, *i.e.*  $\sigma$  est une constante ; on parle de plateau de contrainte ;
- on observe de nouveau une branche visqueuse pour des cisaillements  $\gamma > \gamma_B = 2,5$   $s^{-1}$ . Dans certains systèmes, des instabilités se produisent et l'écoulement devient instable : la solution est généralement expulsée du rhéomètre.

Les profils de vitesse mesurés sur le même système modèle (CPCI/NaSal,  $\phi = 6$  %, dans l'eau salée) sont présentés sur la *figure 3b* [16]. Ces résultats peuvent être résumés de la manière suivante :

- pour  $\gamma < \gamma_A = 2,5$   $s^{-1}$ , les profils de vitesse sont linéaires dans l'entrefer de la cellule de Couette ;
- pour  $\gamma_A < \gamma < \gamma_B = 26$   $s^{-1}$ , les profils de vitesse présentent clairement deux bandes de cisaillements distincts  $\gamma_A$  et  $\gamma_B$ , qui restent approximativement constants le long du plateau. La bande nucléée croît lorsque le cisaillement appliqué est augmenté, jusqu'à envahir la totalité de l'entrefer à  $\gamma = \gamma_B$  ;
- pour des cisaillements  $\gamma > \gamma_B$ , le profil redevient homogène.

Cette phénoménologie couramment observée au voisinage de transitions induites par le cisaillement est celle du « shear-banding », littéralement « bandes de cisaillement ». Lors de la transition de structure du fluide complexe, au voisinage du cisaillement  $\gamma_A$ , l'écoulement se ségrège et présente deux bandes correspondant à différentes structures du fluide : une bande visqueuse pour les micelles enchevêtrées, une bande fluide pour les micelles alignées. Les mesures locales présentées ici permettent de remonter aux valeurs réelles de la rhéologie du fluide. Alors que le rhéomètre n'indique que les valeurs intégrées du taux de cisaillement, la vélocimétrie donne les valeurs locales. Ces mesures étant effectuées simultanément aux mesures rhéologiques, il est possible de les confronter à des modèles théoriques [16].

## Cas d'une émulsion concentrée

Les émulsions sont des systèmes composés de deux fluides immiscibles et consistent en une assemblée de gouttelettes d'une phase dispersée dans une phase continue. Ces systèmes ne sont pas à l'équilibre thermodynamique car des phénomènes de coalescence et de mûrissement tendent à augmenter la taille moyenne des gouttelettes au cours du temps [2a]. Pour ralentir ces processus, on utilise généralement un tensioactif qui augmente la stabilité des gouttes de la phase dispersée. Les propriétés rhéologiques des émulsions dépendent fortement de la fraction volumique  $\phi$  des gouttelettes. Si  $\phi < \phi_C$ , où  $\phi_C$  est la fraction volumique d'une assemblée désordonnée et compacte de particules (« random close packing »,  $\phi_C = 0,64$ ), l'émulsion est newtonienne et présente une viscosité  $\eta$  proche de celle de la phase continue  $\eta_0$ . Au-delà de  $\phi_C$ , il n'y a plus d'espace libre entre les gouttelettes : ces dernières sont au contact les unes des autres et sont donc déformées. Pour de petites contraintes imposées, *i.e.* dans le domaine linéaire, le matériau se comporte comme un solide car les gouttelettes réagissent de manière élastique aux faibles contraintes appliquées. On parle alors d'état « pâteux ». Pour de grandes contraintes, des réarrangements microscopiques des gouttelettes permettent à l'émulsion de s'écouler : c'est le régime plastique [17]. Cette transition pâte/fluide a lieu à une contrainte donnée  $\sigma_0$  dépendant de  $\phi$  et appelée « contrainte seuil » [18].

Nous nous sommes principalement intéressés à une émulsion concentrée ( $\phi = 75$  %  $> \phi_C$ ) composée de gouttelettes d'huile silicone (polydiméthyl siloxane de viscosité 135 Pa.s) dispersées dans un mélange eau-glycérol. L'émulsion étudiée est monodisperse et le diamètre moyen des gouttelettes est environ 2  $\mu$ m. La quantité de glycérol est choisie de sorte que l'indice optique de la phase continue soit égal à celui de l'huile silicone. L'émulsion est donc transparente et diffuse faiblement la lumière [19]. À l'aide du montage décrit précédemment, des mesures de champ de vitesse ont été réalisées sur l'émulsion concentrée dans un écoulement de Couette d'entrefer d'épaisseur  $e = 3$  mm. La *figure 4* présente les profils de vitesse de l'émulsion

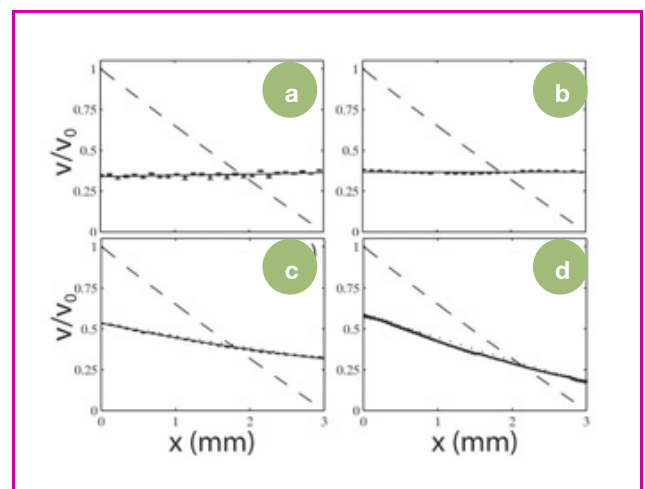


Figure 4 - Profils de vitesse normalisés d'une émulsion concentrée à différents taux de cisaillements appliqués : (a) 0,1, (b) 0,2, (c) 0,4 et (d) 2  $s^{-1}$  dans une géométrie de Couette ( $e = 3$  mm).  $v_0$  est la vitesse du rotor et les lignes pointillées indiquent le comportement attendu pour un fluide newtonien.



concentrée pour différents cisaillements appliqués. Deux types de comportements sont observés :

- pour de faibles cisaillements appliqués ( $\gamma = 0,1$  et  $0,2 \text{ s}^{-1}$ ), l'émulsion glisse aux parois et elle n'est pas cisailée en volume (cf. *figure 4a-b*) ;
- pour  $\gamma > 0,4 \text{ s}^{-1}$ , le glissement aux parois reste important mais l'émulsion est cisailée en volume.

On remarque aussi que les profils de vitesse présentent une courbure significative par rapport à ceux d'un fluide newtonien (cf. *figure 4c-d*).

Simultanément à ces mesures locales, le rhéomètre enregistre la courbe d'écoulement globale de l'émulsion. Vu l'importance du glissement, il est clair que les mesures de profils de vitesse sont indispensables pour connaître le comportement rhéologique de l'émulsion. Pour l'émulsion étudiée, le glissement aux parois masque le cisaillement réel dans l'émulsion. En réalité, ce glissement apparent dans ces matériaux ne correspond pas au glissement solide classique : il est lié à la présence au voisinage des parois d'une couche de fluide peu visqueux fortement cisailée [20].

Les mesures des profils de vitesse permettent de remonter au véritable comportement rhéologique de l'émulsion. On peut en effet définir un cisaillement effectif  $\gamma_{\text{eff}}$  correspondant au cisaillement réel de l'émulsion, *i.e.* sans la contribution des films de glissement. La *figure 5* présente la courbe d'écoulement globale indiquée par le rhéomètre ainsi que la courbe réelle déduite des profils. Les deux points sur l'axe  $\gamma=0$  correspondent aux profils de vitesse de la *figure 4a-b*. La courbe d'écoulement effective révèle l'existence d'une contrainte seuil : si  $\sigma > \sigma_0$ , l'émulsion est cisailée. Encore une fois, les mesures locales s'avèrent particulièrement nécessaires pour décrire le comportement rhéologique de l'émulsion et les mesures effectuées permettent de décrire finement ces comportements à l'aide de modèles [19].

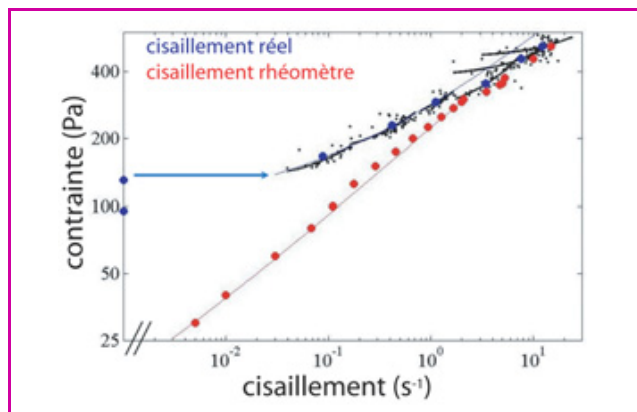


Figure 5 - Courbes d'écoulement indiquées par le rhéomètre (points rouges) et déduites des profils des vitesses (points bleus).

Les points noirs correspondent aux cisaillements locaux dans l'entrefer de la cellule de Couette. Les mesures locales permettent de révéler une contrainte seuil (proche de 100 Pa), ainsi que le glissement de l'émulsion.

## Conclusions

Les travaux présentés ici ont permis, grâce à une méthode de vélocimétrie par diffusion hétérodyne de la lumière, de mettre en évidence des écoulements complexes de fluides que les mesures seules de rhéologie ne peuvent révéler. Depuis ces travaux, de nombreuses autres techniques et études ont vu le jour et semblent montrer

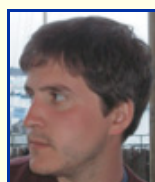
l'universalité de ces comportements [21]. De nouvelles approches théoriques, principalement phénoménologiques [22], permettent maintenant de bien caractériser ces écoulements. Les hétérogénéités spatiales proviennent d'un couplage fort entre structure du fluide et écoulement. Il est de plus en plus évident aujourd'hui que pour aborder la rhéologie d'un fluide complexe, des mesures locales sont indispensables.

## Remerciements

L'auteur remercie tout particulièrement Annie Colin, Sébastien Manneville et Didier Roux, les trois principaux collaborateurs des études présentées ici.

## Références

- [1] Guyon E., Hulin J.-P., Petit L., *Hydrodynamique physique*, EDP Sciences, CNRS Éditions, 2001.
- [2] Larson R.G., *The Structure and Rheology of Complex Fluids*, Oxford University Press, 1999.
- [3] a) Bandyopadhyay R., Basappa G., Sood A.K., *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84, p. 2022 ; b) Wunenburg A.-S., Colin A., Leng J., Arnéodo A., Roux D., *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 86, p. 1374 ; c) Salmon J.-B., Colin A., Roux D., *Phys. Rev.*, 2002, E 66, p. 031505.
- [4] a) Cruz F.D., Chevoir F., Bonn D., Coussot P., *Phys. Rev.*, 2002, E 66, p. 051305 ; b) Mair R.W., Callaghan P.T., *Europhys. Lett.*, 1996, 36, p. 719 ; c) Fischer E., Callaghan P.T., *Phys. Rev.*, 2001, E 64, p. 011501 ; d) Welch S.E., Stetzer M.R., Hu G., Sirota E.B., Idziak S.H.J., *Phys. Rev.*, 2002, E 65, p. 061511.
- [5] a) Britton M.M., Callaghan P.T., *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78, p. 4930 ; b) Coussot P., Raynaud J.S., Bertrand F., Moucheron P., Guilbaud J.P., Huynh H.T., Jamy S., Lesueur D., *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88, p. 218301.
- [6] Manneville S., Bécu L., Colin A., *Eur. Phys. J. AP*, 2003.
- [7] Yeh Y., Cummins H.Z., *Appl. Phys. Lett.*, 1964, 4, p. 176.
- [8] Wang J.J., Yavich D., Leal L.G., *Phys. Fluids*, 1994, 6, p. 3519.
- [9] a) Boltenhagen P., Hu Y.T., Matthys E.F., Pine D.J., *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 79, p. 2359 ; b) Hu Y.T., Boltenhagen P., Matthys E.F., Pine D.J., *J. Rheol.*, 1998, 42, p. 1209.
- [10] Salmon J.-B., Manneville S., Colin A., Pouligny B., *Eur. Phys. J. AP*, 22, 2003, p. 143.
- [11] Berne B.J., Pecora R., *Dynamic Light Scattering*, Wiley, New York, 1995.
- [12] Ackerson B.J., Clark N.A., *J. Phys.*, 1981, 42, p. 929.
- [13] Fuller G.G., Rallison J.M., Schmidt R.L., Leal L.G., *J. Fluid Mech.*, 1980, 100, p. 555.
- [14] Cates M.E., Fielding S.M., *Advances in Physics*, 2007, 55, p. 799.
- [15] a) Berret J.-F., Roux D.C., Porte G., *J. Phys.*, 1994, II 4, p. 1261 ; b) Rehage H., Hoffmann H., *Mol. Phys.*, 1991, 74, p. 933 ; c) Schmitt V., Lequeux F., Pousse A., Roux D., *Langmuir*, 1994, 10, p. 955.
- [16] Salmon J.-B., Colin A., Manneville S., Molino F., *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90, p. 228303.
- [17] Hébraud P., Lequeux F., Munch J.P., Pine D.J., *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78, p. 4657.
- [18] Mason T.G., Lacasse M.-D., Grest G.S., Levine D., Bibette J., Weitz D.A., *Phys. Rev.*, 1997, E 56, p. 3150.
- [19] Salmon J.-B., Bécu L., Manneville S., Colin A., *Eur. Phys. J.*, 2003, E 10, p. 209.
- [20] Barnes H.A., *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 1995, 56, p. 221.
- [21] a) Bécu L., Manneville S., Colin A., *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 93, p. 018301 ; b) Degré G., Joseph P., Tabeling P., Lerouge S., Cloitre M., Ajdari A., *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 89, p. 024104.
- [22] a) Aradian A., Cates M.E., *Phys. Rev.*, 2006, E 73, p. 041508 ; b) Fielding S.M., Olmsted P.D., *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96, p. 104502.



**Jean-Baptiste Salmon, prix de thèse 2004 de la division de Chimie Physique** est chargé de recherche au CNRS au LOF (Laboratoire du Futur)\*.

\* LOF, 178 avenue du Docteur Schweitzer, 33608 Pessac Cedex.  
Courriel : jean-baptiste.salmon-exterieur@eu.rhodia.com

Le LOF est une unité mixte CNRS/Rhodia/Bordeaux 1 créée en octobre 2004 qui vise à développer des outils et des technologies à haut rendement pour la caractérisation en physico-chimie hors d'équilibre.