

MASTER SCIENCE DE LA MATIÈRE
École Normale Supérieure de Lyon
Université Claude Bernard Lyon I

Stage 2019-2020
COFFY William
M2 Science de la matière

Signature macroscopiques de l'histoire du cisaillement pour les gels de noirs de carbones.

Résumé : *Nous avons étudié l'impact de l'histoire de cisaillement sur la réponse macroscopique de gel de noir de carbone.*

Mots clefs :

Stage encadré par :
Divoux Thibaut



Table des matières

1	Introduction	3
2	Instabilité de Saffman-Taylor	3
3	Noir de carbone	5
4	Mesure rhéologique	6
5	Mesure de profil de hauteur	7
6	Protocole expérimental.	7
7	Influence de la séparation des plaques	8
8	Conclusion	13

1 Introduction

Les gels de noirs de carbones sont connus pour leurs sensibilité à l'histoire de cisaillement. Cette sensibilité à l'histoire du cisaillement est associée dans la littérature à des changements de structures à l'échelle microscopique. Durant ce stage, j'ai corrélié une observable macroscopique à un changement dans le comportement de gels de noirs de carbone, du à un changement dans l'histoire de leur cisaillement.

2 Instabilité de Saffman-Taylor

L'instabilité de Saffman Taylor est une instabilité hydrodynamique, correspondant à un écoulement d'un liquide dans un milieu poreux contenant un second liquide plus visqueux [8]. Il s'agit d'une instabilité ayant lieu à l'interface entre les deux liquides, donnant lieu à la pénétration de "doigts" du fluide peu visqueux dans le plus visqueux. L'instabilité est due à la loi de Darcy : il s'agit de la loi reliant gradient de pression et flux de liquide dans un milieu poreux. Dans le cadre d'un milieu poreux homogène isotrope de perméabilité K , pour un liquide newtonien de viscosité dynamique μ , cette loi s'écrit sous la forme :

$$\vec{q} = -\frac{K}{\mu} \vec{\nabla} P \quad (1)$$

On se place dans le cas suivant : un canal de porosité homogène isotrope. On note x la position de l'interface, qui est centrée autour de $x = 0$. On a donc deux liquides, désigné par liquide 1 et liquide 2, de viscosité respective μ_1 et μ_2 , et dont les champs de pression à l'intérieur du liquide dans le cadre de l'interface plane sont notés $P_1^{(0)}$ et $P_2^{(0)}$. (voir figure 1.) Après intégration, on peut réécrire l'équation

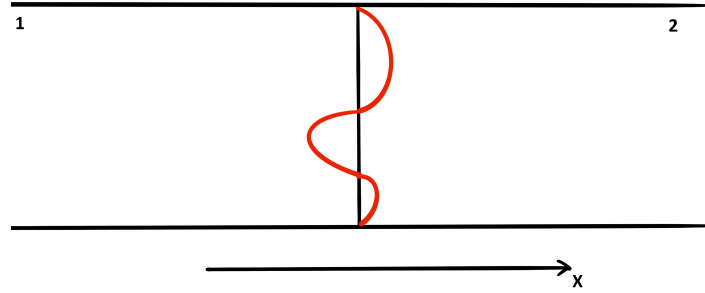


FIGURE 1: Géométrie pour le déclenchement de l'instabilité.

de la loi de Darcy sous la forme :

$$P_i^{(0)} = P_{int} - \frac{V\mu_i}{K} x \quad (2)$$

où V est la vitesse de déplacement globale de l'interface, et P_{int} la pression à l'interface. Si l'interface est parfaitement plane, $x = 0$ de partout, le champ de pression est uniforme et la situation est stable. Maintenant, on considère une interface légèrement déformée, et l'on cherche à calculer le taux de croissance d'une instabilité. On écrit $x = \eta_0 \exp(iky + \sigma t)$ où k est le vecteur d'onde de l'instabilité, σ son taux de croissance et $\eta_0 \ll 1$ l'amplitude de la déformation. Si on injecte l'expression de l'interface déformée dans la loi de Darcy, on obtient :

$$P_i = P_i^{(0)} + p_i \tilde{x} \exp(iky + \sigma t) \quad (3)$$

avec $p_i \tilde{x}$ l'amplitude de la déformation de pression. Après écriture des conditions au bord (continuité de la vitesse à l'interface, perturbation s'annulant en l'infini), on obtient :

$$-V\mu_1 - \frac{\sigma\mu_1}{k} = -V\mu_2 + \frac{\sigma\mu_2}{k} \quad (4)$$

ce qui permet de calculer la taux de croissance de l'instabilité :

$$\sigma = \frac{kV(\mu_2 - \mu_1)}{\mu_2 + \mu_1} \quad (5)$$

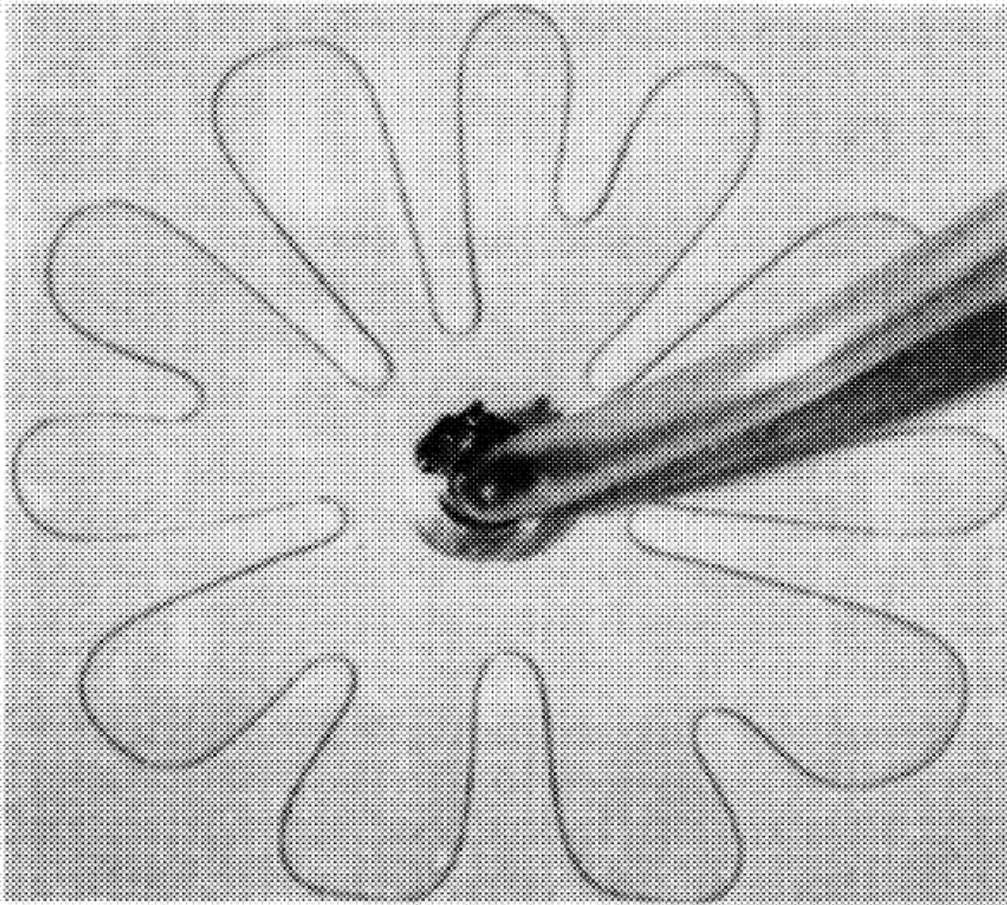


FIGURE 2: Instabilité de Saffman-Taylor en géométrie axy-symétrique.(air dans glycérol

Ce taux de croissance montre bien que la perturbation de l'interface croit si σ est positif, c'est à dire quand le liquide qui est poussé, de viscosité μ_2 , est plus visqueux que celui mis en mouvement. On peut raffiner ce calcul en prenant en compte la discontinuité de pression à l'interface du à la tension de surface, ce qui rajoute une condition sur la valeur du vecteur d'onde : les grandes valeurs de k , correspondant à des déformations de petites longueurs d'onde, sont lissées par la tension de surface.[10][?] La dérivation ici effectuée est dans le cadre d'une interface plane, mais elle peut se faire sans problème dans le cadre dans lequel nous allons l'étudier ensuite : une géométrie axisymétrique, où le phénomène de sélection du vecteur d'onde revient à sélectionner le nombre de doigts. Ce cas est représenté en figure 2, avec l'injection d'air du glycérol. Ce dernier est confiné entre deux plaques faiblement espacé, créant ainsi un milieu poreux. L'air est injecté au centre, mais il aurait pu être forcé par les bords, avec une évacuation de liquide au centre. Il a été montré que séparer les deux plaques était équivalent, et c'est la géométrie que nous utiliseront dans le reste de l'étude.[9]

La dérivation précédente s'applique au cas de fluides newtoniens, dont la relation entre la contrainte σ et le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ est de la forme $\sigma = \eta\dot{\gamma}$, avec η est la viscosité dynamique. On peut se poser la même question dans le cas de fluides non newtoniens, dont les relations contraintes-taux de cisaillement ne sont plus simplement linéaires. Le problème de Saffman-Taylor est plutôt bien compris dans le cadre des fluides viscoélastiques [?] . L'étude présenté par suite s'intéresse au cas d'une catégorie précise de fluides non newtoniens, celui des fluides à seuil, aussi appelé gels. Il s'agit de fluides qui présentent des comportements solides au repos, avec une forme propre, et qui se mettent à couler dès qu'une contrainte suffisamment forte est appliquée (figure 3).

Historiquement, le cas des fluides à seuil dans le cadre de l'instabilité de Saffman-Taylor a été étudiée théoriquement et expérimentalement dans la fin des années 1990 [1]. Le calcul théorique à été effectuée par Philippe Coussot, et vérifié expérimentalement par Linder et al [6], consiste à remplacer la contrainte dans le calcul de Saffman-Taylor newtonien, par la contrainte seuil du fluide. On peut

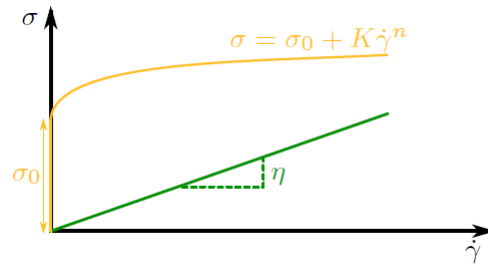


FIGURE 3: Différence de relation entre contrainte et taux de cisaillement

donc, à partir de cela, prédire les temps courts proches du démarrage de l'instabilité, et en particulier le nombre d'onde. Le calcul théorique permet de prédire des lois d'échelles sur le nombre d'onde, en fonction des deux paramètres physiques : la séparation des deux plaques et la vitesse de pénétration du front d'air dans le gel. Or, le nombre d'onde est relié au nombre de doigts observables, et c'est cela qui a été vérifié expérimentalement. Cependant, une autre étude par Thibaut Divoux et al a montré, récemment, que pour au moins un type de gel, l'instabilité dans le cadre d'expérience axysymétrique se comportait comme si le liquide était newtonien [2].

3 Noir de carbone

Les particules de noires de carbone sont des particules colloïdales de suie, résultantes de la combustion partielle de carburant fossiles. Les agrégats primaires sont des particules fractales, dont la taille varie de 0.2 à 0.5 μm (figure 4). [4] Une fois que ces particules sont dispersées dans l'huile, on observe une attraction à courte portée entre elles, dont l'énergie typique d'interaction est de l'ordre de $30kBT$ [3]. Dans l'huile, même à des faibles concentrations, elles forment un réseau fractal, créant un gel colloïdal. Ces gels sont utilisés dans des applications industrielles dans des peintures ou des pneus. Les gels de noirs de carbones sont intéressants en recherche en raison de leur conductivité électrique, de leur absence d'évaporation permettant de longs temps expérimentaux. Cependant, ils sont extrêmement sensibles à l'histoire du cisaillement. C'est à cette sensibilité à l'histoire du cisaillement que nous allons nous intéresser. [5][4] [7]

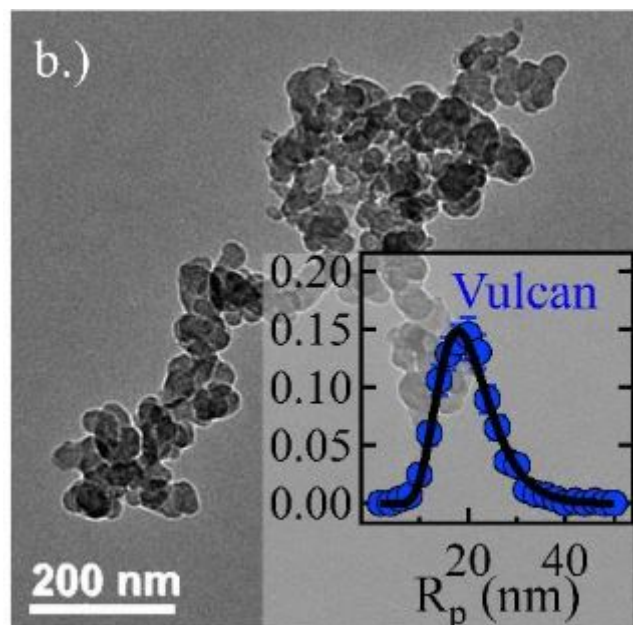


FIGURE 4: Photo au microscope électronique d'un agrégat primaire.

Les gels de noirs de carbone qui ont été étudié dans le cadre de cette étude sont composées de particules de noirs de carbone (Cabot Vulcan XC72R of density 1.8) dispersés dans une huile minérale légère (Sigma, density 0.838, viscosity 20 mPa s). Leur fraction massique en solution est de 8%. Les particules sont dispersées dans l'huile sous agitations pendant une nuit, avant d'être exposé à un bain a ultrasons pour les suspendre. Comme les particules et l'huile n'ont pas la même densité, pour éviter tout effet de sédimentation sur le long terme, le gel est passé aux ultrasons avant chaque utilisation.

4 Mesure rhéologique

Pour réaliser les expériences présentées par la suite, nous avons utilisés un rhéomètre. Il s'agit d'un appareil permettant de réaliser une mesure de viscosité d'une solution. Pour cela, une géométrie est mise en rotation en étant presque au contact d'une autre géométrie, et le liquide à mesurer est placé entre les deux. En tournant, la géométrie supérieure génère un écoulement dans le liquide. En mesurant le couple exercé par le liquide sur l'axe, ainsi que la vitesse de rotation, on peut déterminer la contrainte et le taux de cisaillement, nous donnant accès la viscosité. De multiples géométrie sont envisageables en fonctions des contraintes expérimentales. Dans notre cas, il s'agira d'une géométrie plan-plan, et le contrôle de la position de la géométrie supérieure permet de réaliser la séparation des deux plaques pour observer l'instabilité. Le contrôle de position permet un arrachement à vitesse constante, et au travers de la conservation du volume on peut remonter à la vitesse du front.

On peut réaliser deux grandes catégories de mesures à l'aide d'un rhéomètre :

1. Des mesures en cisaillement : on impose une rotation à une vitesse de consigne et l'on mesure la contrainte sur l'axe. La rotation est continue. Cela permet de mesurer la viscosité du liquide.
2. Des mesures en oscillation : au lieu d'imposer une rotation continue, on impose un mouvement oscillant sinusoïdal à la géométrie supérieur et on mesure le couple sur l'axe. On dispose ici de deux paramètres possibles : la fréquence de l'oscillation et son amplitude. Un balayage à faible amplitude en faisant varier la fréquence permet de mesurer la réponse linéaire du matériau. Un balayage à fréquence constante (habituellement 1 Hz), en augmentant l'amplitude, permet de mesurer la casse du matériel. On impose donc une déformation $\gamma = \gamma_0 \cos(2\pi ft)$, et l'on mesure une contrainte $G = G' + iG''$. On sépare la réponse en deux parties, une réponse élastique G' et une réponse visqueuse G'' . Un matériau est un gel si G' est plus grand G'' .

Les mesures rhéologique présentées par la suite ont été réalisées dans un rhéomètre à contrainte imposée (Anton Paar MCR 301), à température ambiante ($\sim 25^\circ\text{C}$). La géométrie fixe est une plaque lisse en acier inoxydable, tandis que la partie supérieur est une géométrie plane, surface sablée, de diamètre 40 mm 5. Toutes les expériences d'arrachement ont été réalisée avec vitesse de $100\mu\text{ms}^{-1}$. Cette vitesse est suffisamment faible pour que le déclenchement de l'instabilité soit atteinte avec une vitesse d'arrachement constante, tout en assurant une faible variation de la séparation entre les plaques pendant la phase d'accélération.

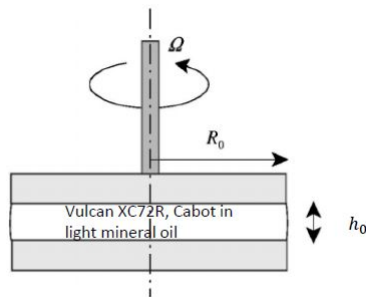


FIGURE 5: Géométrie employée lors de tests d'arrachement : plan-plan avec $R_0 = 20\text{mm}$

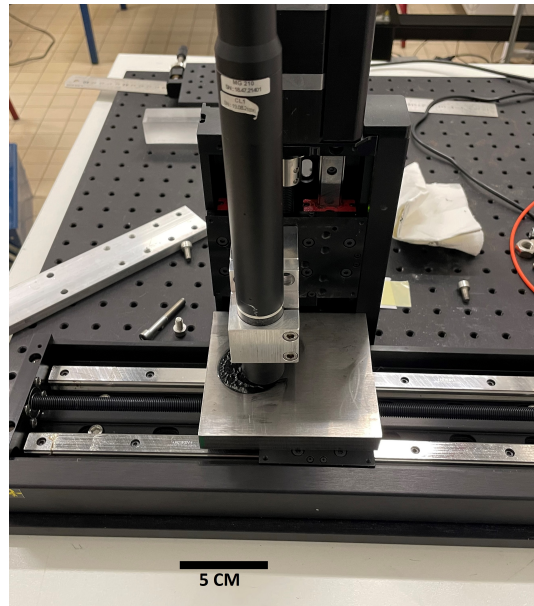


FIGURE 6: Photo du dispositif de mesure du profil de surface.

5 Mesure de profil de hauteur

Le profil de la hauteur de la surface des motifs créés par l'arrachement ont été mesurée en utilisant des stylos optiques CL1 et CL4, relié à un contrôleur STIL Duo. La gamme de mesure est de $130\mu\text{m}$ pour le stylo CL4 and 0mm pour le stylo CL1. Les expériences d'arrachement donnant lieu à des mesures de hauteur ont été réalisée sur des plaques en acier, pour pouvoir être déplacée vers le dispositif de mesure. Comme les stylos optiques réalisent des mesures ponctuels, le déplacement de l'objet à mesurer est assuré par une vis micrométrique et un moteur. (figure 6)

6 Protocole expérimental.

L'objectif de notre étude est de nous intéresser à la sensibilité à l'histoire du cisaillement subi par un gel de noir de carbone. Pour cela, nous avons développé un protocole nous permettant de garantir le fait que nous revenons toujours dans le même état de départ. Le protocole est en quatre étapes :

1. Il s'agit d'effacer la mémoire du système. Pour cela, nous imposons un fort taux de cisaillement au gel ($\dot{\gamma} = 500\text{s}^{-1}$), pendant une minute. Cet étape permet de casser toute la micro-structure qui aurait du être formé lors du chargement ou de précédentes expériences. Pendant cet étape, le gel est un liquide.
2. Une étape de préparation du système : il s'agit de cisailier le système à un $\dot{\gamma}_0$ pendant un temps Δt . C'est cette étape qui permet de fixer la micro-structure. Une fois le temps Δt écoulé, le cisaillement est arrêté. Cependant, c'est ici qu'est le point important : les gels sont, de manière générale, des systèmes contrôlés en contrainte et non en taux de cisaillement. Ils changent de réponse (de liquide à solide et vice-versa) à partir d'une contrainte seuil. Jusque là, nous avons imposé le taux de cisaillement (ie : la vitesse de rotation du rotor). Pour nous arrêter, nous imposons $\sigma = 0$: la contrainte sur l'axe (ie : le couple sur l'axe du rotor) est nulle. Cela permet au système de s'arrêter sans le forcer. C'est à ce moment là qu'il redevient solide. Le profil du taux de cisaillement au cours du temps est représenté en figure 7. Il est à noter que l'échelle de temps est exagéré : le temps d'arrêt est de l'ordre de la fraction de seconde.
3. Une étape de reprise : il s'agit de mesurer les propriétés viscoélastique linéaire par une mesure en oscillation. Le rotor oscille autour d'une position d'équilibre, à une fréquence de 1 Hz , avec un faible taux de déformation. Il s'agit de vérifier que le gel a bien atteint un état d'équilibre.

4. Une étape de mesure : il s'agit de mesurer ce que l'on souhaite. Cela peut être des propriétés rhéologique dont la mesure est destructive, imposant de recommencer le protocole de préparation comme c'est le cas pour un balayage en amplitude. On impose au rotor d'osciller autour d'une position d'équilibre, à une fréquence fixe, avec un taux de déformation augmentant au cours du temps, et on mesure la réponse visco-élastique pour chaque taux de déformation. Dans notre cas, c'est aussi à cette étape que sont réalisés les manipulations d'arrachement : il s'agit de séparer les deux plaques, et d'observer le motif résultant.

On dispose donc d'un nombre important de paramètres, lié à la fois à la géométrie et à la préparation. Durant le stage, j'ai fait varier $\dot{\gamma}_0$ entre 0.1 et 500 s⁻¹, Δt entre 1 et 3600 secondes, la vitesse de séparation des plaques v_l entre 10 et 200 μms^{-1} et la séparation des plaques h_0 entre 75 et 1000 micromètres. Dans ce qui est présenté ensuite, je vais toujours travailler avec une vitesse d'arrachement de $v_l = 100 \mu\text{ms}^{-1}$, et je ferais au plus varier un paramètre à la fois.

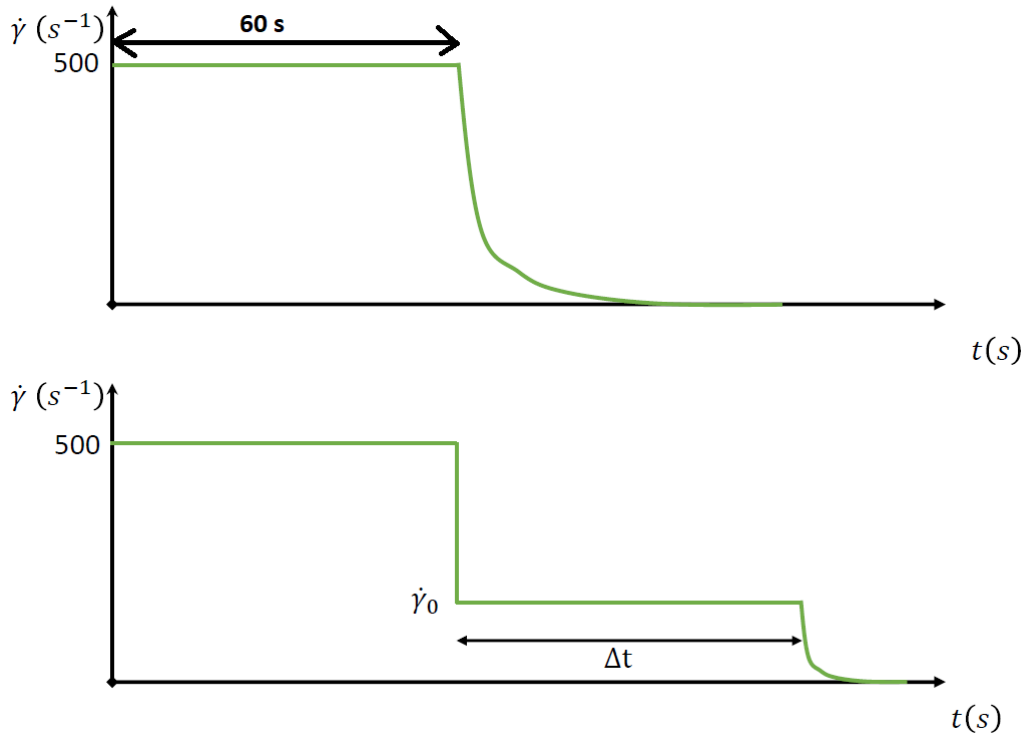


FIGURE 7: Profil temporel du taux de cisaillement pour les deux protocoles de préparations employés

7 Influence de la séparation des plaques

Dans cette partie, on va regarder la différence entre deux protocoles extrêmes : on fixe δt à 600s, et on regarde les cas $\dot{\gamma}_0 = 5 \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\gamma}_0 = 500 \text{ s}^{-1}$.

On observe (8) que les propriétés linéaires n'ont qu'une différence : le fait que $\tan(\delta) = \frac{G''}{G'}$, dans le cas du protocole pour $\dot{\gamma}_0 = 5 \text{ s}^{-1}$ tend à augmenter à faible séparation entre les plaques. Cependant, comme $G' > G''$, on est toujours en présence d'un gel.

Cependant, si l'on regarde la réponse en taux de déformation, c'est à dire la manière dont le gel se casse lorsqu'il est sollicité, on observe des différences importantes. Pour le protocole à faible taux de cisaillement (9.a) et 9.c) , on observe, pour les grandes valeurs de h_0 l'apparition d'une bosse secondaire dans la courbe de G' (en plein) en fonction de γ . Il s'agit d'un "double yielding", c'est la signature rhéologique d'un processus de casse du gel en deux étapes. Le premier "yielding", correspondant au taux de déformation critique, est le moment où le gel passe de solide à liquide, c'est dire que G'

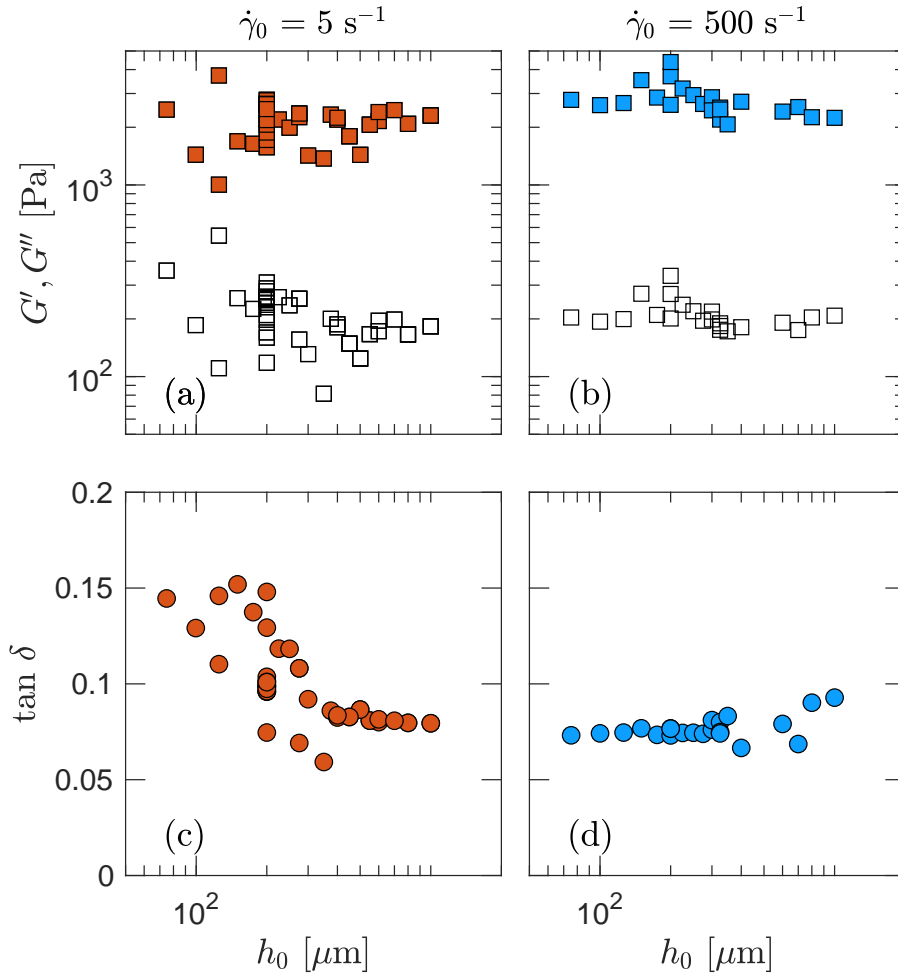


FIGURE 8: a) Module élastique (plein) et visqueux (vide) dans le régime linéaire après 600 s de cisaillement à $\dot{\gamma}_0 = 5 \text{ s}^{-1}$ en fonction de la séparation entre les plaques. b) Module élastique (plein) et visqueux (vide) dans le régime linéaire après 600 s de cisaillement à $\dot{\gamma}_0 = 500 \text{ s}^{-1}$ en fonction de la séparation entre les plaques. c) $\tan(\delta)$ dans le régime linéaire après 600 s de cisaillement à $\dot{\gamma}_0 = 5 \text{ s}^{-1}$ en fonction de la séparation entre les plaques. d) $\tan(\delta)$ dans le régime linéaire après 600 s de cisaillement à $\dot{\gamma}_0 = 500 \text{ s}^{-1}$ en fonction de la séparation entre les plaques

devient plus petit que G'' . On casse donc le réseau de particules, et le gel se met à couler. Dans le cas d'une fracture en deux étapes, on fracture le réseau en plus petits groupes, avant de briser les groupes individuels. Ce n'est pas quelque chose que l'on observe dans le cas du protocole à haut de cisaillement (9.b) et 9.d)), ni même pour une faible séparation entre les plaques. L'interprétation que nous en avons est que dans le cas d'une faible séparation des plaques, il n'y a simplement pas l'espace pour développer ces gros groupes, car ils se développeraient au moment de la gélification. Ils n'existent pas non plus dans le cas du protocole à haut taux de cisaillement, car le gel passe de complètement liquide à gélifié sans avoir le temps de développer de tels groupes.

On peut s'intéresser à une observable macroscopique : les motifs résultats de l'instabilité de Saffman-Taylor, et leur différence en fonction du protocole. Comme on peut l'observer en figure 10, il y a une différence très nette entre les deux. Le motif obtenu suite au protocole à faible taux de cisaillement est bien plus branché, avec un nombre de doigts bien plus importants, alors que les paramètres géométriques (vitesse d'arrachement et séparation des plaques sont identiques). On observe ici directement une différence sur une observable macroscopique (le motif) une différence de rhéologie, que l'on associe à une différence de microstructure.

Plus quantitativement, on peut regarder la dépendance en fonction de h_0 de la longueur d'onde des motifs. Cette dernière, notée λ , est mesurée à partir des images des motifs. Il s'agit de compter le

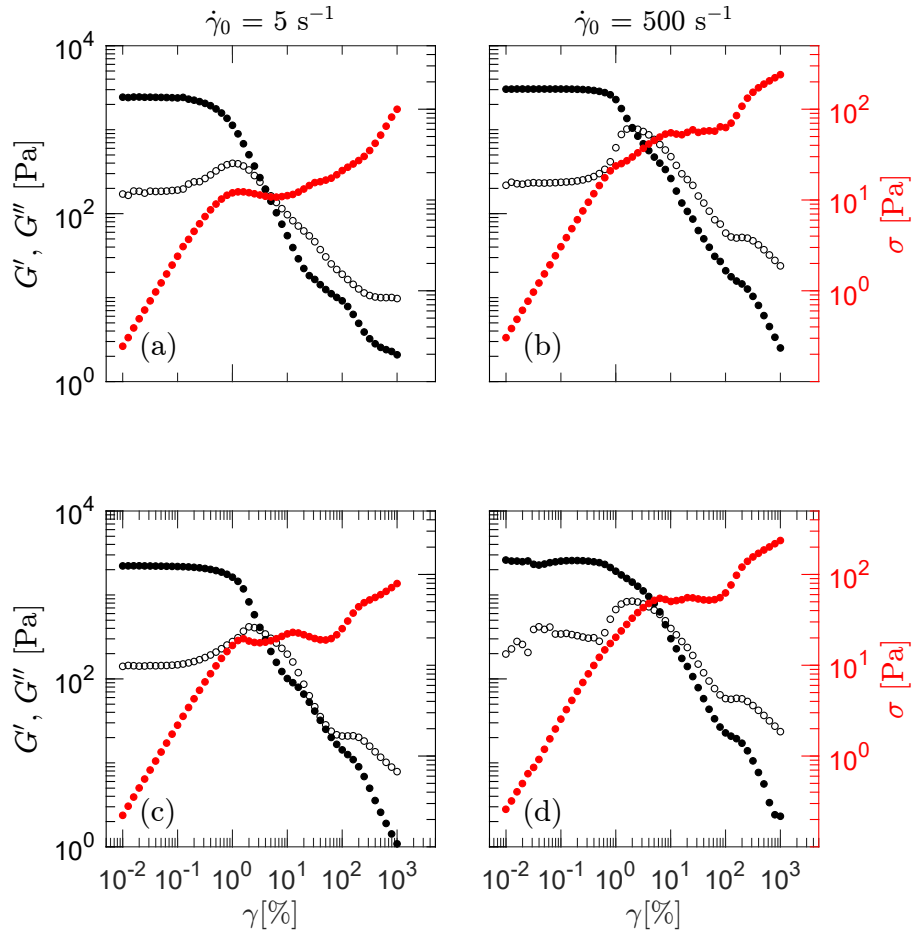


FIGURE 9: a) Module élastique (plein) et visqueux (vide) en fonction du taux de déformation après 600 s de cisaillement à $\dot{\gamma}_0 = 5\text{s}^{-1}$ pour $h_0 = 200\ \mu\text{m}$ b) Module élastique (plein) et visqueux (vide) en fonction du taux de déformation après 600 s de cisaillement à $\dot{\gamma}_0 = 500\text{s}^{-1}$ pour $h_0 = 200\ \mu\text{m}$ c) Module élastique (plein) et visqueux (vide) en fonction du taux de déformation après 600 s de cisaillement à $\dot{\gamma}_0 = 5\text{s}^{-1}$ pour $h_0 = 800\ \mu\text{m}$ d) Module élastique (plein) et visqueux (vide) en fonction du taux de déformation après 600 s de cisaillement à $\dot{\gamma}_0 = 500\text{s}^{-1}$ pour $h_0 = 800\ \mu\text{m}$

nombre de doigts sur un motif au niveau du cercle extérieur, et de mesurer l'étendue du motif. Pour cela, comme représenté en figure 11.c), on trace le cercle de rayon minimal qui encercle le motif. Cela nous donne le rayon R du motif, et on l'on compte le nombre de doigts N . On calcule la longueur d'onde λ comme étant la distance moyenne entre doigts, c'est à dire $\lambda = 2\pi R/N$. On représente en figure 11 la variation de la longueur d'onde du motif en fonction de la séparation entre les plaques, et l'étendue du motif. Il est important de noter que dans ces deux graphes, les échelles en abscisses ne sont pas identiques. En effet, les deux gammes de stabilité ne sont pas les mêmes. De plus, même quand le motif est instable, il n'est pas nécessairement possible d'extraire une longueur d'onde. Ainsi les motifs issue du protocole avec $\dot{\gamma}_0 = 5\text{s}^{-1}$ ne sont plus exploitable en dessous de $h_0 = 100\ \mu\text{m}$, et le reste à des séparations où les échantillons préparés à $\dot{\gamma}_0 = 500\text{s}^{-1}$ sont stables ou avec des motifs inexploitable en raison du manque de doigts. Les droites solides correspondent aux meilleurs régressions en loi de puissance d'exposant $3/2$, et l'accord est correct. En effet, la théorie newtonienne, dans cette géométrie, prévoit $\lambda \propto h_0^{-3/2}$, et cela est en accord avec ce qui a été observé par Divoux et al.

Enfin, à l'aide des mesures de profils de surface, on peut regarder la rugosité de surface. A partir des données brutes du profilomètre (figure 12), on a trois zones distinctes : le métal nu, en vert, les zones entres doigts indiquées en rouge, et les doigts eux même, là où le capteur ne mesure rien. Pour mesurer la rugosité du motif, on va s'intéresser aux zones entre les doigts. On les isole, et on mesure la taille des pics. On ne cherche pas à mesurer une hauteur absolue mais les variations relatives par rapport à ce

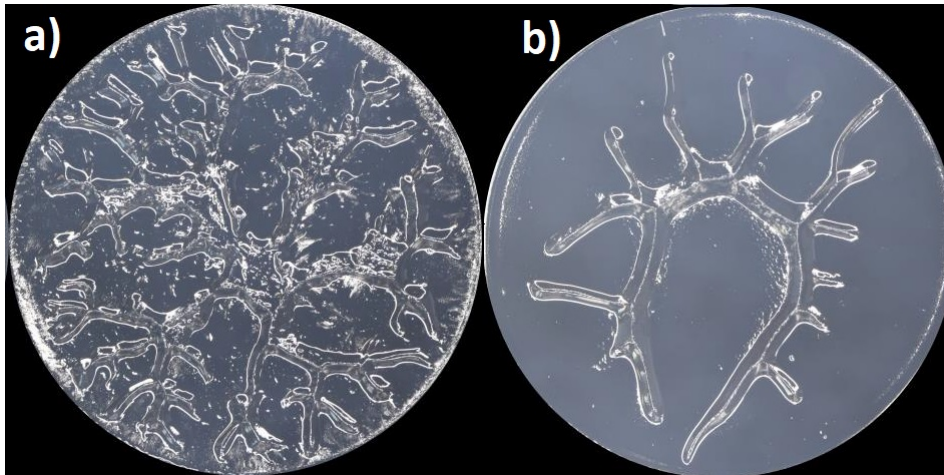


FIGURE 10: a) Motif après séparation des deux plaques après 600 s de cisaillement à $\dot{\gamma}_0 = 5\text{s}^{-1}$ pour $h_0 = 225\ \mu\text{m}$ b) Motif après séparation des deux plaques après 600 s de cisaillement à $\dot{\gamma}_0 = 500\text{s}^{-1}$ pour $h_0 = 225\ \mu\text{m}$

qui se trouve autour. On fait cela pour une dizaine de coupe par motif, pour obtenir entre 100 et 200 pics par conditions expérimentales. Une fois cela effectué, on peut tracer la distribution de ces pics. On obtient la figure 13. On a représenté la distribution des tailles de rugosité de surface en fonction de la séparation initiale. Les distributions associées au protocole avec 600 s de cisaillement à $\dot{\gamma}_0 = 5\text{s}^{-1}$ sont plus larges comparées à celle obtenue avec le second protocole. La différence observée est cohérente avec l'explication d'un changement de micro-structure vers quelque chose de plus grossier dans le cadre du protocole avec $\dot{\gamma}_0 = 5\text{s}^{-1}$. L'hypothèse pour le mécanisme est la suivante : quand on passe du temps à faible taux de cisaillement, le système a le temps de former des groupes de tailles intermédiaires entre la particule unique et le gel. Ce sont ensuite ces groupes, plus gros, qui forment un gel. Cette histoire est cohérente avec l'observation d'une fracture en deux temps du gel observé dans les données rhéologiques.

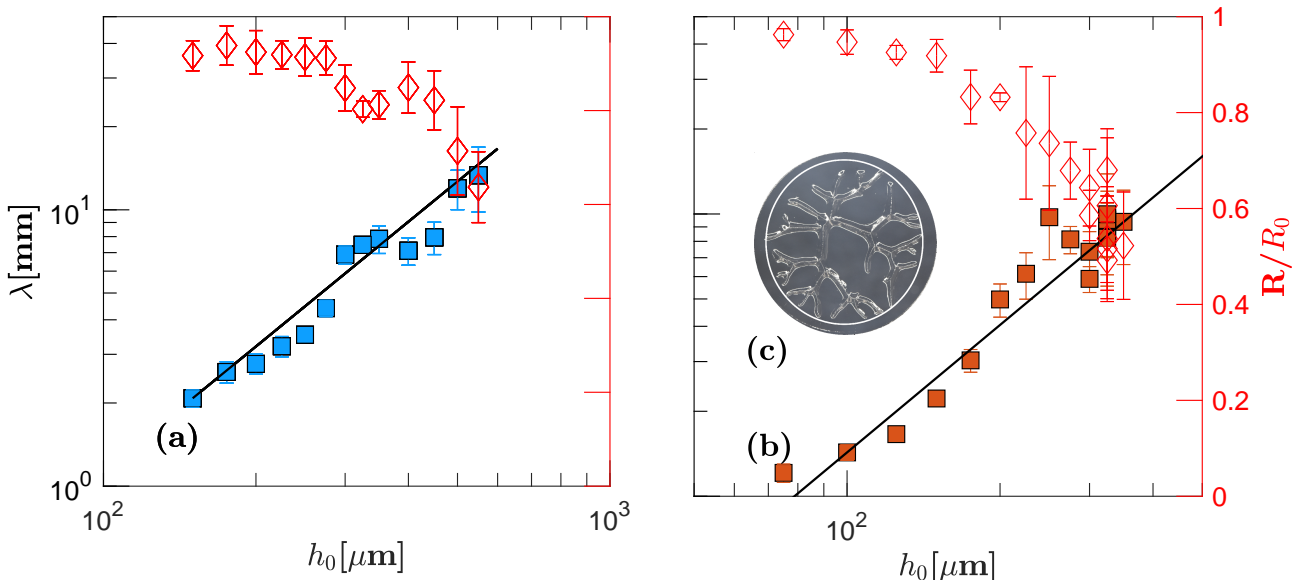


FIGURE 11: Longueur d'onde la plus instable λ_c et extension relative R/R_0 du motif d'instabilité visqueuse en fonction de h_0 pour deux historiques de cisaillement. (a) $\dot{\gamma}_0 = 5\ \text{s}^{-1}$ pendant $\Delta t = 600\ \text{s}$ (b) $\dot{\gamma}_0 = 500\ \text{s}^{-1}$ pendant $\Delta t = 600\ \text{s}$ suivi de $\sigma = 0\ \text{Pa}$. Dans (a) et (b), les deux droites continues correspondent à la meilleure loi d'échelle d'exposant $3/2$.

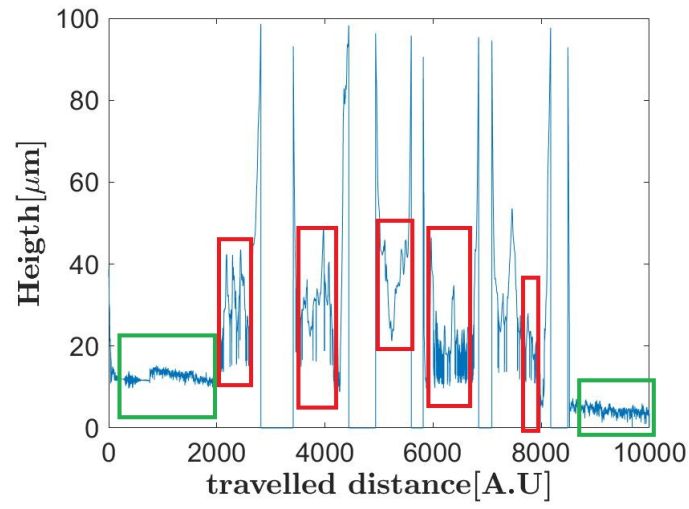


FIGURE 12: Résultat brut du profil de la surface.

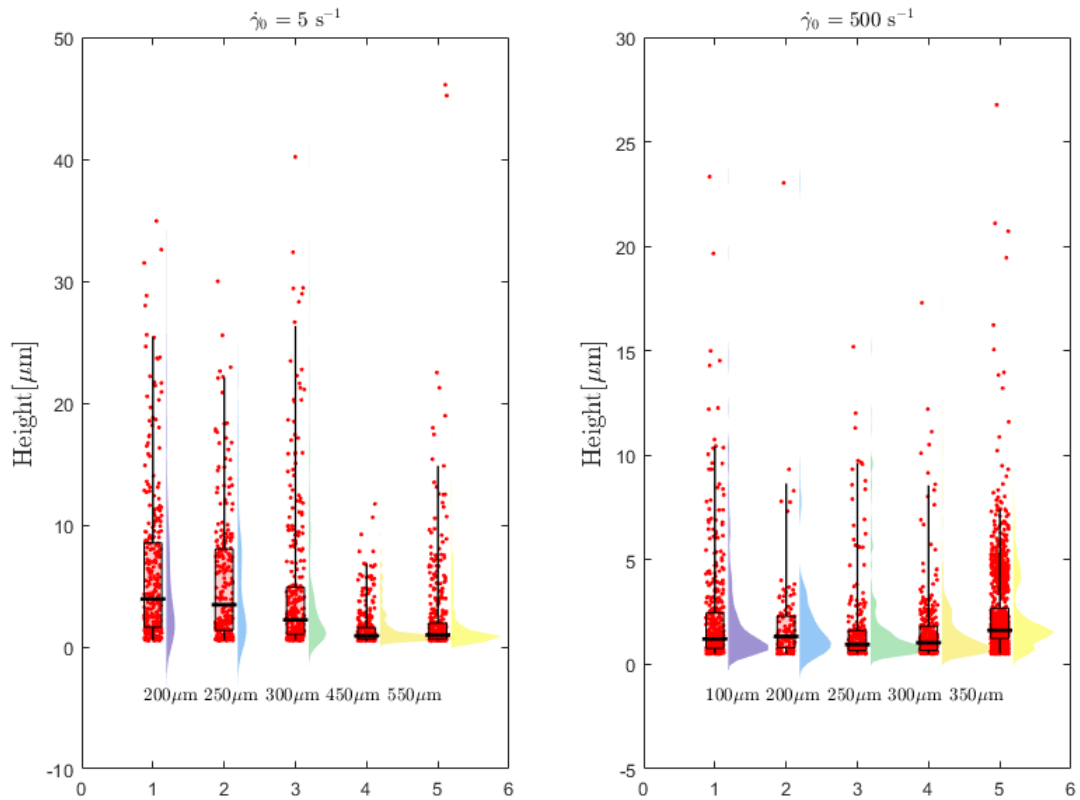


FIGURE 13: Distribution des tailles de rugosité de surface, pour les deux protocoles.

8 Conclusion

Nous avons étudié la réponse macroscopique de gel de noir de carbone à un changement dans le protocole de préparation. Nous avons corrélié un changement dans des observables macroscopiques liés à une instabilité hydrodynamique à ce que nous pensons être un changement de microstructures. Les perspectives futures impliquent un travail plus fin pour comprendre l'effet de chaque paramètre ainsi que des observations microscopiques pour valider nos hypothèses, notamment en utilisant de la diffraction à rayon X.

Références

- [1] Philippe Coussot. Saffman-Taylor instability in yield-stress fluids. page 14.
- [2] Thibaut Divoux, Asheesh Shukla, Badis Marsit, Yacouba Kaloga, and Irmgard Bischofberger. Criterion for Fingering Instabilities in Colloidal Gels. *Phys. Rev. Lett.*, 124(24) :248006, June 2020.
- [3] P. A. Hartley and G. D. Parfitt. Dispersion of powders in liquids. 1. The contribution of the van der Waals force to the cohesiveness of carbon black powders. *Langmuir*, 1(6) :651–657, November 1985.
- [4] Julie B. Hipp, Jeffrey J. Richards, and Norman J. Wagner. Structure-property relationships of sheared carbon black suspensions determined by simultaneous rheological and neutron scattering measurements. *Journal of Rheology*, 63(3) :423–436, May 2019.
- [5] Nick Koumakis, Esmael Moghimi, Rut Besseling, Wilson C. K. Poon, John F. Brady, and George Petekidis. Tuning colloidal gels by shear. *Soft Matter*, 11(23) :4640–4648, 2015.
- [6] Anke Lindner, Philippe Coussot, and Daniel Bonn. Viscous Fingering in a Yield Stress Fluid. *Phys. Rev. Lett.*, 85(2) :314–317, July 2000.
- [7] Esmael Moghimi, Alan R. Jacob, Nick Koumakis, and George Petekidis. Colloidal gels tuned by oscillatory shear. *Soft Matter*, 13(12) :2371–2383, 2017.
- [8] Philip Geoffrey Saffman and Geoffrey Ingram Taylor. The penetration of a fluid into a porous medium or Hele-Shaw cell containing a more viscous liquid. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 245(1242) :312–329, June 1958. Publisher : Royal Society.
- [9] Michael J Shelley, Fei-Ran Tian, and Krzysztof Wlodarski. Hele - Shaw flow and pattern formation in a time-dependent gap. *Nonlinearity*, 10(6) :1471–1495, November 1997.
- [10] P. Tabeling, G. Zocchi, and A. Libchaber. An experimental study of the Saffman-Taylor instability. *J. Fluid Mech.*, 177 :67–82, April 1987.