



HAL
open science

Investigation expérimentale des écoulements électrohydrodynamiques par vélocimétrie laser

Joel R Karp, Franck Lefebvre, Saïd Idlahcen, Bertrand Lecordier, Mostafa Shadloo

► To cite this version:

Joel R Karp, Franck Lefebvre, Saïd Idlahcen, Bertrand Lecordier, Mostafa Shadloo. Investigation expérimentale des écoulements électrohydrodynamiques par vélocimétrie laser. 18e Congrès Francophone de Techniques Laser, Sep 2024, LYON, France. <hal-05144979>

HAL Id: hal-05144979

<https://hal.science/hal-05144979v1>

Submitted on 4 Jul 2025

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

Investigation expérimentale des écoulements électrohydrodynamiques par vélocimétrie laser

Joel R. KARP¹, Franck LEFEBVRE¹, Said IDLAHCEN¹, Bertrand LECORDIER¹, Mostafa SHADLOO^{12*}

¹INSA Rouen Normandie, Univ Rouen Normandie, CNRS, Normandie Univ, CORIA UMR 6614, F-76000 Rouen

²Institut Universitaire de France, Rue Descartes, F-75231 Paris, France

*(auteur correspondant : msshadloo@coria.fr)

Résumé - Une nouvelle méthodologie expérimentale basée sur la vélocimétrie laser pour l'étude des écoulements électrohydrodynamiques (EHD) à l'intérieur d'une goutte de 2,25 mm de rayon avec faible conductivité électrique et à flottabilité neutre est proposée. En utilisant des particules fluorescentes, des mesures de PIV 2D et 3D par suivi Lagrangien lagrangiennes (LPT) a permis de capter l'écoulements EHD à l'intérieur d'une goutte initialement sphérique et soumise à un champ électrique constant. Les huiles de silicone et de ricin ont été utilisées selon le cas étudié pour la goutte ou le fluide porteur, en couvrant ainsi des régimes de déformation oblates ou prolates de petites et de grandes amplitudes. Les mesures 2D des trajectoires et des vitesses des particules dans un référentiel lagrangien ont permis une comparaison directe avec le « leaky dielectric model » (LDM), une théorie bien établie pour les petites déformations et qui montre un bon accord avec nos mesures. La symétrie des mouvements internes à la goutte aux plus grandes déformations est étudiée à partir d'une mesure 3D du champ de vitesse moyen. Ces mesures recoupent l'analyse bidimensionnelle au niveau du plan de symétrie de la goutte, et suggèrent ainsi des structures d'écoulement symétriques à l'intérieur de la goutte.

Nomenclature

\hat{u}_r	vitesse radiale, m.s ⁻¹	ϵ	permittivité électrique, F.m ⁻¹
\hat{u}_θ	vitesse tangentielle, m.s ⁻¹	σ	conductivité électrique, S.m ⁻¹
U_m	vitesse maximale, m.s ⁻¹	E_o	force du champ électrique, kV.cm ⁻¹
a_o	rayon initial de la goutte, m	μ	viscosité dynamique, Pa.s

1. Introduction

Les écoulements électrohydrodynamiques (EHD) sont générés par des contraintes électriques cisillant les interfaces fluides ^[1] ; ils sont pertinents dans le secteur de l'énergie, l'industrie pharmaceutique, ainsi que dans les applications médicales ^[2,3]. Pour le cas particulier d'une goutte à flottabilité neutre soumise à un champ électrique constant, comme le montre la figure 1 (a), une solution analytique connue sous le nom de « leaky dielectric model » (LDM) a été proposée par Taylor (1966) ^[4] pour obtenir le champ de vitesse à l'intérieur de la goutte :

$$\hat{u}_r = \left[\left(\frac{r}{a_o} \right)^3 - \left(\frac{r}{a_o} \right) \right] U_m (1 - 3 \cos^2 \theta) \quad (1)$$

$$\hat{u}_\theta = \frac{1}{2} \left[5 \left(\frac{r}{a_o} \right)^3 - 3 \left(\frac{r}{a_o} \right) \right] U_m \sin 2\theta \quad (2)$$

où \hat{u}_r et \hat{u}_θ sont respectivement les composantes radiale et tangentielle de la vitesse, a_0 est le rayon initial de la goutte et $U_m = (9\epsilon E_o^2 R(S - R))/[10\mu(1 + \hat{\mu}/\mu)(R + 2)^2]$ est la vitesse maximale. Cet ensemble d'équations considère une goutte sphérique dispersée dans un liquide de même densité ρ , mais de viscosités ($\hat{\mu}$ et μ), de conductivités électriques ($\hat{\sigma}$ et σ) et de permittivités ($\hat{\epsilon}$ et ϵ) différentes, le symbole « chapeau » désignant une quantité associée à la phase de la goutte. $R = \hat{\sigma}/\sigma$ et $S = \hat{\epsilon}/\epsilon$ sont les rapports de conductivité et de permittivité, respectivement. Le modèle considère que les deux fluides sont « leaky dielectric », c'est-à-dire avec de petites conductivités électriques sous un champ électrique relativement faible, une condition connue sous le nom de limite de petite déformation, $Ca_E \ll 1$, où $Ca_E = \epsilon E_o^2 a_o/\gamma$ est le nombre capillaire électrique [5].

Des études expérimentales de la forme des gouttes soumises à un champ électrique direct ont été rapportées et ont permis d'obtenir un bon accord avec les prédictions du LDM dans la limite des petites déformations [6]. Néanmoins, la nécessité d'ajustements a été soulignée pour les gouttes présentant des déformations plus importantes, pour lesquelles les hypothèses considérées ne sont plus valables. De plus, ces vérifications sont le plus souvent basées sur des images du contour de la goutte, dont la déformation est le paramètre utilisé pour la comparaison. Des mesures du champ de vitesse ont été rapportées pour la première fois par Karp et al. (2024) [2], qui ont proposé, en se basant sur les profils des composantes radiales et tangentielles de la vitesse à l'intérieur de la goutte, une valeur critique du nombre capillaire de $Ca_E \approx 0.1$ en dessous de laquelle le modèle LDM décrit bien la circulation interne. Cependant, des mesures expérimentales supplémentaires sont alors nécessaires pour aborder cette question, en particulier vers l'évaluation tridimensionnelle des écoulements EHD dans la goutte, des mesures qui, à notre connaissance, n'ont pas été rapportées dans la littérature. Du point de vue du diagnostic optique, les mesures des écoulements EHD internes à une goutte sont difficiles à réaliser en raison des petites dimensions des structures d'écoulement et des différences d'indices optiques. Dans cet article, nous proposons une méthodologie basée sur le suivi Lagrangien de particules (LPT) bidimensionnel et tridimensionnel utilisant des particules fluorescentes pour résoudre ce problème.

2. Méthodologie expérimentale

2.1. Mesures en deux dimensions

Les expériences ont été réalisées dans une cuvette en plexiglas entièrement remplie d'un liquide, comme le montre la figure 1 (b), dans laquelle deux électrodes verticales en cuivre (1 mm d'épaisseur) sont placées à 20 mm l'une de l'autre. Le champ électrique est généré à l'aide d'un système d'alimentation à haute tension pour appliquer la tension souhaitée. Une goutte de taille fixe ($a_o = 2.25$ mm pour les cas I et II et $a_o = 4.0$ mm pour le cas III) est déposée à l'aide d'une micropipette au centre des électrodes. Les huiles de silicone et de ricin sont utilisées dans cette étude comme les liquides « leaky dielectric », dont les propriétés sont énumérées dans le Tab. 1. L'une des principales caractéristiques de la théorie du LDM est qu'elle permet l'existence d'une composante tangentielle des contraintes électriques à l'interface, ce qui modifie le sens de la circulation des fluides comme illustrée à la figure 1 (a) lorsque le système de fluides est inversé. Par conséquent, deux cas sont étudiés ici, comme le montre le Tab. 2. Les huiles de silicone et de ricin servent soit de goutte, soit de phase continue, ce qui conduit à deux configurations de forme : oblate et prolate, dans lesquelles l'axe principal de la goutte est perpendiculaire et parallèle à la direction du champ électrique, respectivement. L'intensité du champ électrique E_o est adaptée à chaque cas de manière à rester dans la limite des petites

déformations pour les cas I et II, alors qu'une goutte plus déformée est considérée pour le cas III.

	Densité, ρ (kg/m ³)	Viscosité, μ (Pa.s)	Permittivité électrique, ϵ (F/m)	Conductivité électrique, σ (S/m)	Indice optique, n
Huile de Silicone	970	0.50	28.3	0.87	1.42
Huile de Ricin	961	0.78	41.6	30.1	1.45

Tableau 1 : *Propriétés des liquides utilisés dans ce travail. La tension de surface est $\gamma = 4$ mN/m.*

Cas	Fluide		E_o (kV/cm)	$S = \hat{\epsilon}/\epsilon$	$R = \hat{\sigma}/\sigma$	Ca_E	Forme
	Goutte	Phase continue					
I	Huile de Ricin	Huile de Silicone	0.30	1.47	34.48	0.012	Oblate
II	Huile de Silicone	Huile de Ricin	0.50	0.68	0.029	0.060	Prolate
III			0.75			0.27	

Tableau 2 : *Cas analysés dans ce travail, en indiquant les fluides utilisés pour la goutte et la phase continue et l'intensité du champ électrique (E_o). Le tableau montre également le rapport de permittivité (S) et le rapport de conductivité (R) et la forme de la goutte obtenue.*

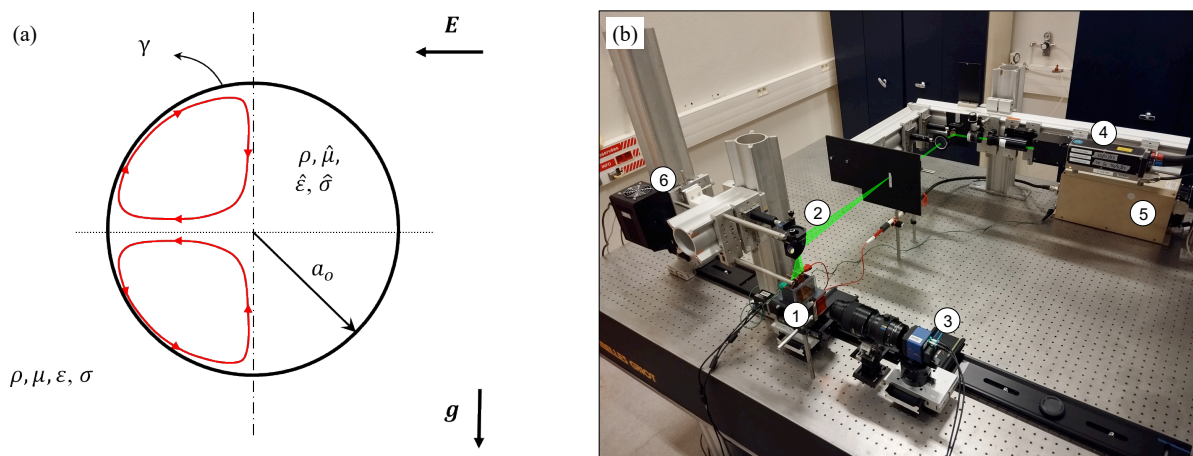


Figure 1 : (a) *Illustration du système fluide montrant les champs électriques et gravitationnels et les propriétés des fluides.* (b) *Appareil expérimental pour mesurer les écoulements EHD internes bidimensionnels de la goutte montrant la cuvette (1), la nappe laser (2), la caméra CCD (3), la source laser (4), l'alimentation haute tension (5), et la source d'éclairage (6).*

Les écoulements EHD ont été quantifiés en ajoutant des particules d'ensemencement dopées en RhodamineB (20 μ m) dans la goutte et en illuminant cette dernière dans son plan de symétrie avec une nappe laser d'une épaisseur d'environ 150 μ m (Fig. 1 (b)) générée par un laser Nd:YAG monocavité (Quantel BRIO SP23) de 64 mJ@532 nm et une combinaison de lentille. Une caméra CCD (CX3-25, LaVision) haute résolution de 5296x4584 pixels en 12 bits, couplée à un objectif de 105 mm (Nikkon Makro, Japon) avec une bague-allonge de 32 mm, a capturé

des images résolues en temps avec une fréquence d'acquisition de 20 Hz (résolution spatiale de 4 $\mu\text{m}/\text{pixel}$). En utilisant le même dispositif, avec l'ajout d'une source d'éclairage LED (IL-106CG LED Illuminator, Hardsoft), des images d'ombroscopie ont également été obtenues pour visualiser l'évolution temporelle du contour de la goutte sous le champ électrique.

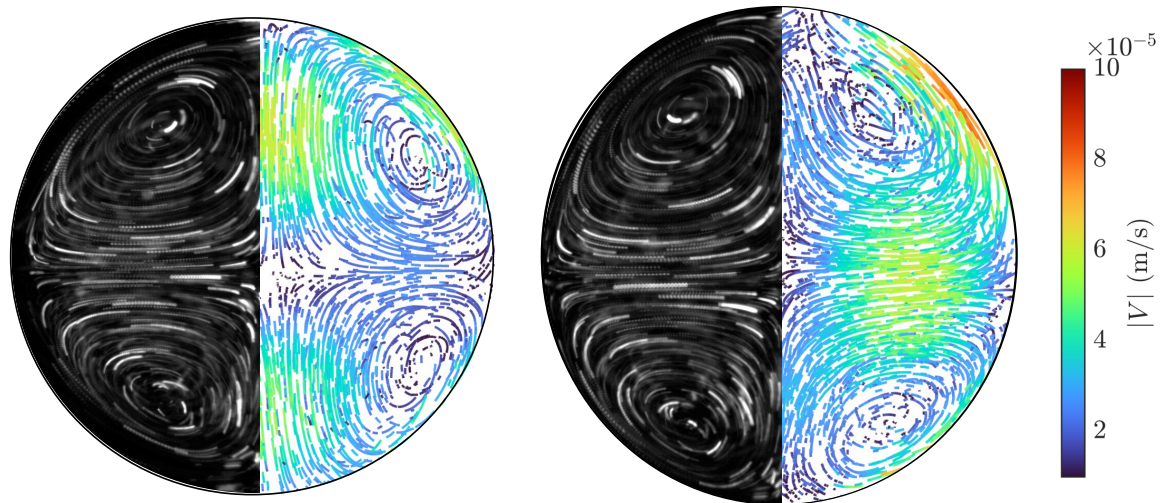


Figure 2 : Exemples d'images montrant les résultats obtenus pour le champ de vitesse dans le référentiel lagrangien pour les cas I (à gauche) et II (à droite). Les images visualisent les trajectoires des particules de traceur (moitié gauche de chaque sous-figure) et la quantification de leur vitesse obtenue à l'aide de la méthode LPT (moitié droite de chaque sous-figure).

La méthode LPT a été utilisée pour mesurer la circulation à l'intérieur de la goutte. La concentration relativement faible des particules d'ensemencement a facilité la quantification du champ de vitesse dans un cadre de référence lagrangien, améliorant ainsi la résolution spatiale. Un code Python interne a été écrit pour suivre chaque particule à l'aide de la méthode de correspondance d'histogramme, en utilisant un processus itératif de triangulation pour estimer la position la plus probable de la particule. La taille minimale de la particule est fixée à 6 pixels et une intensité minimale de 500 est prise en compte pour la détection des particules. Le champ de recherche de la méthode de suivi est fixé à 10 pixels, soit environ deux fois le déplacement maximum de la particule. L'algorithme de suivi des particules résolu dans le temps a été appliqué sur une série de 50 images séquentielles. La figure 2 montre pour les deux cas étudiés des exemples d'images des trajectoires des particules de traceur et les vitesses mesurées dans un référentiel lagrangien. Les lignes de courant obtenues en additionnant l'intensité de chaque pixel sur l'ensemble de la séquence d'images (affichées sur les moitiés gauches de chaque sous-figure) fournissent un aperçu qualitatif des structures tourbillonnaires présentes à l'intérieur de la goutte, tandis qu'une représentation quantitative est montrée sur les moitiés droites de chaque sous-figure.

2.2. Mesures en trois dimensions

La théorie du LDM ne couvre que l'écoulement bidimensionnel dans le plan de symétrie de la goutte, ce qui offre suffisamment d'informations pour les cas de petites déformations dans lesquels la symétrie de la circulation est conservée. Des mesures tridimensionnelles sont toutefois nécessaires pour les gouttes plus déformées, pour lesquelles une rupture de symétrie est fréquemment mentionnée. Malgré quelques tentatives antérieures de chercheurs, une solution de forme fermée du champ de vitesse 3D à l'intérieur de la goutte est très difficile à obtenir dans ces conditions en raison de la non-linéarité des équations de transport. Nous

proposons d'étendre la méthodologie susmentionnée pour permettre des mesures tridimensionnelles du suivi des particules à l'aide d'un agencement de caméras multiples. En raison de l'accès optique restreint de la chambre et de ses faibles dimensions, nous avons opté pour un arrangement optique avec trois caméras décalées angulairement dans un même plan, comme le montre la figure 3. Les caméras (HiSense Zyla, Dantec, Danemark) utilisent un capteur CCD avec une résolution spatiale de 2560 x 2160 pixels en 12 bits (résolution spatiale de 6 $\mu\text{m}/\text{pixel}$). Les autres parties du système optique sont les mêmes que pour les mesures 2D. Le principe de Scheimpflug est utilisé ici pour corriger l'effet de l'inclinaison des caméras et permettre une mise au point correcte des particules d'ensemencement sur l'intégralité du volume de la goutte. Comme le montre la figure 3, la distance entre l'objet et le dispositif optique est augmentée pour les mesures tridimensionnelles, ce qui entraîne un champ de vision plus large d'environ 16 x 16 mm pour chaque caméra. Le calcul de l'angle de Scheimpflug pour l'inclinaison de l'objectif dépend principalement de la distance entre l'objet et le plan du capteur et du facteur d'agrandissement de l'objet. L'angle est fixé à environ 20° afin de pouvoir placer la goutte aussi près que possible de la caméra. Notons qu'en raison de la distance accrue entre la goutte et les capteurs pour les caméras multiples dans la configuration en ligne, la taille de la goutte a été augmentée jusqu'à $a_o = 4 \text{ mm}$ pour les besoins de la visualisation.

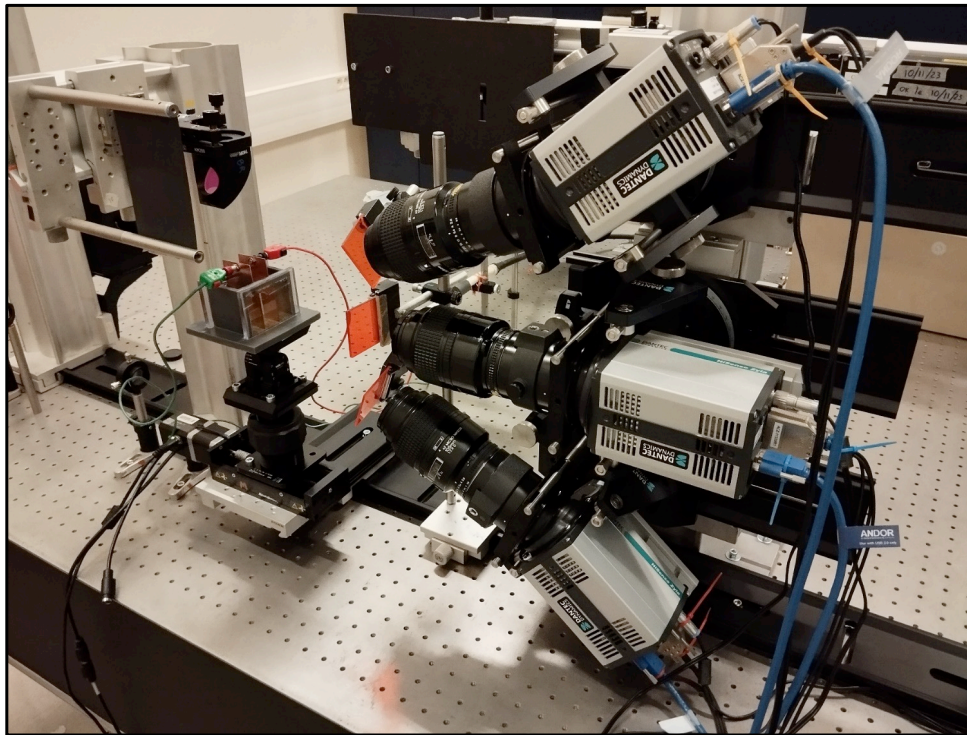


Figure 3 : Appareil expérimental pour les mesures des écoulements EHD de la goutte en trois dimensions.

La reconstruction des champs de vitesse tridimensionnels nécessite une calibration volumétrique précise, réalisée à partir d'images de référence enregistrées par chaque caméra. Une mire de point (0,5 mm pour le diamètre du point et 2 mm d'espacement) est utilisée à cet effet. La mire est enregistrée simultanément par chaque caméra à 11 positions (-5 mm à 5 mm) le long de la direction z. Ces images sont ensuite utilisées pour générer les modèles de caméra. Dans ce travail, nous avons opté pour un modèle polynomial pour prendre en compte les distorsions optiques. Dans cette procédure d'étalonnage, un soin tout particulier a été apporté à l'alignement et à la précision de la position de la mire d'étalonnage compte tenu des très faibles

dimensions du volume d'étude, et cela afin de garantir une correspondance précise entre les coordonnées 2D et les coordonnées 3D. Avant d'appliquer la reconstruction du champ de particules dans le volume d'étude, une procédure de « self-calibration » 3D (LaVision Davis V10) est réalisée à partir d'images de particules de traceur remplissant l'intégralité de la cuvette. La valeur caractéristique de la précision de la reconstruction dans la région de la goutte est de l'ordre de 0,25 voxel après les étapes successives de raffinement de la calibration.

Les positions tridimensionnelles des particules peuvent être obtenues à partir des images brutes en utilisant la méthode Shake-the-Box (STB). Cet algorithme commence par une estimation initiale des positions des particules à l'aide de techniques lagrangiennes standard. Tout d'abord, ces positions bidimensionnelles sont obtenues en identifiant les centroïdes des particules, dont les positions sont ensuite projetées le long de leurs lignes équipolaires vers les autres caméras. Des procédures statistiques sont utilisées pour estimer les positions tridimensionnelles les plus probables des particules sur la base des projections 2D le long de la ligne équipolaire. Ensuite, la méthode STB « perturbe » itérativement la position prédite dans l'espace 3D pour trouver le meilleur emplacement correspondant à la particule.

3. Résultats

3.1. Déformation de la forme

Nous commençons notre analyse en montrant les contours de la forme des gouttes pour les cas I et II afin de confirmer si la limite de petite déformation peut être considérée pour ces cas. La figure 5 montre des images en régime permanent des gouttes sans champ électrique avec les mêmes systèmes de fluides pour les cas I et II, comme le montrent les figures 5 (a) et (c), respectivement, pour lesquelles une forme sphérique est identifiée. Une fois qu'un champ électrique est appliqué aux gouttes, selon les cas énumérés dans le Tab. 2, la goutte se déforme en une configuration oblate ou prolate, comme le montrent les figures 5 (b) et (d), respectivement. Le paramètre de déformation de la goutte est calculé par $D = (L - W)/(L + W)$, où L et W sont les axes parallèles et perpendiculaires à la goutte, respectivement. Ces résultats montrent pour les deux cas étudiés ici (voir les valeurs indiquées dans le Tab. 2) que nous restons bien dans la limite des petites déformations comme le propose le critère $Ca_E \ll 1$. Cela se traduit par une conservation d'une forme pratiquement sphérique des gouttes sous l'effet du champ électrique. Les valeurs du paramètre de déformation D pour les cas I et II sont respectivement -0,0115 et 0,0122. Notons que la valeur négative de D pour le cas I est inhérente à sa forme très légèrement aplatie.

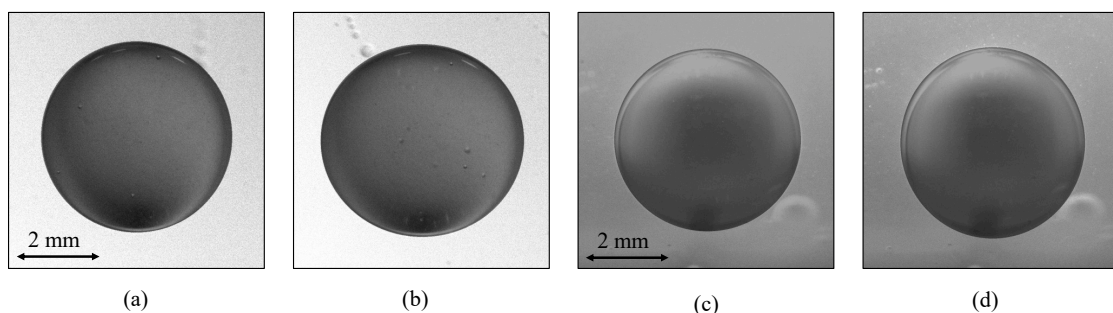


Figure 5 : *Forme sphérique de la goutte sans champs électrique pour le même système de fluides pour les cas I (a) et II (b). Goutte déformée par le champ électrique pour les cas I (b) et II (d).*

3.2. Champ de vitesse en deux dimensions

Étant donné que la condition de la théorie des petites déformations a été validée pour les deux cas étudiés, nous pouvons maintenant analyser le champ de vitesse à l'intérieur de la goutte. Cependant, les trajectoires et les vitesses des particules illustrées à la figure 2 sont obtenues dans un référentiel lagrangien et, par conséquent, leur comparaison avec la solution analytique exprimée par les équations (1) et (2) n'est pas directe et une conversion vers un référentiel eulérien est nécessaire. Tout d'abord, la déformation locale du fluide est quantifiée en calculant le gradient de déformation F , qui est une représentation matricielle des dérivées partielles des vitesses du fluide par rapport aux coordonnées spatiales :

$$F = \begin{bmatrix} \frac{\partial \hat{u}_r}{\partial r} & \frac{1}{r} \frac{\partial \hat{u}_r}{\partial \theta} & \frac{\hat{u}_\theta}{r} \\ \frac{\partial \hat{u}_\theta}{\partial r} & \frac{1}{r} \frac{\partial \hat{u}_\theta}{\partial \theta} & -\frac{\hat{u}_r}{r} \end{bmatrix}$$

La conversion des vitesses lagrangiennes en vitesses eulériennes s'effectue alors à l'aide de la relation suivante :

$$\begin{pmatrix} \hat{u}_r \\ \hat{u}_\theta \end{pmatrix}_{Eulerian} = F \cdot \begin{pmatrix} \hat{u}_r \\ \hat{u}_\theta \end{pmatrix}_{Lagrangian}$$

La figure 5 montre les profils radiaux des valeurs expérimentales de la composante radiale de la vitesse obtenues avec la méthodologie susmentionnée pour les deux cas analysés. Les profils radiaux sont représentés à trois valeurs de l'angle azimutal $\theta = 0$, $\theta = \pi/4$, et $\theta = \pi/2$ qui correspondent aux lignes horizontales, diagonales et verticales dans un système cartésien d'unités. Il convient de noter que les mesures d'un seul quadrant du champ de vitesse illustré sur la figure 2 sont présentées ici. La composante radiale de la vitesse est plus importante dans les directions verticale et horizontale pour les cas I et II, respectivement, ce qui suggère que la circulation à l'intérieur de la goutte se fait des pôles vers l'équateur (cas I) et de l'équateur vers les pôles (cas II).

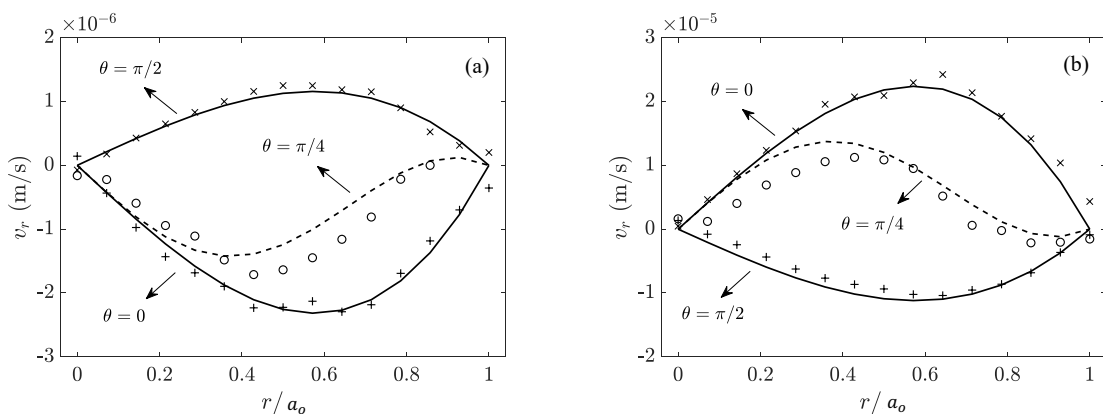


Figure 5 : Profils radiaux de la composante radiale de la vitesse, v_r , pour les cas I (a) et II (b). Les profils radiaux sont représentés pour trois valeurs de l'angle azimutal : $\theta = 0$, $\theta = \pi/4$, et $\theta = \pi/2$, qui correspondent respectivement aux lignes horizontales, diagonales et verticales. Les marqueurs indiquent les mesures expérimentales et les lignes se réfèrent à la solution analytique.

Une comparaison directe avec les prédictions analytiques (lignes noires dans la figure (5)) de la composante radiale de la vitesse donnée par les équations (1) et (2) montre un excellent accord entre nos mesures et la théorie du LDM. En considérant les profils de vitesse sur les axes de symétrie de la goutte, c'est-à-dire $\theta = 0$ et $\theta = \pi/2$, un comportement parabolique légèrement incliné vers la région où $r/a_o \rightarrow 1$ est présent pour les deux cas analysés. À $\theta = \pi/4$, la vitesse oscille en raison de la présence d'un point de stagnation supplémentaire, situé approximativement à $r/a_o = 0.7$ au centre du tourbillon à l'intérieur de la goutte.

3.3. Champ de vitesse en trois dimensions

Comme pour l'analyse bidimensionnelle, le champ de vitesse 3D est obtenu dans un référentiel lagrangien. Bien que cela offre des avantages dans le calcul, l'exploitation des données est moins triviale. Par conséquent, une conversion vers une grille eulérienne régulière est également effectuée ici en utilisant l'interpolation inverse de la distance. La variable de champ φ_E à un point eulérien spécifique est estimée sur la base des valeurs aux points lagrangiens voisins. La distance entre le point eulérien et chaque point lagrangien proche d_i est utilisée pour calculer le paramètre de pondération $w_i = 1/d_i^2$ qui conduit ensuite à une pondération normalisée $W_i = w_i/\sum_j w_j$ où j est le nombre de points eulériens. φ_E est alors obtenue sur la base de la variable de champ à chaque point lagrangien φ_i avec $\varphi_E = \sum_i W_i \varphi_i$. L'interpolation est réalisée sur une séquence de 250 images, sachant que l'écoulement est en régime permanent.

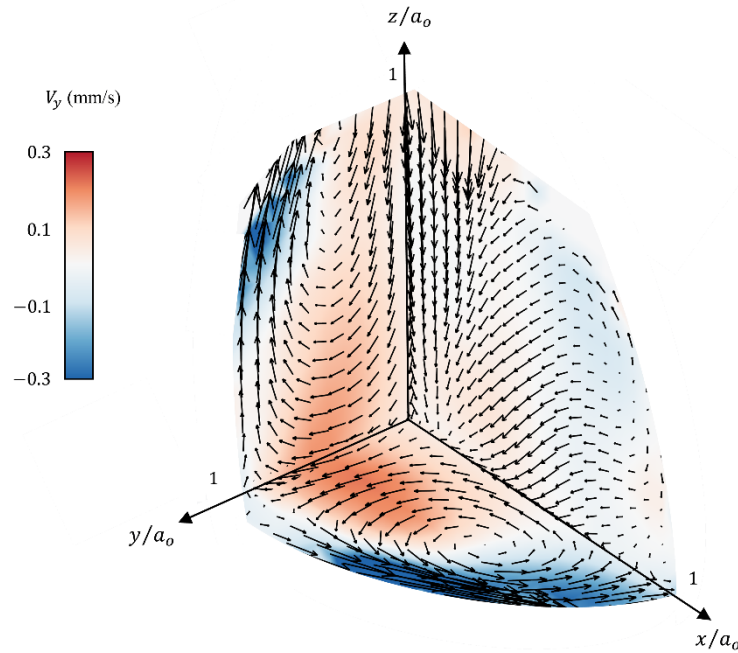


Figure 6 : *Champ de vitesse tridimensionnel dans un référentiel Eulérien pour le cas III. Les coupes 2D sont représentées à $x/a_o = y/a_o = z/a_o = 0$. Un champ de la composante de la vitesse dans la direction en y est également représenté.*

Cette méthode permet, comme le montre la figure 6, d'obtenir le champ de vitesse moyen sur une grille eulérienne régulière. Notons que nous analysons ici uniquement le cas III, pour lequel la limite des petites déformations n'est plus applicable. Le but est de mettre en évidence l'asymétrie de la circulation de l'écoulement à l'intérieur de la goutte pour une configuration

plus déformée. La figure montre clairement la structure tridimensionnelle des structures tourbillonnaires présentes à l'intérieur de la goutte. Il est à noter qu'à des fins de visualisation, seules les coupes 2D sont représentées à $x/a_o = y/a_o = z/a_o = 0$ avec les positions adimensionnelles allant de 0 à 1 dans chaque direction. Le champ de vitesse indique clairement la présence de deux structures tourbillonnaires contrarotatives dans cette région de la goutte. Près de l'interface de la goutte, une composante tangentielle plus forte est observée. Par conséquent, une inspection visuelle de la Fig. 6 suggère une forte similarité avec les résultats 2D à $z/a_o = 0$, où la structure de l'écoulement ressemble à celle obtenue par la méthodologie 2D, malgré une déformation plus importante.

Nous analysons maintenant la structure tridimensionnelle des tourbillons à l'intérieur de la goutte. Les champs de vecteurs sont présentés sur la figure 7 pour différentes valeurs de z/a_o afin de mettre en évidence l'effet sur les structures tourbillonnaires sur l'intégralité du volume de la goutte. Une ligne continue est également ajoutée pour matérialiser la position de l'interface de la goutte à des fins de visualisation. Comme le montre clairement la figure, les écoulements EHD internes évoluent avec z/a_o étant les plus forts à $z/a_o = 0$, comme le montre la figure 7 (a). Lorsque la position de la coupe est déplacée le long de la direction z , la surface de la zone de recirculation et l'amplitude des vecteurs de vitesse qui s'y trouvent sont toutes deux plus petites. À $z/a_o = 0.6$, où les tourbillons sont identifiés pour la première fois, la circulation est minimale. Bien qu'une comparaison directe avec les trajectoires 2D de la figure 2 soit difficile en raison de la taille et de la déformation accrues de la goutte, une structure d'écoulement globalement similaire est identifiée à $z/a_o = 0$. Notez que seule une moitié de la goutte est représentée pour $0 < x/a_o < 1$ et $0 < y/a_o < 1$. Cependant, un champ d'écoulement similaire est observé en dehors de cette région de la goutte, dont les mesures ne sont pas reportées ici par souci de concision.

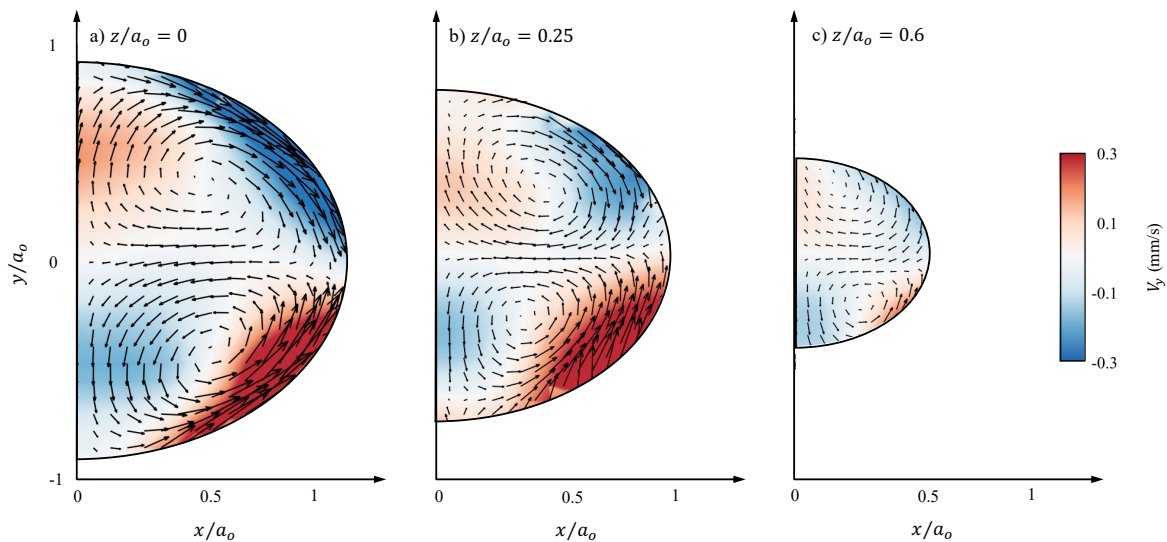


Figure 7 : Coupes 2D dans le plan $x - y$ du champ de vitesse pour différentes positions dans la direction z , en considérant le cas III. Les vecteurs de vitesse et le champ scalaire de V_y sont représentés.

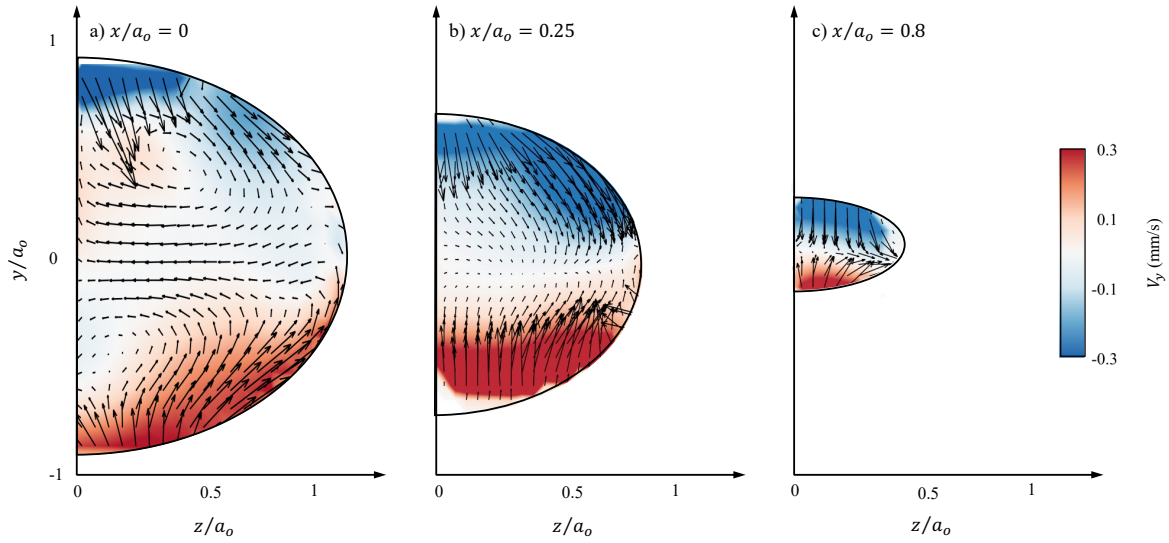


Figure 8 : Coupes 2D dans le plan $y - z$ du champ de vitesse moyen pour différentes positions dans la direction x , en considérant le cas III. Les vecteurs de vitesse et le champ scalaire de V_y sont représentés.

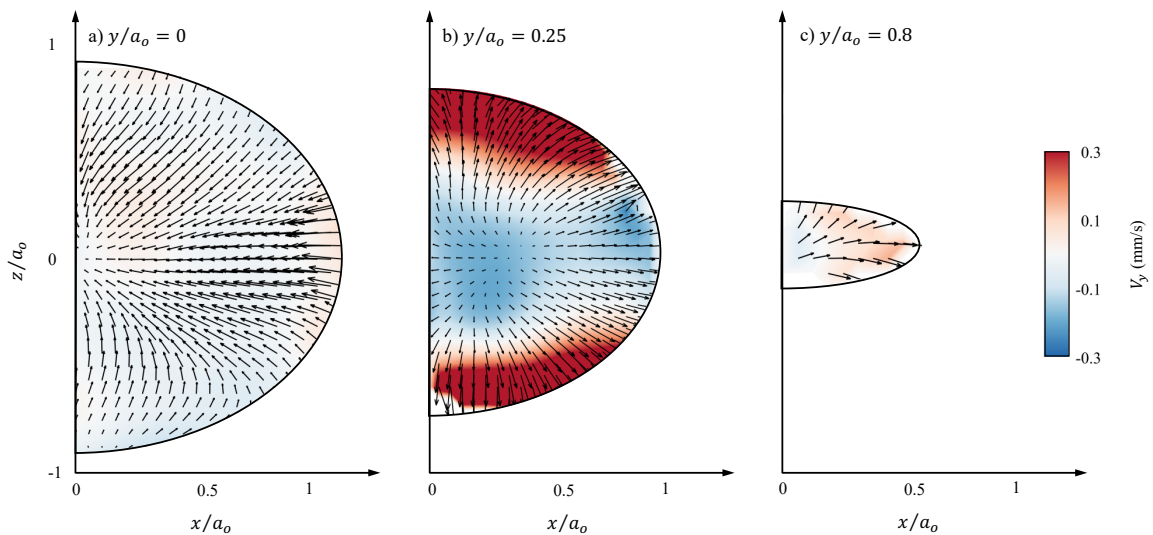


Figure 9 : Coupes 2D dans le plan $x - z$ du champ de vitesse pour différentes positions dans la direction y , en considérant le cas III. Les vecteurs de vitesse et le champ scalaire de V_y sont représentés.

Bien qu'un champ d'écoulement raisonnablement symétrique soit apparemment observable le long de la direction z , la nécessité d'accéder à la structure tridimensionnelle des écoulements EHD à l'intérieur de la goutte devient évidente une fois que l'on se concentre sur d'autres directions. Comme le montre la figure 8, les structures d'écoulement évoluent différemment dans la direction x . Dans la Fig. 8 (a), l'écoulement dans le plan $y - z$ ressemble à un écoulement de puits lorsque $x/a_0 = 0.25$ pour lequel la circulation interne consiste principalement en une composante radiale le long de la direction y . Ce phénomène est encore plus prononcé à proximité de la goutte. Ceci est encore constaté près de l'interface de la goutte, comme visualisé sur la Fig. 8 (b) ($x/a_0 = 0.8$), où la composante tangentielle est plus évidente. Il est intéressant de noter qu'une fois que nous passons aux coupes le long de la direction y , un

comportement opposé est observé, comme nous pouvons l'identifier sur la figure 9 aux mêmes positions correspondantes de y/a_o par rapport à la direction x . Près de l'interface ($y/a_o = 0.8$), la vitesse semble principalement due à sa composante tangentielle, avec une direction vers l'extérieur, par opposition aux coupes le long de la direction x . Plus près du centre de la goutte, où $y/a_o = 0.25$, la composante V_y est plus développée, où l'écoulement ressemble clairement à un écoulement de source. Enfin, dans son plan de symétrie, l'analyse du champ scalaire (figure 9 (a)) à $y/a_o = 0$ montre que la composante de vitesse V_y est supprimée et que l'écoulement adopte principalement une configuration plane vers un point de stagnation à $z/a_o = x/a_o = 0$. Les structures présentées ici mettent en évidence la nature tridimensionnelle des écoulements EHD internes de la goutte pour les fortes déformations.

4. Conclusions

Cet article présente une nouvelle méthodologie basée sur des algorithmes de suivi lagrangien des particules (LPT) en 2D et 3D pour mesurer, pour la première fois, les écoulements électrohydrodynamiques (EHD) à l'intérieur d'une goutte à faible conductivité électrique et à flottabilité neutre. Des particules fluorescentes sont utilisées comme traceurs, tandis qu'un dispositif optique composé d'un laser monocavité, de miroirs, de lentilles cylindriques et sphériques a été utilisé pour générer la nappe laser servant à l'illumination. Une épaisseur d'environ $150 \mu\text{m}$ a été retenue pour les mesures 2D dans le plan de symétrie de la goutte, tandis que pour les mesures 3D, une nappe plus épaisse d'environ 1 cm a été générée. Les positions 3D et les trajectoires des particules ont été obtenues à l'aide d'un dispositif multi-caméras exploitant le principe de Scheimpflug et un modèle polynomial de caméra pour l'étalonnage volumétrique a été retenu en l'associant à une étape de raffinement de l'étalonnage.

En utilisant deux liquides « leaky dielectric », à savoir l'huile de silicone et l'huile de ricin, les configurations de gouttes oblates et prolates ont été étudiées. Pour les mesures 2D, l'intensité du champ électrique, E_o , a été fixée à $0,50$ et $0,30 \text{ kV/cm}$ pour les cas I et II, respectivement, afin que le système fluide reste dans la limite des petites déformations ($Ca_E \ll 1$) pour laquelle le « leaky dielectric model » (LDM) est applicable. Les mesures 2D du champ de vitesse dans le plan de symétrie de la goutte ont révélé un excellent accord avec la théorie LDM pour les configurations oblate et prolata. La structure de l'écoulement interne consiste en quatre tourbillons rotatifs opposés qui conservent leur symétrie. Les mesures 3D du champ de vitesse permettent d'analyser les écoulements EHD dans l'intégralité du volume de la goutte, en considérant une déformation de forme plus importante, pour laquelle les profils ressemblent à la structure 2D dans le plan de symétrie. Cependant, la structure tridimensionnelle de l'écoulement est clairement identifiée une fois que l'analyse est décalée le long des autres directions.

La méthodologie proposée offre ainsi des mesures précieuses en 2D et 3D des écoulements EHD internes d'une goutte à flottabilité neutre dispersée dans un fluide de même densité, couvrant à la fois les petites et les grandes déformations de la goutte. Ce faisant, il est possible d'étendre l'analyse théorique typique offerte par la théorie LDM à une gamme plus large de systèmes fluides et d'extrapoler le plan de symétrie de la goutte, ce qui est particulièrement utile lorsque l'hypothèse des petites déformations n'est plus valable et pour lesquelles la circulation interne n'est plus censée être symétrique.

Références

- [1] P. M. Vlahovska, Electrohydrodynamics of drops and vesicles. *Ann. Rev. Fluid Mech.*,305–335. Annual Reviews (2019).
- [2] J. R. Karp, B. Lecordier, M. S. Shadloo, Electrohydrodynamic flows inside a neutrally buoyant leaky dielectric drop. *Phys. Fluids.*,36-053323. American Institute of Physics (2024).
- [3] A. Mikkelsen, K. Khobaib, F. K. Eriksen, K. J. Maloy, Z. Rozynek, Particle-covered drops in electric fields: Drop deformation and surface particle organization. *Soft Matter.*,5442-5451. The Royal Society of Chemistry (2018).
- [4] G. I. Taylor, Studies in electrohydrodynamics I: The circulation produced in a drop by electric field. *Proc. R. Soc. London*,159–166. Royal Society (1966).
- [5] D. A. Saville, The Taylor-Melcher leaky dielectric model. *Ann. Rev. Fluid Mech.*,27–64. Annual Reviews (2003).
- [6] G. I. Taylor, Electrohydrodynamics: A review of the role of interfacial shear stresses. *Ann. Rev. Fluid Mech.*,111–157. Annual Reviews (1969).
- [7] R. G. Torza, S. G. Mason, Electrohydrodynamic deformation and burst of liquid drops. *Proc. R. Soc. London*,295–319. Royal Society (1971).

Remerciements

Cette recherche a été financée par la Région Normandie (subvention 22E05147) dans le cadre du projet METRIC Booster.