

## Strömungsmessungen im Nachlauf eines oszillierenden Tropfenpaares

### Wake-flow measurements of a pair of oscillating drops

**M. Rohde\***, S. Burgmann, U. Janoske

Lehrstuhl Strömungsmechanik, Bergische Universität Wuppertal, Gaußstraße 20, 42119 Wuppertal  
\* rohde@uni-wuppertal.de

Tropfenoszillation, Heißfilm-Anemometrie, Particle Image Velocimetry, Strömungsablösung, Loslösen von Tropfen  
Droplet oscillation, Hot-film anemometry, Particle Image Velocimetry, flow separation, incipient motion of drop

### Zusammenfassung

In vielen technischen Bereichen ist das Loslösen haftender (Wasser-) Tropfen von Oberflächen von besonderem Interesse. Dabei sind die Bedingungen für das Loslösen eines Tropfens infolge eines Luftstroms noch nicht allumfassend geklärt. Die aerodynamische Kraft, die der Tropfen erfährt, ist von dem Strömungsfeld um den Tropfen abhängig. Dieses Strömungsfeld ist im relevanten Reynoldszahlbereich  $Re_d > 100$  von einer hohen Dynamik geprägt. Jüngste Untersuchungen zeigen eine Korrelation zwischen der Oszillation der Tropfenkontur und der charakteristischen Strömungsfrequenz in der Nachlaufströmung des Tropfens: am Einzeltropfen kann im Nachlauf die charakteristische zweite Eigenfrequenz des Tropfens detektiert werden. Numerische Untersuchungen weisen dabei auf eine Wirbelablösung im Bereich der Tropfenoberkante hin. Es kann vermutet werden, dass das Strömungsfeld um den Tropfen eine Änderung erfährt, sobald dem Tropfen ein weiterer Tropfen stromauf in der sogenannten Tandem-Anordnung als Hindernis vorgestellt wird.

Mit Hilfe von Hitzdrahtmessungen und PIV-Aufnahmen wird das Strömungsfeld, insbesondere der Nachlaufbereich, sowohl für einen Einzeltropfen als auch verschiedener Tropfenpaare untersucht. Dabei belegen die Hitzdrahtmessungen zunächst eine Änderung des Frequenzspektrums der Nachlaufströmung. Während bei einem Einzeltropfen im Nachlauf die zweite Eigenfrequenz detektiert werden kann, findet eine Verschiebung der charakteristischen Frequenzspitze bei den untersuchten Tropfenpaaren statt. Dabei zeigen die Analysen, dass die Lage der Frequenzspitze abhängig von dem Volumenverhältnis  $V_1/V_2$  (stromauf / stromab) ist.

PIV-Aufnahmen weisen eine Scherschichtablösung und eine Wirbelbildung auf Höhe der Tropfenoberkante nach. Die Wirbel schwimmen mit einer kaskadenförmigen Struktur in Strömungsrichtung ab. Im Nachlauf des Einzeltropfens wird im zeitlichen Mittel eine ausgeprägte Rezirkulationszone detektiert. Für die untersuchten Tropfenpaare zeigt das zeitlich gemittelte Strömungsfeld eine signifikante Beeinflussung der Nachlaufzone des stromab gelegenen Tropfens. Ein Rezirkulationsbereich im zeitlichen Mittel wird nicht detektiert; Es kommt zwar zur Wirbelbildung im Nachlauf des hinteren Tropfens, doch scheinen die charakteristischen Frequenzen der Wirbel und der Tropfenschwingung hier keine anfachende, sondern eine auslöschende Wirkung mit vermehrter Wirbeldissipation zu verursachen.

## Abstract

In numerous technical applications, the detachment of sessile droplets (in this case water) from surfaces is of high importance. Despite extensive research efforts, the mechanisms governing droplet detachment resulting from airflow remain incompletely understood. The aerodynamic force experienced by a droplet is contingent upon the flow field surrounding it. Within the relevant Reynolds number range ( $Re_d > 100$ ), this flow field exhibits highly dynamic characteristics. Recent investigations have revealed a correlation between the oscillation of the droplet's contour and the characteristic flow frequency within its wake. Specifically, the characteristic second eigenfrequency of the droplet manifests in the wake region. Numerical simulations show the occurrence of vortex shedding near the upper edge of the droplet. It can be supposed that the introduction of another droplet upstream, forming a tandem arrangement, induces alterations in the flow field encompassing the droplet.

To elucidate the flow field, particularly the wake region, both for an individual droplet and various pairs of droplets, the experimental techniques of hot-wire measurements and Particle Image Velocimetry (PIV) recordings are employed. The hot-wire measurements initially unveil modifications in the frequency spectrum of the wake flow. While the second eigenfrequency is detectable in the wake of a solitary droplet, a displacement of the characteristic frequency peak occurs in the examined droplet pairs. The analyses reveal that the position of the frequency peak is contingent upon the volume ratio ( $V_1/V_2$ ) of the upstream and downstream droplets.

The PIV images illustrate shear layer separation and the formation of vortices at the uppermost part of the droplets. These vortices exhibit a cascade-like structure as they are carried along in the direction of flow. In the wake of a single droplet, a distinct recirculation zone is observed on average over time. Conversely, for the investigated droplet pairs, the time-averaged flow field demonstrates a significant effect of the first drop on in the wake region of the downstream droplet. A recirculation zone is not discernible; although distinct vortical structures can be observed in the wake of the downstream drop, the oscillatory characteristics of the first drop seem to have an erasing effect with forced dissipation on the vortical wake flow.

## Einleitung

Das Loslösen haftender (Wasser-) Tropfen von Oberflächen ist in vielen technischen Bereichen relevant, sei es als gewollter Prozess z.B. in Brennstoffzellen oder bei Reinigungsverfahren oder als ungewollter Prozess, z.B. zum Schutz elektronischer Bauteile. Die Bedingungen für das Loslösen eines Einzeltropfens infolge eines Luftstroms sind in jüngster Zeit intensiv untersucht worden: es konnten dimensionslose Korrelationsbeziehungen für die kritische Anströmgeschwindigkeit ermittelt werden [1]. Gleichzeitig wurde bereits festgestellt, dass angeströmte Tropfen eine Deformation erfahren und beginnen zu oszillieren [2,3]. Das Frequenzspektrum dieser Tropfenoszillation zeigt mehrere charakteristische Peaks, die sich den Eigenfrequenzen zuordnen lassen [4,5]. In eigenen Vorarbeiten konnte gezeigt werden, dass sich die erste Eigenfrequenz einer horizontalen Schwingung des Einzeltropfens zuordnen lässt, während eine Auf- und Abbewegung des Tropfens der zweiten Eigenfrequenz zugeordnet werden kann [6,7].

Mit Hilfe von Heißfilm-Messungen, LDV-Profilsensormessungen [6] und VOF-Strömungssimulationen [8] konnte dazu ein detailliertes Bild der Einzeltropfenströmung gewonnen werden. Bei Überschreiten eines kritischen Reynoldszahlbereichs kommt es zur Strömungsablösung am Tropfen, was zu einem Aufrollen der abgelösten Scherschicht und Wirbelbildung

führt. Es konnte gezeigt werden, dass ein Zusammenhang besteht zwischen der Tropfenoszillation selbst und einer charakteristischen Strömungsfrequenz infolge von Wirbelablösung: am Einzeltropfen kann im Tropfennachlauf die charakteristische zweite Eigenfrequenz des Tropfens (Auf- und Abbewegung) detektiert werden [6].

Darüber hinaus wurde festgestellt, dass eine Schwingungsanregung, d.h. eine Vibrationsanregung der vom Tropfen benetzten Oberfläche, dazu führen kann, dass die zum Loslösen des Tropfens erforderliche kritische Anströmgeschwindigkeit signifikant herabgesetzt werden kann [9]. Entscheidend ist hierbei, welche Schwingungsrichtung mit welcher Frequenz angeregt wird; während bei horizontaler Schwingungsrichtung in der 1. oder 3. Eigenfrequenz angeregt werden muss, um einen Effekt zu erzielen, muss bei vertikaler Schwingungsanregung die 2. Eigenfrequenz genutzt werden [9,10].

Es ist also zu vermuten, dass die Konturoszillation des Tropfens das Strömungsfeld um den Tropfen beeinflusst und somit über Strömungsablösungseffekte eine veränderte Druckverteilung hervorruft, welche zum Loslösen des Tropfens führt.

Bei einer Vielzahl von realen Konfigurationen liegt aber kein Einzeltropfen vor, sondern mehrere Tropfen, welche mehr oder weniger hintereinander in Strömungsrichtung angeordnet sind. Der (oszillierende) Strömungsnachlauf eines Tropfens kann nun mit einem stromab liegenden Tropfen interagieren und die Schwingungscharakteristik dieses Tropfens und dessen Nachlaufströmung wieder verändern. In dieser Arbeit soll nun untersucht werden, wie sich die typischen Schwingungscharakteristiken von Tropfen in Tandem-Anordnung und deren Umströmung verändern gegenüber einem angeströmten Einzeltropfen und welchen Effekt dies auf die kritischen Anströmgeschwindigkeiten haben kann. Dazu werden für die Untersuchung der zeitlichen Effekte Hitzdrahtmessungen durchgeführt und zur Analyse der Strömungstopologie das PIV-Verfahren eingesetzt.

## Versuchsaufbau

Die Tropfenströmung wird in einem Plexiglskanal untersucht, bei dem auf der unteren Wand die Tropfen mittels einer Präzisionspritze (Hamilton) aufgesetzt werden können. Untersucht werden Wassertropfen; der statische Kontaktwinkel eines solchen Tropfens liegt für Plexiglas bei  $74,4^\circ \pm 0,3^\circ$ . Der Kanal hat eine Gesamthöhe von 22 mm und eine Breite von 44 mm. Im Kanal wird mittels Massflow Controller (Bürkert 8745) eine Luftströmung erzeugt. Der Kanal ist dabei ausreichend lang, um eine vollausgebildete Kanalströmung am Ort der Messung zu gewährleisten. Die hier untersuchten Reynoldszahlen (basierend auf der mittleren Luftgeschwindigkeit und dem hydraulischen Durchmesser des Kanals) liegen zwischen  $Re_{ch} = 11300$  und 13450. Die entsprechenden Reynoldszahlen bezogen auf den Tropfendurchmesser betragen  $Re_d = 1600 - 2100$ .

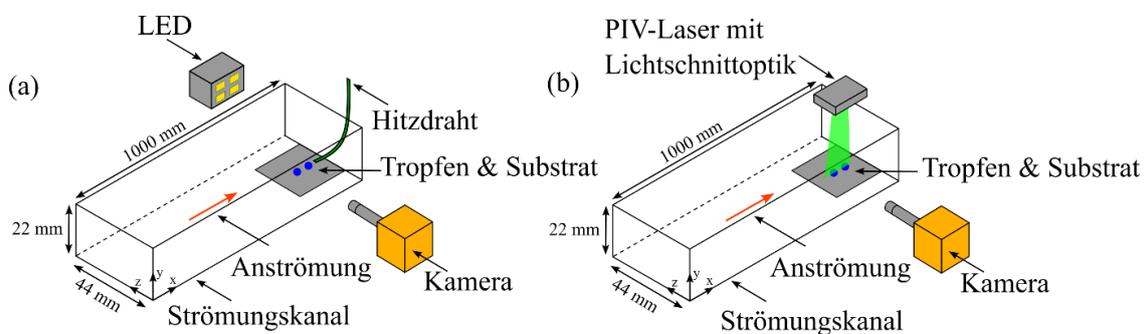


Abbildung 1: Experimenteller Versuchsaufbau mit Hitzdrahtanemometer (a) und PIV-Laseraufbau (b)

Werden Versuchsreihen, welche den Einsatz eines Hitzdrahtanemometers erforderlich machen durchgeführt, entspricht die Anordnung der Messgeräte Darstellung Abb. 1(a). Verwendet wird das Hitzdrahtanemometer 1750 CTA (TSI) mit der Heißfilmsonde 1218-20 (TSI). Die Aufzeichnung der lokalen Fluidgeschwindigkeit erfolgt mit einer Abtastrate von 1000 Hz, wobei für jeden Messpunkt 7000 Messwerte aufgezeichnet werden. Dadurch sind sowohl eine hohe zeitliche Auflösung als auch eine Konvergenz der gemittelten Größen gewährleistet. Die Bildaufnahme zur Erfassung der Tropfenkontur erfolgt in diesem Fall mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (Photron Fastcam Mini AX100), die mit bis zu 4000 fps aufzeichnet. Der Tropfen befindet sich zwischen LED-Lichtquelle und Kameraobjektiv, so dass die Bilder des Tropfens im Gegenlichtverfahren aufgenommen werden. Die schwarz-weißen Versuchsaufnahmen werden mit Hilfe einer haus eigenen Software ausgewertet.

Für PIV-Aufnahmen werden die Messinstrumente des Versuchstandes nach Abb. 1(b) entsprechend angeordnet. Dabei wird ein 10 Hz ND:YAG-Doppelpulslaser (Evergreen, Quantel) mit einer Wellenlänge  $\lambda = 532 \text{ nm}$  verwendet. Die Bildaufzeichnung erfolgt mit einer 8-bit HCC1000 CMOS-Hochgeschwindigkeitskamera. Die Kamera besitzt einen 2/3" Sensor mit einer Auflösung von  $1392 \times 1040 \text{ px}$ , mit einer Pixelgröße von  $6,45 \times 6,45 \mu\text{m}$ . Die  $1 \mu\text{m}$  großen DEHS-Tröpfchen werden über einen Aerosol-Erzeuger (LaVision) dem Strömungskanal zugeführt. Die Größe des Interrogation-Window beträgt  $24 \times 24 \text{ px}$  mit einer Überlappung von 50%. Mit dem verwendeten Objektiv und der eingestellten Vergrößerung ergibt sich eine geometrische Auflösung von  $85,4 \text{ px/mm}$ . Daraus resultiert ein Vektor-spacing von  $0,14 \text{ mm}$ .

In allen Versuchsreihen werden die Tropfen mit einer konstanten Geschwindigkeit angeströmt. Diese entspricht dem 0,7-fachem der kritischen Anströmgeschwindigkeit, wie sie in vorangegangenen Versuchen am Einzeltropfen ermittelt wurde [1]. Dadurch wird der Tropfen in einen Oszillationszustand versetzt, bei haftenden Kontaktlinien.

Sowohl das mit der Hitzdrahtsonde aufgezeichnete Geschwindigkeitssignal als auch die zeitliche Bewegung ausgewählter Punkte auf der Tropfenkontur werden für die folgenden Analysen Fourier transformiert und geben somit Aufschluss über das im aufgezeichneten Signal enthaltene Frequenzspektrum.

## Untersuchungsergebnisse

Aus vorherigen Untersuchungen der Arbeitsgruppe [6] wird hier als Referenzfall der Zusammenhang zwischen der Oszillation des Tropfens und dem Fluktuationsverhalten der Nachlaufströmung (Abb. 2) dargestellt. Abgebildet sind die Frequenzspektren der Nachlaufströmung sowie der Konturoszillation eines  $15 \mu\text{l}$  Tropfens. In der Nachlaufströmung ist ein deutlicher Peak bei 72 Hz detektierbar. Dieser Peak entspricht der zweiten Eigenfrequenz des  $15 \mu\text{l}$  Tropfens, welche ebenfalls im Spektrum der Konturoszillation sichtbar ist. Untersuchungen zeigen, dass die Lage des Frequenzpeaks unabhängig von der Anströmgeschwindigkeit ist – lediglich die Amplitudenhöhe erhöht sich mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit [6].

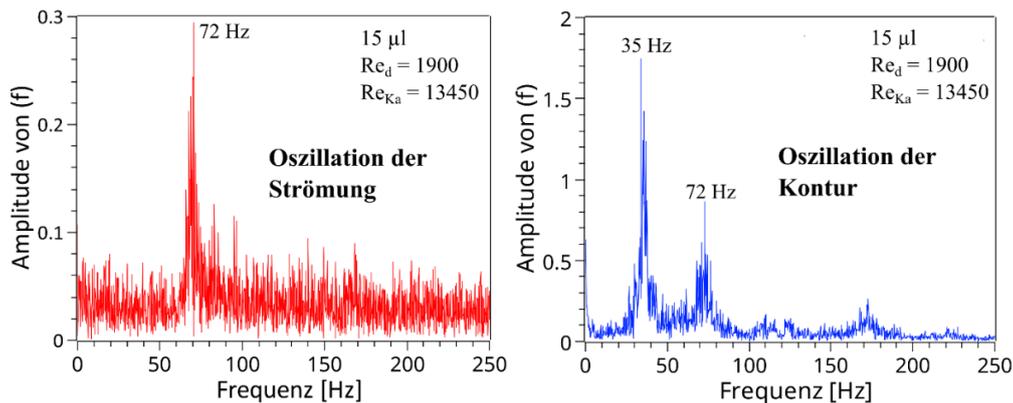


Abbildung 2: Vergleich der Frequenzspektren eines angeströmten 15 µl Tropfens: Nachlaufströmung (links), Konturoszillation (rechts)

Ein kleinskaliges Abtastraster der Hitzdrahtmessung ermöglicht die Ermittlung der Zone, in der die charakteristische Frequenz in der Nachlaufströmung des Tropfens deutlich im Spektrum detektierbar ist. In Abb. 3 sind für die Punkte des Abtastrasters die Amplituden des Peaks bei 72 Hz flächig dargestellt. Aus der Abbildung ist erkennbar, dass der Peak bei 72 Hz insbesondere auf Höhe der Tropfenoberkante gemessen werden kann, wobei sich die Amplitude mit zunehmender Entfernung vom Tropfen abschwächt. Der Frequenzpeak ist mindestens über eine Länge des statischen Tropfendurchmessers  $d_0$  messbar. Es kann vermutet werden (auch anhand der Ergebnisse der numerischen Strömungssimulation aus vorherigen Arbeiten [8]), dass hier an der Tropfenoberkante ein Strömungsablösungsphänomen vorliegt, welches zum Einrollen der Scherschicht und zum Abschwimmen der Wirbel führt. Beeinflusst wird diese Wirbelbildung durch die vertikale Oszillationsbewegung des Tropfens, wodurch diese charakteristische Frequenz in der Strömung sichtbar wird.

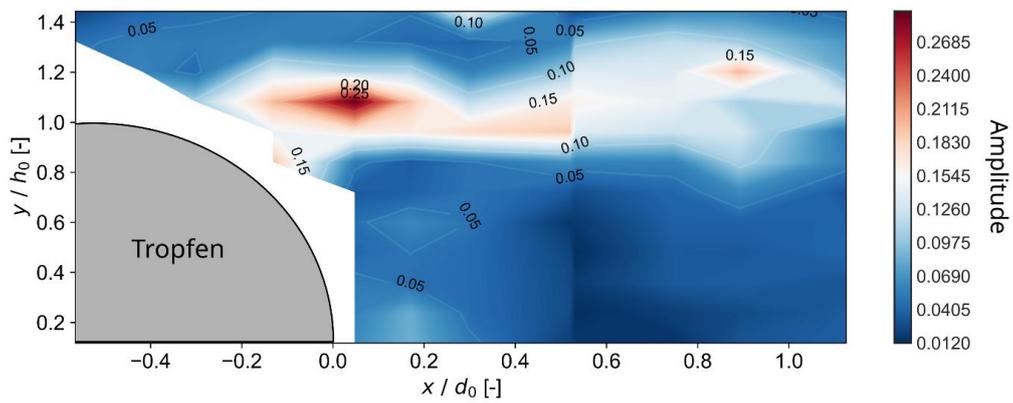


Abbildung 3: Dargestellt sind die gemessenen Amplituden der Nachlaufströmung bei 72 Hz. Dies entspricht der zweiten Eigenfrequenz des angeströmten 15 µl Tropfens.

PIV-Messungen am Einzeltropfen (Abb. 4) zeigen deutlich eine Wirbelbildung im Bereich der Oberkante. Gleichzeitig verdeutlichen die Aufnahmen das periodische Abschwimmen der Wirbel in Strömungsrichtung. Abb. 4 bestätigt die Vermutung aus den Hitzdrahtmessungen und den Strömungssimulationen [8], dass im Nachlauf des Tropfens eine periodische Wirbelablösung existiert.

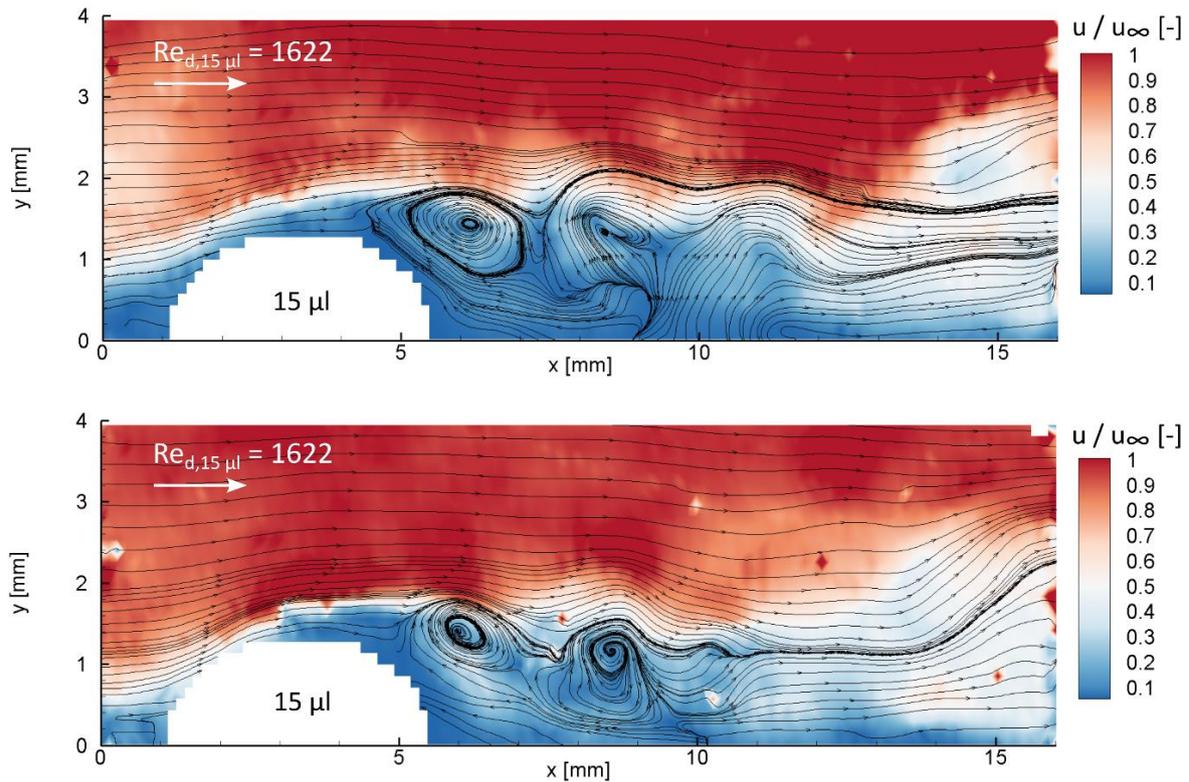


Abbildung 4: zwei typische Momentaufnahmen des Strömungsfeldes eines 15 µl Tropfens mit Wirbelbildung und Abschwimmen der Wirbel

In Abb. 5 ist das zeitlich gemittelte Strömungsfeld des Einzeltropfen visualisiert. In diesem Fall ist eine Strömungsablösung im Bereich der Tropfenoberkante zu beobachten. Das durch die abgelöste Scherschicht gebildete Totwassergebiet erstreckt sich über die Länge von ca. einer Tropfenbreite. Zusätzlich lassen die Geschwindigkeitsvektoren eine Rezirkulation im Totwassergebiet erkennen. Es kann vermutet werden, dass sich dadurch das Druckfeld um den Tropfen so ändert, dass sich die aerodynamische Druckkraft in Strömungsrichtung verstärkt.

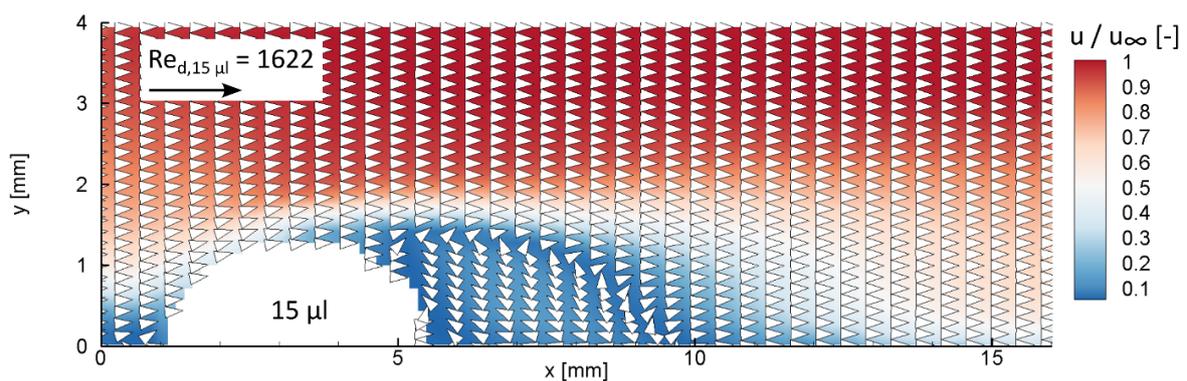


Abbildung 5: Zeitlich gemitteltes Strömungsfeld eines angeströmten 15 µl Tropfens

Anhand der in Abb. 6 dargestellten Reynoldsspannungen  $\overline{u'v'}$  und quadratischen Mittelwerte (RMS) des Geschwindigkeitsfeldes kann abgeleitet werden, dass das Strömungsfeld um den Tropfen von einer Strömungsablösung im Bereich der Tropfenoberkante bestimmt wird. Dies

führt zu Strömungsfluktuationen in Form von periodischen Wirbeln, welche auf dem Weg stromab zerfallen und dissipieren.

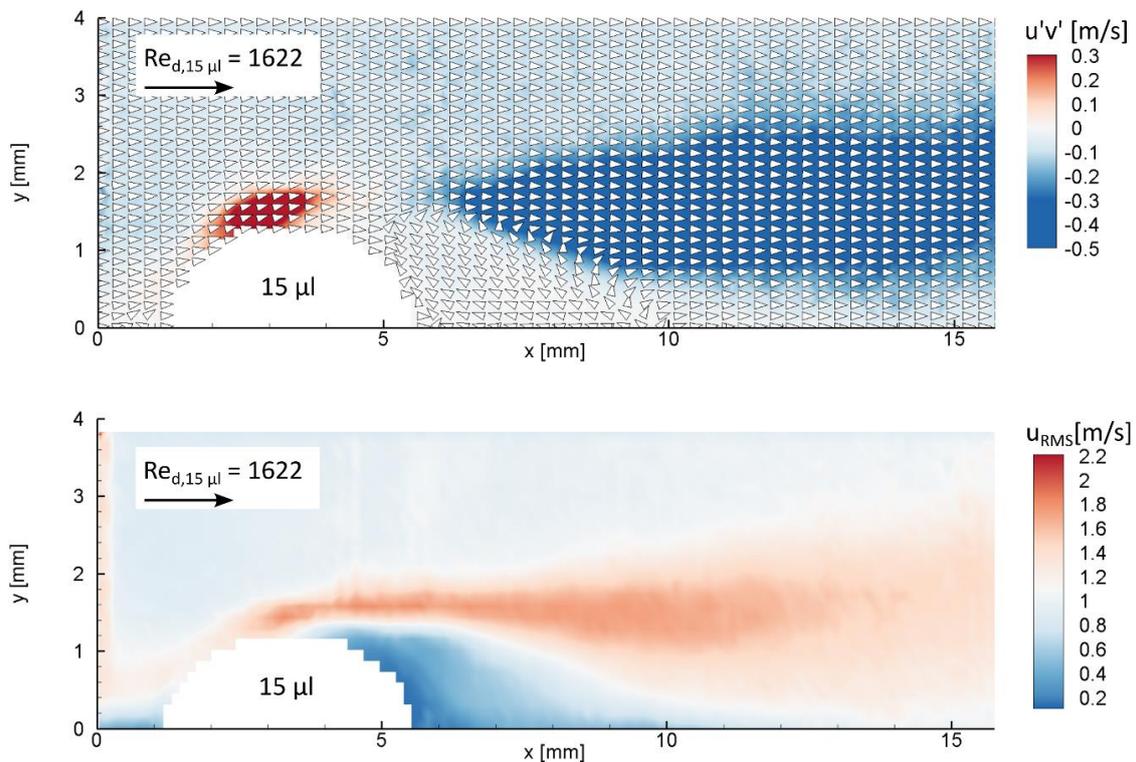


Abbildung 6: Darstellung der Schwankungsgrößen eines 15 µl Tropfens: Reynoldsspannung  $\overline{u'v'}$  (oben) und quadratisches Mittel RMS (unten)

Da zu vermuten ist, dass in einer Tropfenkombination sich Strömungsfeld und Tropfenschwingung beeinflussen, wird im Folgenden nun die Kombination zweier Tropfen in der sogenannten Tandem-Anordnung ( $V_1$ : stromauf,  $V_2$ : stromab) untersucht. Beide Tropfen sind in Strömungsrichtung gesehen hintereinander platziert mit einem Abstand von  $0,2 \cdot d_1$ , wobei der Abstand auf das stromauf gelegene Tropfenvolumen  $V_1$  bezogen wird. Untersucht werden dabei drei unterschiedliche Volumenverhältnisse  $V_1/V_2$  (0,5; 1; 2), die mit Tropfenvolumen 15 µl und 30 µl realisiert werden (vgl. Abb. 7).

Es ist dabei zunächst auf Basis der Hidrahtmessungen eine Verschiebung des dominierenden Frequenzpeaks in der Nachlaufströmung zu beobachten. Bei einem Volumenverhältnis  $V_1/V_2 = 0,5$  sind im Vergleich zum Einzeltropfen nun zwei Peaks im Frequenzspektrum messbar, wobei die Peaks der ersten und zweiten Eigenfrequenz des größeren Tropfens ( $V_2$ , 30 µl) zuzuordnen sind. Frequenzanteile der Eigenfrequenzen des kleineren Tropfenvolumens ( $V_1$ , 15 µl) sind nicht messbar.

Eine Änderung des Volumenverhältnis zu  $V_1/V_2 = 1$  führt ebenfalls zur Ausbildung zweier Peaks im Spektrum der Strömung. Im Vergleich zu  $V_1/V_2 = 0,5$  liegt eine geänderte Dominanz der Peakhöhen vor. Während bei  $V_1/V_2 = 0,5$  der Peak bei 56 Hz (zweite Eigenfrequenz 30 µl) der dominierende Peak ist, weist bei  $V_1/V_2 = 1$  der 27-Hz-Peak (erste Eigenfrequenz 30 µl) die größte Amplitude auf. Wird das Volumenverhältnis  $V_1/V_2 = 2$  betrachtet, ist erneut eine Änderung im Frequenzspektrum zu beobachten. In diesem Fall ist lediglich ein Peak bei 27 Hz (erste Eigenfrequenz 30 µl) detektierbar – dieser ist wiederum der ersten Eigenfrequenz des großen vorderen Tropfenvolumens (30 µl) zuzuordnen. Die im Nachlauf des Tropfenpaares

messbaren Frequenzanteile und deren Amplituden sind nachweisbar abhängig vom Volumenverhältnis  $V_1/V_2$ .

Dabei gilt, dass bei  $V_1 \neq V_2$  stets nur charakteristische Frequenzen des größeren Tropfenvolumens im Frequenzspektrum messbar sind.

Interessanterweise ändern sich die Schwingungsspektren der Tropfenkontur in Tandemanordnung gegenüber dem Einzeltropfen nicht.

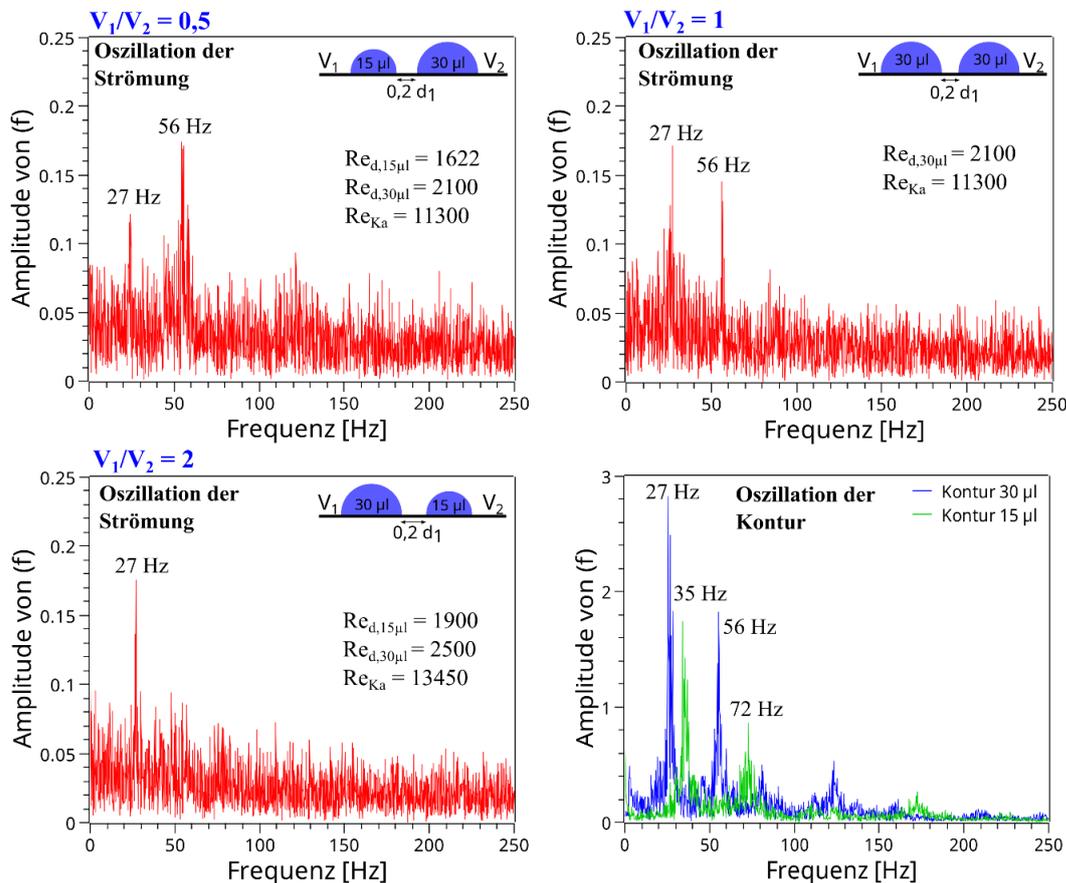


Abbildung 7: Einfluss eines variierten Volumenverhältnisses  $V_1/V_2$  auf das Frequenzspektrum der Nachlaufströmung eines oszillierenden Tropfenpaares

Die PIV-Messungen belegen auch im Fall der untersuchten Tropfenpaare eine Wirbelbildung (Abb. 8). So ist im Nachlauf des stromab gelegenen Tropfens jeweils eine Wirbelstruktur zu beobachten. Eine Abfolge von Einzelwirbeln, die über eine längere Strecke stromabschwimmen kann hier in den Einzelaufnahmen der PIV-Messung nicht nachgewiesen werden. Zusätzlich zum Wirbel im Tropfennachlauf kann eine Wirbelbildung im Zwischenraum beider Tropfen beobachtet werden. Diese wird vermutlich durch die an der Tropfenoberkante des stromauf gelegenen Tropfens abrollende Scherschicht verursacht.

Analysen des zeitlich gemittelten Strömungsfeldes (Abb. 9) zeigen eine signifikante Veränderung des Strömungsbildes im Nachlauf des Tropfenpaares gegenüber dem Einzeltropfen. Wird bei gleicher Anströmgeschwindigkeit statt eines Einzeltropfen ein Tropfenpaar bestehend aus zwei  $15 \mu\text{l}$  Tropfen betrachtet (Abb. 9, oben), ist zunächst ein Ablösen der Grenzschicht am stromauf gelegenen Tropfen ( $V_1$ ) zu erkennen. Die sich ausbildende Scherschicht verläuft nahezu horizontal, bis sie auf den stromab gelegenen Tropfen  $V_2$  trifft. Zwischen beiden Tropfen

bildet sich ein Totwassergebiet mit Rezirkulation aus. Das Nachlaufgebiet des zweiten Tropfens ist im Vergleich zum Einzeltropfen um ein Vielfaches kleiner, eine Rezirkulation der Strömung ist im zeitlichen Mittel nicht erkennbar.

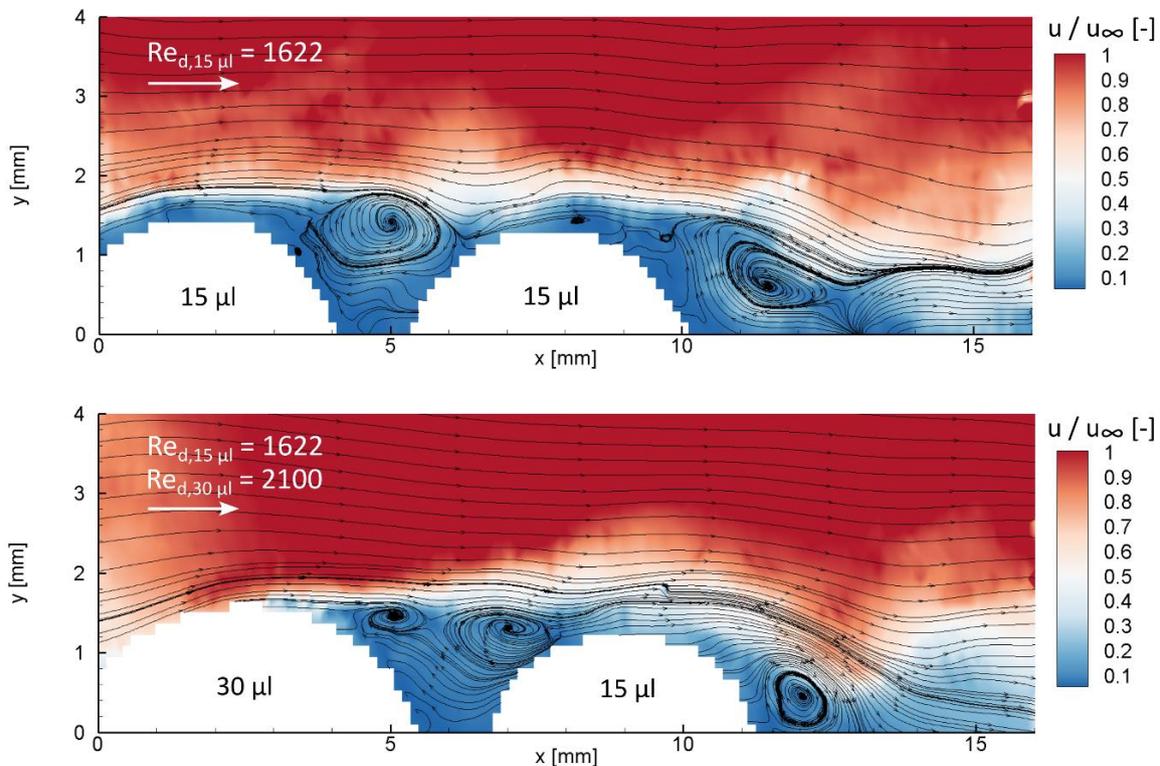


Abbildung 8: Wirbelbildung für zwei untersuchte Tropfenpaare für jeweils einen beispielhaften Zeitpunkt

Wird der stromauf gelegene Tropfen durch einen 30 µl Tropfen ersetzt (Abb. 9, unten) ist ein ähnliches Verhalten wie bereits für Abb. 9(oben) beschrieben zu beobachten. In diesem Fall verläuft die abgelöste Scherschicht vollständig über den stromab gelegenen Tropfen hinweg – der kleinere stromab gelegene Tropfen liegt augenscheinlich vollständig im Nachlaufgebiet des größeren Tropfenvolumens  $V_1$ . Eine Rezirkulationszone ist im zeitlichen Mittel hinter  $V_2$  nicht erkennbar.

In beiden Fällen kann folgende Schlussfolgerung gezogen werden: Die für den zweiten Tropfen gestörte Anströmung hat zur Folge, dass die mittlere Geschwindigkeit mit welcher die Tropfen  $V_2$  angeströmt wird, wesentlich geringer ist im Vergleich zum ungestörten Einzeltropfen. Als Folge der geringeren Anströmgeschwindigkeit verschiebt sich die charakteristische Reynoldszahl der Anströmung zu kleineren Werten. In diesem Falle bildet sich keine Ablösung an der Tropfenoberkante aus, sondern diese erfolgt erst an einem auf der Tropfenkontur stromab gelegenen Punkt unterhalb der Tropfenoberkante (vgl. [6, 8]).

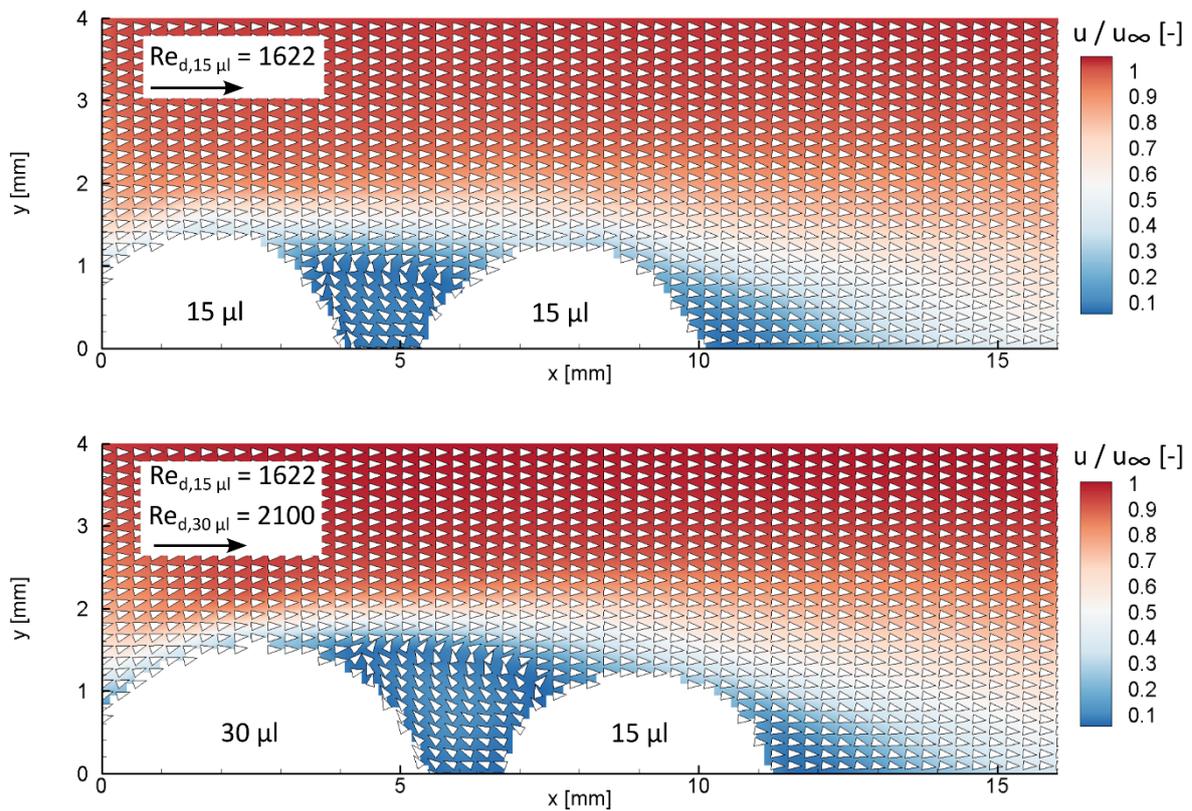


Abbildung 9: Zeitlich gemitteltetes Strömungsfeld:  $V_1$ : 15  $\mu\text{l}$ ,  $V_2$ : 15  $\mu\text{l}$  (oben) &  $V_1$ : 30  $\mu\text{l}$ ,  $V_2$ : 15  $\mu\text{l}$  (unten)

Die in Abb. 10 aufgetragenen Reynoldsspannungen  $\overline{u'v'}$  und Abb. 11 gezeigten RMS-Werte des Geschwindigkeitsfeldes der untersuchten Tropfenpaare lassen die Ausbildung einer Strömungsablösung am ersten Tropfen vermuten. Das Aufrollen der Scherschicht bzw. das Abschwimmen der Wirbel wird hier durch den stromab-liegenden Wirbel behindert, wodurch sich gegenüber dem Einzeltropfen andere Verteilungen der Reynoldsspannungen und RMS-Werte ergeben. In diesen Darstellungen zeigt sich auch, dass der Nachlauf des zweiten Tropfens wesentlich weniger von Strömungsfluktuationen geprägt ist. Wirbel treten hier zwar auf (vgl. Abb 9), diese führen jedoch im zeitlichen Mittel nicht zur Ausprägung einer Rezirkulationszone. Es kann vermutet werden, dass hier die Interaktion von Wirbeln des vorderen Tropfens mit der Oszillation der Tropfenkontur des hinteren Tropfens und dessen Wirbelbildung nicht anfachend wirkt, sondern zu vermehrter Dissipation führt.

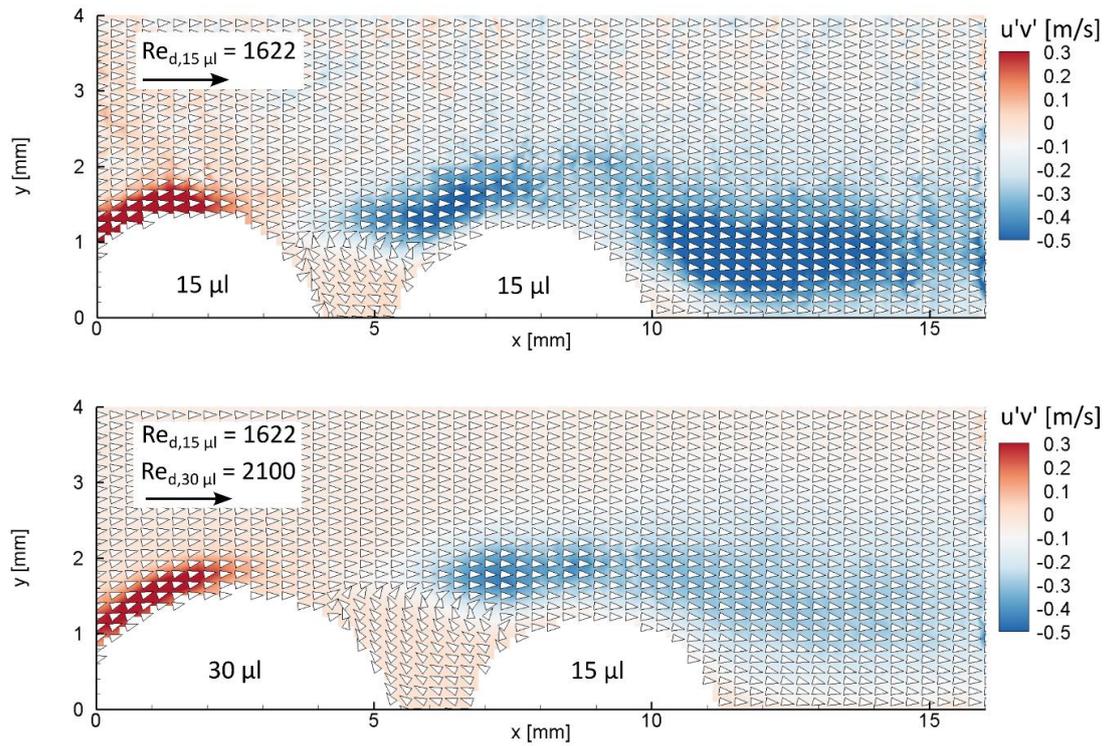


Abbildung 10: Reynoldsspannungen  $\overline{u'v'}$  für  $V_1$ : 15  $\mu\text{l}$ ,  $V_2$ : 15  $\mu\text{l}$  (oben) &  $V_1$ : 30  $\mu\text{l}$ ,  $V_2$ : 15  $\mu\text{l}$  (unten)

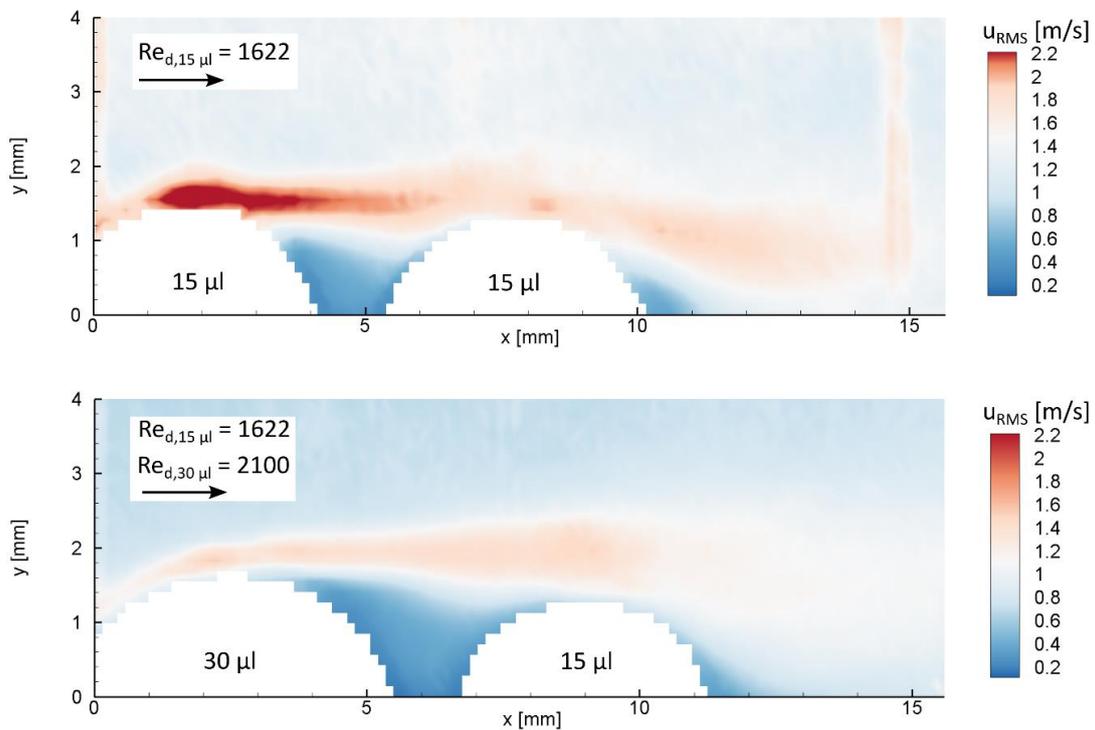


Abbildung 11: Quadratisches Mittel (RMS) des Geschwindigkeitsfeldes für  $V_1$ : 15  $\mu\text{l}$ ,  $V_2$ : 15  $\mu\text{l}$  (oben) &  $V_1$ : 30  $\mu\text{l}$ ,  $V_2$ : 15  $\mu\text{l}$  (unten)

## Zusammenfassung und Ausblick

Mittels Hitzdrahtmessungen und PIV-Aufnahmen wurde das Strömungsfeld im Nachlauf eines Einzeltropfens und von Tropfenpaaren in der Tandem-Anordnung untersucht. Die Hitzdrahtaufnahmen zeigen dabei einen Zusammenhang zwischen dem Oszillationsverhalten der Tropfenkontur und dem Fluktuationsverhalten der Nachlaufströmung. Dabei werden sowohl das mit der Hitzdrahtsonde aufgezeichnete Geschwindigkeitssignal als auch die zeitliche Bewegung ausgewählter Punkte auf der Tropfenkontur analysiert. Die aus den Daten errechneten Frequenzspektren zeigen dabei folgenden Zusammenhang auf: im Frequenzspektrum eines angeströmten Einzeltropfens wird ausschließlich eine Frequenzspitze detektiert, welche mit der zweiten Eigenfrequenz des Tropfens übereinstimmt. Die Untersuchungen lassen den Schluss zu, dass eine Kohärenz zwischen Strömung und Konturschwingung und umgekehrt besteht. Die korrespondierende Strouhal-Zahl ( $St = \frac{f_n \cdot d}{u_{krit}}$ ), gebildet mit dem Tropfendurchmesser  $d$  und der kritischen Strömungsgeschwindigkeit  $u_{krit}$  führt für die erste und zweite Eigenfrequenz ( $n = 2, 3$ ) zu 0,016 und 0,036. Die zweite Frequenzspitze korrespondiert mit einer Auf- und Abbewegung des Tropfens. Dieses periodische messbare Verhalten in der Nachlaufströmung wird einem Aufrollen der Scherschicht mit anschließender Wirbelbildung auf Höhe der Tropfenoberkante zugeschrieben. PIV-Aufnahmen belegen die Vermutung, dass das im Frequenzspektrum der Nachlaufströmung gemessene Signal aufgrund periodischer Wirbelablösung erfolgt. Anhand des zeitlich gemittelten Strömungsfeldes kann eine ausgedehnte Rezirkulationszone hinter dem Tropfen nachgewiesen werden.

Die Kombination aus zwei Tropfen führt zu einer Änderung des Strömungsfeldes aufgrund ihrer Interaktion. Anhand der Hitzdrahtmessungen kann eine Änderung der Frequenzspitzen im Frequenzspektrum der Nachlaufströmung nachgewiesen werden. Dabei zeigt sich, dass die messbare Frequenzspitze abhängig ist von dem Volumenverhältnis  $V_1/V_2$ . Die Analysen der PIV-Aufnahmen bestätigen eine Änderung des Strömungsfeldes, insbesondere im Nachlauf des stromab gelegenen Tropfens  $V_2$ . Dabei zeigt sich, dass in der untersuchten Tropfenkombination im Nachlauf des Tropfens  $V_2$  keine Rezirkulationszone existiert. Der Nachlauf des vorderen Tropfens stört das Strömungsfeld des hinteren Tropfens dergestalt, dass eine periodische Wirbelbildung beim hinteren Tropfen behindert wird. Ein Ablösegebiet mit Rezirkulationszone kann sich somit nicht ausbilden. Es kommt zwar zur Wirbelbildung im Nachlauf des hinteren Tropfens, doch scheinen die charakteristischen Frequenzen der Wirbel und der Tropfenschwingung hier keine anfachende, sondern eine auslöschende Wirkung mit vermehrter Wirbeldissipation zu verursachen.

Die gewonnenen PIV-Aufnahmen weisen zwar das Vorhandensein und Abschwimmen von Wirbel sowohl für einen ungestörten Einzeltropfen als auch bei einer Tropfenkombination nach. Die Bildrate der PIV-Aufnahmen von 10 Hz lässt jedoch keine hohe zeitliche Auflösung zu, mit welcher eine genauere Aussage insbesondere über die Bildungsrate der festgestellten Wirbel getroffen werden kann. Weitere Untersuchungen mit einem Hochgeschwindigkeits-PIV-System sind vorgesehen.

Zudem verdeutlichen die Aufnahmen, dass eine komplexe Interaktion zwischen zwei Tropfen existiert, welche einen signifikanten Einfluss auf das umgebende Strömungsfeld nimmt. Daraus könnte eine weitere Forschungsfrage entstehen, inwiefern eine Änderung des Strömungsfeldes stattfindet, für den Fall das einer der Tropfen durch einen Starrkörper mit tropfenähnlicher Form ersetzt wird. Hier werden aktuell weitere Untersuchungen durchgeführt, auch um den Effekt der beweglichen Tropfenkontur gegenüber einer starren Struktur genauer zu untersuchen.

## Danksagung:

Diese Arbeit ist im Rahmen des DFG-Projekts „Experimentelle Untersuchung der Interaktion haftender Tropfen in unterschiedlichen Anordnungen unter Einfluss der Superposition von Anströmung und Vibration (Projektnr.: 459968952)“ entstanden.

## Literatur

- [1] Barwari B., Burgmann S., Bechtold A., Rohde M., Janoske U. (2019): Experimental study of the onset of down-stream motion of adhering droplets in turbulent shear flows, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 109, 109843
- [2] Gupta A.K., Basu S. (2008) Deformation of an oil droplet on a solid substrate in simple shear flow. *Chem Eng Sci* 63(22):5496–5502
- [3] Barwari B., Burgmann S., Janoske U. (2018) Deformation and movement of adhering droplets in shear flow, 5th Int. Conf. on Experimental Fluid Mechanics, München, 2.-4. Juli 2018
- [4] Sharp J.S., Farmer D.J., Kelly J. (2011) Contact angle dependence of the resonant frequency of sessile water droplets. *Langmuir* 27:9367–9371
- [5] Burgmann S., Barwari B., Janoske U. (2018): Oscillation of adhering droplets in shear flow, 5th Int. Conf. on Experimental Fluid Mechanics, München, 2.-4. Juli 2018
- [6] Burgmann S., Dues M., Barwari B., Steinbock J., Büttner L., Czarske J., Janoske U. (2021) Flow measurements in the wake of an adhering and oscillating droplet using laser-Doppler velocity profile sensor, *Experiments in Fluids*, 62:47
- [7] Barwari B., Rohde M., Wladarz O., Burgmann S., Janoske, U. (2021). Motion of adhering droplets induced by overlapping of gravitational and periodical acceleration. *International Journal of Multiphase Flow*, 135, 103537.
- [8] Burgmann S., Krämer V., Rohde M., Dues M., Janoske U. (2022) Inner and outer flow of an adhering droplet in shear flow, *International Journal of Multiphase Flow*, 153, 104140
- [9] Maurer, T., Janoske, U. (2015) Experimental study of water drop motions induced by superposition of vibrations and shear flows. *WIT Trans. Eng. Sci.* 89, 399.
- [10] Rohde M., Barwari B., Burgmann S., Janoske U. (2022) Droplet motion induced by superposition of shear flow and horizontal surface vibration, *International Journal of Multiphase Flow*, 155, 104163