

**Fakultät für Physik und Astronomie
der Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg**

Bachelorarbeit im Studiengang Physik

vorgelegt von

Chiara Alina Tobisch

geboren in Saarbrücken (Deutschland)

2021

**Evaluierung eines PSV-Systems
zur Messung der Strömungsprofile
unmittelbar an der wellenbewegten Wasseroberfläche**

Diese Bachelorarbeit wurde von

Chiara Alina Tobisch

ausgeführt am

Institut für Umweltphysik Heidelberg

unter der Betreuung von

Prof. Dr. Bernd Jähne

Zweitgutachter: Prof. Dr. André Butz

ZUSAMMENFASSUNG

Zur Untersuchung des Impulstransportes über die windbeeinflusste Luft-Wasser-Grenze wurde am linearen Wind-Wellen-Kanal der Universität Heidelberg ein neuer Versuchsaufbau realisiert. Dieser ermöglicht die zweidimensionale Bildgebung der Geschwindigkeitsfelder mithilfe der *Particle-Streak-Velocimetry* unter Verwendung von mit dem Fluoreszenzfarbstoff Pyranin versetzten Nebeltröpfchen als Tracern. Dabei wurde erstmals keine separate *Laser-Height-Camera* zur Messung der Wasserhöhe verwendet, sondern beide Techniken in einer Kameraaufnahme kombiniert. Zusätzlich wurde zu jeder luftseitigen Grenzschicht simultan ein Bild der wasserseitigen aufgenommen. Die Messreihen wurden durchgeführt bei einem Fetch von 244 cm und mit einer Bildrate von 300 Hz. Untersucht wurden anhand dieser Datensätze zum einen die Praktikabilität der bisherigen Auswertungsalgorithmen, zum anderen mit einem neuen Ansatz der Bildauswertung die Bereiche der viskosen Grenzschicht, wasser- und luftseitig. Aus ersterem folgt die Notwendigkeit effizienterer und schnellerer Algorithmen, letztere zeigte, dass der neue Ansatz den Anforderungen der *Particle-Streak-Velocimetry* genügt. Darüber hinaus konnten die Geschwindigkeit der Wasseroberfläche visualisiert und Indizien für eine intermittierende Oberflächenerneuerung des Wassers gefunden werden.

ABSTRACT

To investigate the momentum transport across the wind-influenced air-water-boundary, a new experimental setup was realised at the linear wind-wave facility at Heidelberg University. This enables the two-dimensional imaging of the velocity fields with the help of *Particle-Streak-Velocimetry* using fog droplets containing the fluorescent dye pyranine as tracers. For the first time, no separate *Laser-Height-Camera* was used, but both techniques were combined in one camera image. In addition, an image of the water side boundary layer was taken simultaneously for each air side image. The measurements were carried out at a fetch of 244 cm and a frame rate of 300 Hz. Using these data sets, the practicability of the previous evaluation algorithms was investigated. In addition, the dimension, of the viscous boundary layers, on the water and air side, were quantified using a new image evaluation approach. From the former follows the need for more efficient and faster algorithms, the latter showed that the new approach meets the requirements of *Particle-Streak-Velocimetry*. Furthermore, the velocity of the water surface was visualised and indications for an intermittent surface renewal of the water were found.

INHALTSVERZEICHNIS

1	MOTIVATION	1
2	THEORETISCHE GRUNDLAGEN	5
2.1	Fluiddynamik	5
2.2	Vertikaler Impulsübertrag	7
2.3	Einfluss von Wellen	9
2.4	Obere Wasserschichten	10
2.5	Fluorochrome	11
3	MESSMETHODIKEN	15
3.1	Laser-Height-Camera und Wellenanalyse mittels krummliniger Koordinaten	15
3.2	Strömungsgeschwindigkeiten	16
4	EXPERIMENTELLER AUFBAU UND DURCHFÜHRUNG	19
4.1	Linearer Wind-Wellen-Kanal	19
4.2	Pyraninkonzentrationen	22
4.3	Zerstäubereinheit	24
4.4	Optischer Aufbau	25
4.5	Triggerung	28
4.6	Kalibrierung	29
4.7	Messungen	29
5	ANALYSE	31
5.1	Quantitative Analyse der Luftseite	31
5.2	Alternativer Ansatz der Bildverarbeitung	38

6	ERGEBNISSE UND DISKUSSION	43
6.1	Quantitative Analysealgorithmen der Luftseite	43
6.2	Alternative Ansätze zur Strömungsdetektion	54
7	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	65

1 | MOTIVATION

Der Klimawandel ist eine der zentralen Herausforderungen dieses Jahrhunderts. Um den Einfluss des Menschen auf die Erde (vgl. Mosley (2015)) und dessen negative Auswirkungen auf Transportprozesse, wie unter anderem den Wärme- und Gasaustausch, das Globale Windsystem und die Ozeanströmungen zu minimieren, werden ehrgeizige Ziele, wie beispielsweise das Pariser Klimaabkommen 2015, gesteckt. Die Dringlichkeit des Handelns wurde im aktuellen Bericht des IPCC (2021) erneut hervorgehoben. Doch sind zum Erreichen der gesetzten Ziele auch neue wissenschaftliche Erkenntnisse und Lösungsansätze sowie deren konsequente Umsetzung nötig (Nikendei u. a. (2020), Wesselak (2020)).

Die Umweltwissenschaften leisten ihren Beitrag, indem sie die genannten Transportprozesse untersuchen und immer neue Methodiken entwerfen, um diese noch präziser abbilden zu können. Begonnen mit der reinen Beschreibung von Extremwetterphänomenen in der griechischen Mythologie, lieferte Poisson 1831 schon Erkenntnisse im Bereich der Kapillarität (Poisson (1831)) und einige Jahre später zur Wärmeleitung (Poisson (1834)). Auf die Gründung von universitären Instituten für Umweltforschung, wie beispielsweise 1925 von Jakob von Uexküll an der Universität Hamburg (Universität Hamburg (2020)), folgt die Gründung des auf die physikalische Betrachtungsweise spezialisierten Forschungsbereiches der Umweltphysik. Dieser beschäftigt sich mit den grundlegenden Prozessen der Lithos-, Kryos-, Atmos- und Hydrosphäre unserer Erde. Von besonderem Interesse ist dabei die Schicht des Aufeinandertreffens von Atmosphäre und Hydrosphäre, die über 70% der Erdoberfläche ausmacht. So wird zum einen der Gasaustausch analysiert, beispielsweise in Bezug auf das Treibhausgas CO₂, dessen größte Senke, der Ozean, unter bestimmten Voraussetzungen auch als Quelle fungieren kann (Naegler u. a. (2006)). Zum anderen wird, neben dem Wärmeaustausch, der Impulstransport detailliert untersucht (vgl. Liss und Johnson (2014)). Dieser resultiert aus der meist, im Vergleich zum Wasser, schnelleren Luftströmung. Durch die erzeugte Schubspannung entstehen Wasserwellen. Im Bezug auf Ozeane wurde dies erstmals in Stokes (1847)

beschrieben, bevor in Miles (1957) und Phillips (1957) fundamentale Theorien entwickelt wurden. Dieser Impulstransport ist neben der Konvektion der Hauptantrieb der globalen und lokalen Ozeanströmung (vgl. Marshall und Plumb (2008), Stewart (1974)) und beeinflusst auch den Wärme- und Gastransport durch entstehende Turbulenzen, Ausdünnungen von Grenzschichten oder Oberflächenerneuerungsevents (Jähne, Münnich u. a. (1979)). Dabei ist zur Beschreibung des Impulstransportes zunächst die Messung der Strömungsgeschwindigkeiten und -gegebenheiten erforderlich. Dazu wurde in Weiler und Burling (1967) noch ein kreuzförmig angeordnetes Heißdrahtanemometer verwendet. Darauf folgten Ultraschallanemometer, die eine höhere Messgenauigkeit erreichen, bevor optische Messmethoden entwickelt wurden. Ein Überblick über die bildgebenden Verfahren ist in Adrian (1991) zu finden. Schon 1932 wurde die *Particle-Tracking-Velocimetry* (PTV) angewandt, die für geringe Objektdichten die Verfolgung einzelner Tracerpartikel, zu dieser Zeit noch manuell, und daraus die Extraktion von deren Geschwindigkeit ermöglichte. Bei hohen Dichten, bei denen die Objekte überlappen, kam in Dainty (1975) die *Laser-Speckle-Velocimetry* zum Einsatz, bei der aus den Verschiebungen der Speckle die Geschwindigkeit extrahiert wird. Für mittlere Dichten hat sich die *Particle-Imaging-Velocimetry* (PIV) durchgesetzt, welche für Strömungsgeschwindigkeiten von wenigen $\frac{\text{mm}}{\text{s}}$ bis hin zu hunderten $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ geeignet ist (Adrian (1991)). In Laborstudien an Wind-Wellen-Kanälen, die das Setzen bestimmter Randbedingungen, wie der Windgeschwindigkeit, ermöglichen, kommt diese Technik beispielsweise in Reul u. a. (1999) erstmals zum Einsatz. Sie wurde im Laufe der letzten 20 Jahre stetig weiterentwickelt, um höhenabhängige turbulente Schubspannungen (Troitskaya u. a. (2011)) oder auch die Aufteilung der Schubspannung in Komponenten zu ermöglichen (Bopp (2018), Buckley und Veron (2019)). Für diesen Zweck entwickelte Bopp (2018) eine spezielle Form der *Particle-Streak-Velocimetry* (PSV), die es ermöglicht, die Strömungsrichtungen kleiner, leichter, von der Strömung mitgetragener Tracerpartikel zu detektieren. Im Zusammenspiel mit der Detektion der Wasseroberfläche mittels laserinduzierter Fluoreszenz lässt sich dann mit Hilfe krummliniger Koordinaten die wellenkohärente Analyse der Schubspannung realisieren. In der Arbeit Bopp (2018) wurden dabei Ammoniakkristalle als Tracerobjekte verwendet.

Ziel dieser Arbeit ist es, mit einem fluoreszierenden Farbstoff versetzte NaOH-Tröpfchen als neue Tracerpartikel zu implementieren und die dafür benötigten Fluorochromkonzentrationen zu bestimmen. Darüber hinaus sollen das Strömungsverhalten über der Wasseroberfläche sowie die Vorgänge beim und nach dem Auftreffen der Tröpfchen auf die Wasseroberfläche visualisiert und untersucht werden. Auf Basis dieser Datensätze sollen die

Kompatibilität bestehender Evaluierungsalgorithmen getestet sowie eine alternative, auf Bildverarbeitungstechnik gestützte, Analyse erprobt werden.

2 | THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Vor dem Einstieg in die Methodik dieser Arbeit ist in diesem Kapitel unter Zuhilfenahme der Einsteinschen Summenkonvention ein Überblick über die der Arbeit zugrundeliegende Theorie gegeben. Beginnend mit der Beschreibung allgemeiner Fluidodynamik (ausführlich behandelt in Durst (2007) und Walter Roedel (2017)), wird daraufhin auf den vertikalen Impulstransport anfangs über einer glatten Oberfläche eingegangen, gefolgt von der Betrachtung des Einflusses entstehender Wasserwellen (vgl. Bopp (2018), Kühlein (2019)). Den Abschluss bildet zunächst eine kurze Betrachtung der oberen Wasserschichten (vgl. Danckwerts (1951)), bevor Fluorochrome wie Pyranin und Fluoreszenz allgemein erklärt werden (vgl. Friman (2020)).

2.1 FLUIDDYNAMIK

Um die Bewegung eines newtonschen Fluids zu beschreiben, werden in der Physik der Euler- und der Lagrange-Ansatz unterschieden. Dabei kennzeichnet ein Fluid, dass es als Kontinuum beschrieben werden kann und eine äußere Scherspannung einen Geschwindigkeitsgradienten im Inneren des Fluids entstehen lässt. Die Ausprägung dieses Gradienten ist dabei determiniert von der stoffspezifischen dynamischen Fluidviskosität μ , welche ein Maß für den durch Molekülbewegungen bedingten Impulstransport zwischen den einzelnen im Fluid liegenden Schichten ist. Auf Grund dieser Eigenschaft kann ein sich in Ruhe befindendes Fluid allein Normalenkräften ausgesetzt sein. Die Einschränkung auf newtonsche Fluide impliziert, dass die resultierenden Schergeschwindigkeiten im laminaren Strömungsfall proportional zur wirkenden Schubspannung τ sind und damit $\mu = \text{const.}$ gilt.

Beide genannten Ansätze beschreiben dieselbe vorliegende Strömungsdynamik aus zwei unterschiedlichen Perspektiven. Während die Lagrangesche Betrachtungsweise die zeitliche Entwicklung einer Fluideinheit darlegt und damit dieser wie ein mitbewegter Betrachter

folgt, ist die Eulersche Betrachtungsweise ortsfest und quantifiziert die zeitliche Änderung der Geschwindigkeiten an diesem Punkt.

Dabei folgt jede Geschwindigkeitsänderung eines Fluidelements aus der Impulserhaltung und damit aus der Änderung der Summe aller momentan auf dieses Element wirkenden Kräfte. Nimmt man sowohl die Luft als auch das Wasser als inkompressibel an (Dichte $\rho = const.$), so ergibt sich als Bewegungsgleichung des Fluidelements die Navier-Stokes-Gleichung:

$$\rho \frac{Du_j}{Dt} = \rho \left(\frac{\partial u_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i u_j) \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \rho g_j + \frac{\partial}{\partial x_i} \tau_{ij}. \quad (1)$$

Darin wird die totale Zeitableitung des Geschwindigkeitsvektors u_j (Lagrangesche Betrachtungsweise) aufgegliedert in einen Beschleunigungs- und einen Advektionsterm (Eulersche Betrachtungsweise), die gemeinsam der Summe aus Normalen-, Gravitations- und viskosen Scherkräften entsprechen. Diese werden definiert über den Richtungsgradienten des Drucks p und des Schubspannungstensors τ_{ij} sowie der Gravitationskonstante in entsprechender Richtung g_j .

Zur vollständigen Beschreibung einer solchen Bewegung wird darüber hinaus die aus der Massenerhaltung folgende Kontinuitätsgleichung benötigt, welche sich erneut unter der Inkompressibilitätsannahme ($\rho = const.$) schreiben lässt als:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0. \quad (2)$$

Damit entspricht die Massenänderung einer Fluideinheit innerhalb eines Zeitintervalls dem Massenstrom durch deren Oberfläche.

Zur Bestimmung der Art einer Strömungsbewegung, ob laminar oder turbulent, kann darüber hinaus beispielsweise die Reynolds-Zahl, das Verhältnis von Beschleunigungskräften zum molekularen Impulstransport, herangezogen werden:

$$Re = \frac{\rho u l}{\mu} = \frac{\rho u^2}{\tau} = \frac{2E_{kin}}{W_{fric}}. \quad (3)$$

Darin steht l für eine systemspezifische charakteristische Länge. Das sich ergebende Verhältnis aus der doppelten kinetischen Energie E_{kin} und der durch Reibung erzeugten Arbeit W_{fric} kann dann mit der zugehörigen festgelegten kritischen Reynoldszahl ins Verhältnis gesetzt werden. Ist die errechnete betragsmäßig größer als die kritische Reynoldszahl, so liegt anstelle einer laminaren eine turbulente Strömung vor.

2.2 VERTIKALER IMPULSÜBERTRAG

Stark vereinfacht kann die Dynamik in den Grenzschichten zwischen einer Wasseroberfläche und einer darüberliegenden Luftströmung in erster Näherung mit dem Standardbeispiel der Fluidmechanik *feste Wand* beschrieben werden (vgl. Kundu (2008)). Dabei wird davon ausgegangen, dass eine Strömung in ausreichendem Abstand zu der ruhenden Grenzfläche gleichmäßig und planparallel strömt. Gleichzeitig sei die universell geltende *no-slip*-Bedingung erfüllt. Diese Dirichlet-Randbedingung definiert, dass in der Grenzebene die Geschwindigkeiten beider Medien identisch sind und damit im angenommenen Fall null. Der somit nötige Geschwindigkeitsgradient entsteht nahe der Kontaktfläche, in der sogenannten Prandtl-Schicht, auf Grund von Reibung. Letztere bedingt einen transversal zur Strömungsrichtung orientierten Impulstransport und resultiert in einer Schubspannung auf die Oberfläche des ruhenden Mediums. Diese ist definiert als Eintrag des Schubspannungstensors, der schon in Gleichung (1) eingeführt wurde:

$$\tau_{ij} = -\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \delta_{ij} \frac{2}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right). \quad (4)$$

Der spezifische Eintrag der Schubspannung auf die Wasseroberfläche, gegeben durch den vertikalen Transport horizontalen Impulses, ist:

$$\tau_{xz} = -\mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right). \quad (5)$$

Damit ist die Schubspannung maßgeblich bestimmt durch das Windprofil über der Wasseroberfläche. Dieses Windprofil lässt sich in vier Bereiche untergliedern:

Direkt über der Grenzebene und gekennzeichnet durch eine parallele Strömungsrichtung befindet sich die viskose Unterschicht, in der namensgebend der Impulsübertrag rein von der kinematischen Viskosität ($\nu = \frac{\mu}{\rho}$) bestimmt ist. Daraus resultiert das lineare Windprofil:

$$u(z) = \frac{|\tau|}{\nu} z. \quad (6)$$

Den Übergang zum logarithmischen Windprofil bildet der *Buffer-layer*, der durch rein experimentell motivierte Gleichungen ausgedrückt wird. Das logarithmische Geschwindigkeitsprofil, auch *law of the wall* genannt, lässt sich mit Hilfe des Rauigkeitsparameters z_0 , abhängig

von den Unebenheiten der Grenzfläche und der experimentell bestimmten von-Kármán-Konstanten $\kappa \approx 0,41$ beschreiben über:

$$u(z) = \frac{\sqrt{|\tau|/\rho}}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{z}{z_0}\right). \quad (7)$$

Die zuvor beschriebene turbulente Schicht wird nach oben hin begrenzt durch den *Wake*-Bereich, in dem der vertikale Impulstransport abklingt.

Die Art der Strömung, laminar oder turbulent, definiert dabei, ob von einer planparallelen Strömung ausgegangen werden kann. In der viskosen Grenzschicht trifft dies zu ($\vec{u} = (u_x, 0, 0)^T$), und die zugehörige Schubspannung ist nach Gleichung (5) gegeben mit:

$$\tau_{visc,xz} = -\mu \cdot \frac{\partial u_x}{\partial z}. \quad (8)$$

Tritt jedoch der effizientere Impulstransport über Verwirbelungen, genannt *Eddies*, und damit Turbulenzen in der Strömung auf, so ist letztere nicht mehr zeitlich konstant. Abhilfe schafft in diesem Fall die Reynolds-Zerlegung, die den gemittelten (zeitlich, räumlich oder über ein Ensemble) Anteil $\overline{u(t)}$ und den fluktuierenden Part $\overline{u(t)'}'$ des Geschwindigkeitsfeldes $\overline{u(t)}$ extrahiert:

$$\overline{u(t)} = \overline{\overline{u(t)}} + \overline{u(t)'}'. \quad (9)$$

Diese Zerlegung ergibt, eingesetzt in die nachträglich zeitlich gemittelte Gleichung (1), da nur in diesem Regime die Impulserhaltung bei herrschender Turbulenz gilt, die turbulente Schubspannung:

$$\tau_{turb,xz} = -\rho \cdot \overline{u_x' u_z'}. \quad (10)$$

Keiner der beiden Fälle tritt in der Grenzschicht in Reinform auf. Lediglich die Dominanz der Anteile verschiebt sich je nach Höhe. Daher lässt sich die Schubspannung der Grenzschicht zusammenfassend schreiben als:

$$\tau_{xz} = \tau_{visc,xz} + \tau_{turb,xz}. \quad (11)$$

Es zeigt sich jedoch, dass in der sogenannten *constant-flux-layer*, den unteren 10% bis 15% der Grenzschicht, sich die Dominanzen derart verschieben, dass die Schubspannung in Summe konstant bleibt. Der *Wake*-Bereich bildet dann den linearen Übergang zum schubspannungsfreien Strömungsfeld.

2.3 EINFLUSS VON WELLEN

Die im vorangegangenen Abschnitt aufgestellten Gleichungen basieren auf der Annahme einer horizontalen Luftströmung ($\vec{u} = (u_x, 0, 0)^T$) parallel zur ebenen Wasseroberfläche ($z = 0$) in der x-y-Ebene. Doch durch die kalkulierten Schubspannungen bilden sich entsprechend der Strömungsgeschwindigkeit zunächst Kapillar-, gefolgt von Schwerewellen der Wasseroberfläche aus. Eine Möglichkeit, diesen Regimen gerecht zu werden, ist in Bopp (2018) entwickelt und ausführlich erklärt:

Dazu wird die Höhe $z^*(x, t)$ relativ zur darunterliegenden aktuellen Auslenkung der Wasseroberfläche $\eta(x, t)$ berechnet. Somit entspricht eine Höhe von $z^*(x_0, t_0) = 0$ gerade $\eta(x_0, t_0)$. Daraus ergibt sich das neue krummlinige Koordinatensystem mit den Koordinaten:

$$x^* = x, \quad y^* = y, \quad z^* = z - f(x^*, t). \quad (12)$$

Ebenfalls berücksichtigt wird, dass der Einfluss dieser Wasserwellen auf die Luftströmung mit steigendem Abstand abnimmt und abhängig von der Wellenart ist. Dies geht in die Funktion $f(x^*, t)$ ein, welche dann auf den Moden der fouriertransformierten Wasseroberfläche samt zusätzlichem Exponentialterm definiert wird:

$$f(x, z^*, t) = \sum_n a_n \cos(k_n x - \phi_n) e^{-\sigma_d k_n z^*}. \quad (13)$$

In diesen gehen die Amplituden a_n , die Phasen ϕ_n und die Wellenzahlen k_n der Wellen ein. Hinzu kommt der gesetzte Faktor $\sigma_d = 1$, der die Übergangsgeschwindigkeit der krummlinigen in kartesische Koordinaten definiert. Dieser bedingt, dass Kapillarwellen kurzer Wellenlänge schneller zerfallen als langwellige Schwerewellen.

In Folge dieser Transformation ist die Ebene konstanter Höhenkoordinaten nicht länger parallel zum horizontalen freien Strömungsfeld. Daraus resultiert ein sich aus der Navier-Stokes-Gleichung ergebender zusätzlicher Schubspannungsterm τ_{pres,xz^*} . Wird aus der turbulenten Schubspannung darüber hinaus der wellenkohärente Teil τ_{wave,xz^*} extrahiert, so ist die Schubspannung gegeben durch vier Komponenten, von denen lediglich der zuletzt eingeführte auch negativ sein kann:

$$\tau_{xz^*} = \tau_{wave,xz^*} + \tau_{pres,xz^*} + \tau_{visc,xz^*} + \tau_{turb,xz^*}. \quad (14)$$

Die Wellen haben jedoch auch direkten Einfluss auf die Art der Strömung. Eine Welle lässt sich an Hand ihrer Steilheit ϵ definieren:

$$\epsilon = ak = \frac{a2\pi}{\lambda} = \frac{\pi H}{\lambda} = \frac{\pi H}{cT}. \quad (15)$$

Hierbei sind die Eigenschaften der Welle definiert über ihre Amplitude a , ihre Wellenzahl k , die Wellenlänge λ , den Abstand zwischen den Wellenbergmaxima H und der Wellenperiode T . Diese Wellensteilheit bedingt, wenn sie einen Wert von $\epsilon > 0,4$ erreicht, Strömungsseparation (vgl. Buckley, Veron und Yousefi (2020)). Dies bedeutet, dass sich die Luftströmung auf der Lee-Seite der Welle in der Nähe der Wellenspitze von der Wasseroberfläche ablöst. Es bildet sich ein zeitlich begrenzter Wirbel in diesem turbulent gewordenen Teil der zuvor laminar viskosen Grenzschicht (siehe Kawai (1982)).

2.4 OBERE WASSERSCHICHTEN

In den bisherigen Abschnitten lag der Fokus auf der Luftströmung über einer gegebenenfalls daraus resultierenden welligen Wasseroberfläche und den sich ergebenden Rückwirkungen. Im Folgenden sollen zwei Modelle der wasserseitigen Prozesse in Kürze dargestellt werden.

Das klassische Diffusionsmodell (vgl. Deacon (1977)) basiert auf der Annahme einer Oberflächenschicht, in der Transportprozesse rein auf Diffusion beruhen. Die tiefenabhängige Diffusionskonstante wird dabei über einen Parameter α_m definiert:

$$K(z) = \alpha_m z^m, \quad \text{mit } m \geq 2. \quad (16)$$

Das Oberflächenerneuerungsmodell nach Danckwerts (1951) und Jähne, Libner u. a. (1989), beruht auf der Annahme eines turbulenten Transportes mittels großer *Eddies*. Diese reichen bis an die Wasseroberfläche heran und führen zum Ersetzen der Oberfläche durch Fluidelemente aus dem Bulk, dem Inneren des Fluidgroßvolumens. Die Rate dieser Oberflächenerneuerung wird mit Hilfe eines Potenzansatzes angegeben:

$$r(z) = \gamma_p z^p, \quad \text{mit } p \geq 0. \quad (17)$$

Wird $p = 0$ gesetzt, so ist die Erneuerungsrate höhenunabhängig und spiegelt Turbulenzen an der Wasseroberfläche wieder. Um der Randbedingung des Nicht-Vorkommens letzterer

zu genügen, muss $p > 0$ gewählt werden. Dies entspricht jedoch auch einer Erneuerungsrate an der Oberfläche, die gegen Null strebt.

Welches der Modelle die Transportvorgänge in den oberen Wasserschichten genügend beschreibt, ist noch Gegenstand der experimentellen Forschung (vgl. Danckwerts (1951), Gulliver und Tamburrino (1995) und Horvath und Chatterjee (2018)). So wird in Fachat (1995) berichtet, dass auf die Oberfläche auftreffende Flüssigkeitströpfchen meist auf dieser verbleiben. Dahingegen würde ein plötzliches Abtauchen der Tröpfchen als Indiz für das Oberflächenerneuerungsmodell gewertet werden. Dies konnte jedoch nicht beobachtet werden.

2.5 FLUOROCHROME

Abschließend wird in diesem Abschnitt auf die Grundlagen der Fluoreszenz, samt der Eigenschaften des in dieser Arbeit verwendeten Fluoreszenzfarbstoffs, eingegangen. Diese sind für die genutzten Messtechniken, beschrieben in Kapitel 3, von zentraler Bedeutung. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in Friman (2020).

2.5.1 FLUORESZENZ

Fluorochrome sind Moleküle, die bei der Interaktion mit elektromagnetischer Strahlung, beispielsweise Licht, Photonen bestimmter Wellenlängen absorbieren und daraufhin Photonen mit der gleichen oder längerer Wellenlänge emittieren. Dies geschieht, weil im Gegensatz zur Streuung oder Reflexion bei der Absorption durch den Energieübertrag Valenzübergänge (durch UV- und sichtbares Licht) oder Schwingungsanregungen (durch Infrarotstrahlung) im Molekül stattfinden. Diese Vorgänge sind in stoffcharakteristischen Spektren anhand der diskreten Absorptionslinien leicht zu erkennen. Letztere resultieren dabei aus den stark wellenlängenspezifischen Auslösungsmechanismen.

Wurde ein Valenzübergang getriggert, so zerfällt nach der sogenannten Relaxationszeit das Molekül aus dem angeregten Zustand in den Grundzustand. Geht aus diesem Prozess ein emittiertes Photon mit der Wellenlänge äquivalent zur absorbierten hervor, hat eine elastische Streuung stattgefunden. Im in dieser Arbeit genutzten Fall von Pyranin hingegen tritt Photolumineszenz, also eine längerwellige Emissionsstrahlung, auf. Dieser Vorgang der Wellenlängenverschiebung zwischen Absorption und Emission wird als ‘Stokes-Shift’ bezeichnet. Der charakteristische Energieverlust resultiert aus dem Übergang vom angeregten

Zustand in den niedrigst möglichen Schwingungszustand. Beide Singulett-Zustände besitzen einen totalen Spin von Null, daher weist dieser Übergang eine kürzere Lebensdauer des energiereicheren Zustandes auf und ruft eine instantane Emission hervor.

Die Intensität der Emissionsstrahlung ist dabei abhängig von der Konzentration an Fluorochromen und der herrschenden Umgebungstemperatur. Außerdem wird sie im Falle der laserinduzierten Fluoreszenz (LIF) von der zur Anregung verwendeten Laserwellenlänge beeinflusst. Das resultierende Verhältnis aus der Anzahl emittierter zu absorbierten Photonen definiert die Quanteneffizienz des Systems.

2.5.2 PYRANIN

Das als HPTS, 8-Hydroxy-1,3,6-pyrentrisulfonsäuretrinitriumsalz oder Pyranin bezeichnete Fluorochrom $C_{16}H_7O_{10}S_3Na_3$ hat eine Molarmasse von $m_M = 524,4 \frac{g}{mol}$. Es besitzt einige nützliche Eigenschaften, auf die in Wolfbeis u. a. (1983) und Perez-Urquiza und Beltran (2001) genauer eingegangen wird. Beispielsweise ermöglicht der große Stokes-Shift von 60 nm eine klare Differenzierung zwischen Anregungs- und Emissionswellenlänge und dadurch die Nutzung eines entsprechenden Kamerafilters zur Eliminierung der zur LIF verwendeten anregenden Laserwellenlänge. Außerdem zeichnet sich Pyranin durch eine hohe Quanteneffizienz von annähernd Eins bei Anregungswellenlängen von $\lambda > 455$ nm und gleichzeitiger Stabilität gegenüber von Temperaturschwankungen aus. Des Weiteren liegt sein Absorptions- und Emissionsmaximum bei $\lambda_{max,abs} = 455$ nm beziehungsweise $\lambda_{max,emit} = 512$ nm und ist besonders ausgeprägt für basische Lösungen, in blauer und violetter Farbe in Abbildung 2.1 veranschaulicht. Papst (2019) stellte darüber hinaus fest, dass eine maximale Konzentration existiert, ab der ein signifikanter Teil der emittierten Strahlung instantan vom Pyranin erneut absorbiert wird. Dies bedeutet, dass ein Laser, der auf ein solches Medium trifft, in dieses nicht eindringen kann, sondern nur die Oberschichten anregt. Daraus resultiert für die in dieser Arbeit genutzte Anwendung, beschrieben in Abschnitt 4.2, eine Obergrenze der sinnvollen Konzentration in saurer Lösung, ab der sich die Intensität der Fluoreszenz nicht weiter steigern lässt.

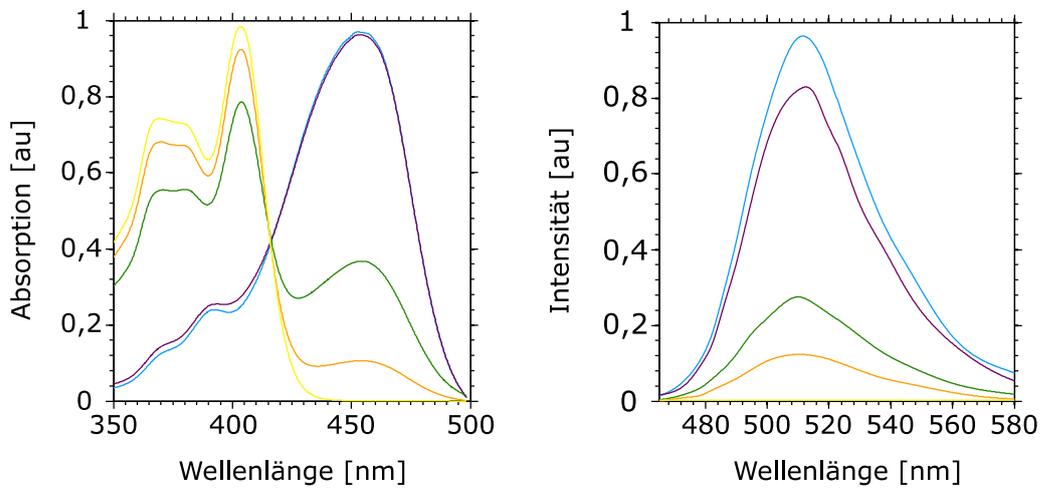


Abbildung 2.1: Absorptionsspektrum und Emissionsintensität von Pyranin in Abhängigkeit von der anregenden Laserwellenlängen. Die gleichzeitige Abhängigkeit vom pH-Wert der Fluorochromlösung ist durch die Linienfärbung wiedergegeben. Die Farben gelb, orange, grün, violett und blau entsprechen aufsteigend den pH -Werten von 4, 6, 5, 7, 9 und 11 (Kräuter (2015)).

3 | MESSMETHODIKEN

Einleitend zu dem in den folgenden Kapiteln beschriebenen experimentellen Aufbau und der Realisierung (Kapitel 4) sowie der Auswertung der Messungen (Kapitel 5) sollen hier die dazu genutzten Techniken skizziert werden:

Zur Ermittlung höhenabhängiger Windprofile über einer bewegten Wasseroberfläche werden zwei Informationen benötigt. Auf der einen Seite ist die momentane Position der Wasseroberfläche Voraussetzung zur Erstellung eines angepassten Koordinatensystems, auf der anderen wird die Strömungsgeschwindigkeit der Luft selbst vermessen.

3.1 LASER-HEIGHT-CAMERA UND WELLENANALYSE MITTELS KRUMMLINIGER KOORDINATEN

Zur Bestimmung des momentanen Wasseroberflächenprofils wird die Methodik der Laser-Height-Camera (LHC) verwendet. Diese bildet einen vom Laser zur Fluoreszenz angeregten, parallel zur Windrichtung orientierten Schnitt geringer Tiefe des Wasservolumens ab. Das Wasser fluoresziert aufgrund des beigemischten Fluoreszenzfarbstoffes. Die räumliche und zeitliche Auflösung der Wasseroberfläche ist dabei limitiert von der Kameraauflösung und ihrem Abbildungsmaßstab sowie der gewählten Belichtungszeit und Bildrate.

Auf Basis dieser Daten kann ein entsprechender Algorithmus die Oberfläche auf Subpixel-niveau detektieren, ausführlich beschrieben beispielsweise in Schwarz (2016). Aufbauend auf diesen Ergebnissen kann, unter Verwendung einer entsprechenden Kalibrierung, ein der Wasseroberfläche folgendes krummliniges Koordinatensystem definiert werden. Ein mögliches Resultat ist in Abbildung 3.1 visualisiert.

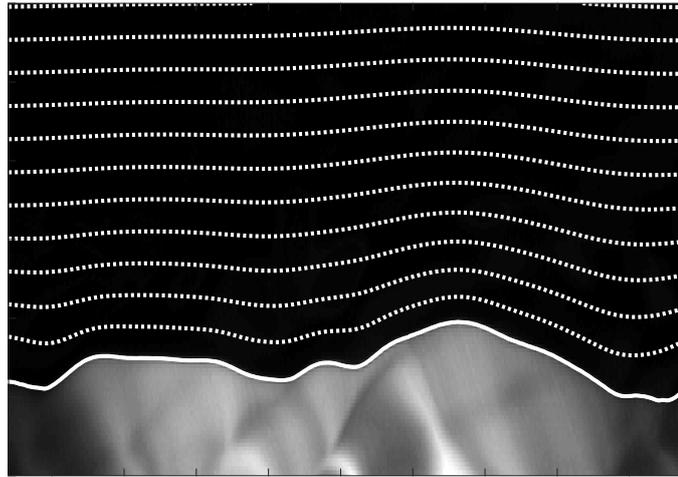


Abbildung 3.1: Darstellung eines Ergebnisses der *Laser-Height-Camera* mit eingezeichneten krummlinigen Koordinaten (Kühlein (2019)).

3.2 STRÖMUNGSGESCHWINDIGKEITEN

Zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten existieren viele unterschiedliche Ansätze. Sie alle vereint das Ziel, die Strömung durch das Verfahren möglichst nicht zu verfälschen. Zu den klassischen Methoden zählen Staudruckmessungen, wie beispielsweise das Staurohr. Diese sind jedoch auf stark lokalisierte feste Messpunkte beschränkt. Optische Messmethoden nutzen räumlich und zeitlich hochauflösende Kameras im Zusammenspiel mit beleuchteten oder fluoreszierenden Objekten als Tracern. Damit erlauben sie viele räumlich verteilte Messpunkte (vgl. Raffel u. a. (2018)). Ist die Dichte der Objekte entsprechend gering, können diese von einem zum nächsten Bild verfolgt werden, entsprechend der *Partical-Tracking-Velocimetry* (PTV) oder der *Partical-Streak-Velocimetry* (PSV). Bei der PTV wird sich dabei auf die einzelnen Objekte fokussiert, welche von Bild zu Bild verfolgt werden, angelehnt an die Lagrangesche Betrachtungsweise. Die Eulersche Betrachtungsweise spiegelt sich in der PSV wider, in der die Objekte derart beleuchtet oder zur Fluoreszenz angeregt werden, dass sie als Spuren, sogenannten *Streaks*, im Bild erscheinen und die Strömung an einem bestimmten Ort-Zeit-Punkt repräsentieren.

3.2.1 PARTICLE-STREAK-VELOCIMETRY

In dieser Arbeit wird eine leicht modifizierte Form der von Bopp (2018) entwickelten PSV-Methodik genutzt. Dazu werden Objekte ins Strömungsfeld eingeleitet, welche mit einem spezifischen Laserpulsschema zur Fluoreszenz angeregt werden und dadurch als charakteristische Streakmuster auf der Bildaufnahme sichtbar sind. Aus diesen lassen sich Position sowie Strömungsrichtung und -geschwindigkeit extrahieren, ausführlich beschrieben in Bopp (2018).

3.2.2 FLUORESZENZOBJEKTE

In Bopp (2018), Friman (2020) und Kühlein (2019) wurden Ammoniumchlorid-Kristalle im Größenbereich von 1 μm verwendet. Diese erfüllen die Anforderungen für PSV geeignete Objekte. Denn diese Tracer sollen der Strömung folgen und nicht unter einem dominierenden Einfluss von Trägheit und Gravitation stehen. Daher werden Objekte benötigt, die ausreichend klein und massearm sind, gleichzeitig aber von der genutzten Kamera noch aufgelöst werden können.

Ein Ziel dieser Arbeit ist es, statt der Kristalle die Konfiguration von mit Pyranin versetzten NaOH-Tröpfchen so zu bestimmen, dass diese als Tracerobjekte für die PSV zugänglich werden. Dazu wird das Fluorochrom in 0,1 M NaOH-Lösung gelöst, mit Hilfe einer Zerstäubereinheit vernebelt und in den Tank eingeleitet.

3.2.3 FLUORESZENZANREGUNG

Damit die eingeleiteten Tröpfchen entsprechend Unterabschnitt 3.2.1 analysierbare Streakmuster auf den einzelnen Aufnahmen erzeugen, werden diese mit einem angepassten Lasermuster zur Fluoreszenz angeregt. Dieses entspricht einem neun periodischen \sin^2 , von dem die sechste und siebte Periode auf einen konstanten, niedrigen Offset gesetzt sind, vgl. Abbildung 3.2. Damit erhält man die Struktur aus Bopp (2018) auch für kurze Streaks mit nicht mehr aufgelösten einzelnen Perioden. Gleichzeitig ergibt sich stets eine Lücke zwischen den beiden Blöcken. Dies erlaubt weiterhin die Erkennung des Signals. Damit trotzdem eine visuelle Verbindung existiert, wird der in Kühlein (2019) implementierte Offset beibehalten, der die Zusammengehörigkeit der Einzelblöcke für den Algorithmus klarstellt. Abweichend

wird das angesprochene Sinussignal testweise in acht Schritte diskretisiert. Dies ermöglicht eine einfachere Implementierung in das Gesamttriggersystem für Kameras und Laserdioden.

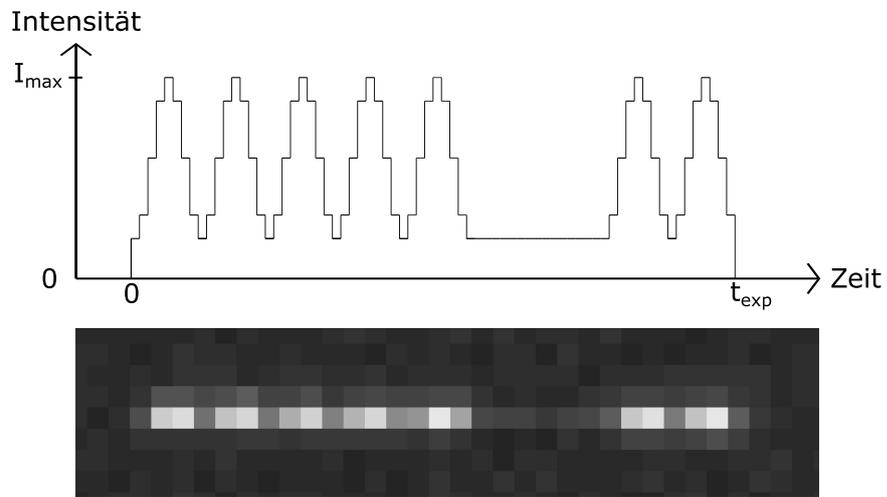


Abbildung 3.2: Darstellung des Lasermusters aus einem Block von fünf und einem aus zwei \sin^2 -Perioden, mit zusätzlichen zwei Perioden eines konstanten Offsets dazwischen. Darunter ist die Bildaufnahme eines mit dieser Laserintensitätsmodulation zur Fluoreszenz angeregten Tracerobjekts mit Flugrichtung von links nach rechts.

4 | EXPERIMENTELLER AUFBAU UND DURCHFÜHRUNG

Im Folgenden werden der experimentelle Aufbau und die damit durchgeführten Messungen beschrieben. Hauptbestandteil ist ein linearer Wind-Wellen-Kanal, in dem mit Hilfe eines optischen Setups und in den Kanal eingeleiteten Nebeltröpfchen die Strömungsprofile bis in die Grenzschichten vermessen werden.

4.1 LINEARER WIND-WELLEN-KANAL

Damit die Entwicklung neuer Messmethoden unter kontrollierbaren Bedingungen stattfinden kann, werden sogenannte Wind-Wellen-Kanäle verwendet. Diese bestehen aus einem geschlossenen Luftraum, in dem beispielsweise mit Turbinen beliebige in-/stationäre Windverhältnisse erzeugt werden können. Darüber hinaus ist in diesem Volumen eine Wasserrinne derart verbaut, dass eine entsprechend ausgewählte Windwirklänge, der sogenannte *Fetch*, erreicht wird. Zirkulare Wind-Wellen-Kanäle, wie das Heidelberger *Aeolotron*, zeichnen sich durch einen unbegrenzten *Fetch* aus.

Für diese Arbeit wurde der lineare Wind-Wellen-Kanal *Lizard* (*linear strong acid resistant device*) der Universität Heidelberg verwendet. Er wurde von A. Herzog aufgebaut und ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. Eine detaillierte Beschreibung liefert Herzog (2010), wobei jedoch angemerkt sei, dass im Laufe der Jahre weitere Modifizierungen vorgenommen wurden, die zu unterschiedlichen Wasser- und Luftvolumina führten (vgl. Herzog (2010), Friedl (2013) und Friman (2020)).

Die genutzte Konfiguration entspricht der in Friman (2020) erläuterten Variante mit nachfolgenden Charakteristika für *Lizard*:

Der Aufbau mit einer Gesamtgröße von 7,7 m Länge und 1,5 m Höhe beherbergt eine Windgeneratoreinheit des Typs *HFA 400-D*, die für eine ortsspezifisch konstante Windgeschwindigkeit im Luftkreislauf sorgt. Der Luftstrom passiert dann zunächst ein Gitter bestehend aus ca. 3 cm-großen Waben, welches Turbulenzen reduziert und damit zu einer homogenen Luftströmung beiträgt. Nachfolgend dient ein Jet-Einlass zur Steigerung der Geschwindigkeit des Windes, bevor dieser die Passage mit der angeschlossenen Nebelgeneratoreinheit durchläuft und über die Wasserrinne strömt. Diese weist eine Gesamtlänge von ungefähr 4 m auf und eine mittlere Wassertiefe von 9 cm. Das ergibt ein Gesamtwasservolumen von ungefähr 122 l, exkludiert der nicht genutzten Bypasssysteme. Am Ende des Wassersegmentes ist ein 80 cm langer Wellenbrecher installiert, der die Reflexion von Wellen verhindert. Aufgrund der abgeschrägten Seitenwände (vgl. Abbildung 4.5) besitzt die Wasseroberfläche eine Breite von 37 cm bei genannter Füllhöhe und daraus resultierend eine windbeeinflusste Oberfläche von $1,3 \text{ m}^2$ zum darüberliegenden Luftvolumen. Dieses umfasst $3,3 \text{ m}^3$ mit einer Höhe von 23 cm über der Wasserrinne. Der gewählte Fetch in dieser Arbeit von 244 cm entspricht der Distanz zwischen dem Beginn der windbeeinflussten Wasseroberfläche und dem Laser- und Kameraaufbau. Damit dieser im optischen Bereich operieren kann, sind sowohl in die Seitenwände als auch in die Deckenfläche im Bereich der Wasserrinne Fenster eingelassen (Friman (2020), Friedl (2013)).

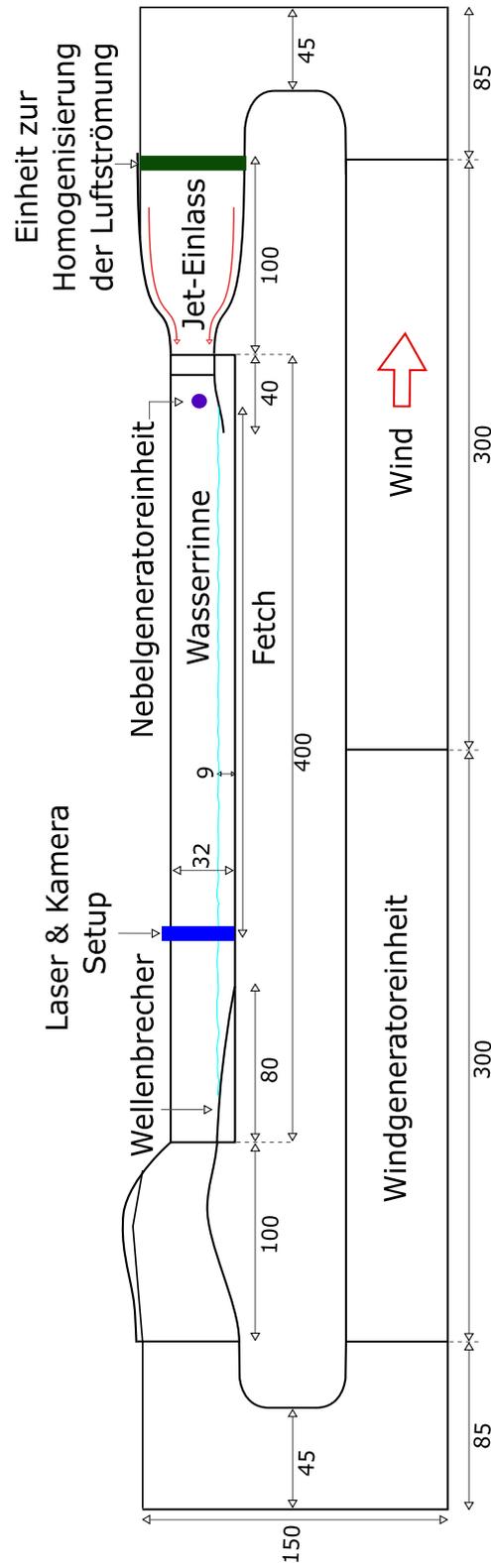


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des linearen Wind-Wellen-Kanals *Lizard* samt Positionsangaben der weiteren Komponenten des experimentellen Aufbaus. Abmessungen sind gegeben in [cm] (Herzog (2010), modifiziert).

Die sich aus der Geometrie des Windkreislaufes und des Jet-Einlasses ergebenden maximalen Windgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Ansteuerungsfrequenz des Windgenerators wurden von Friedl (2013) bestimmt und sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Für diese Arbeit gilt approximativ der grüne Graph für einen Fetch von 240 cm.

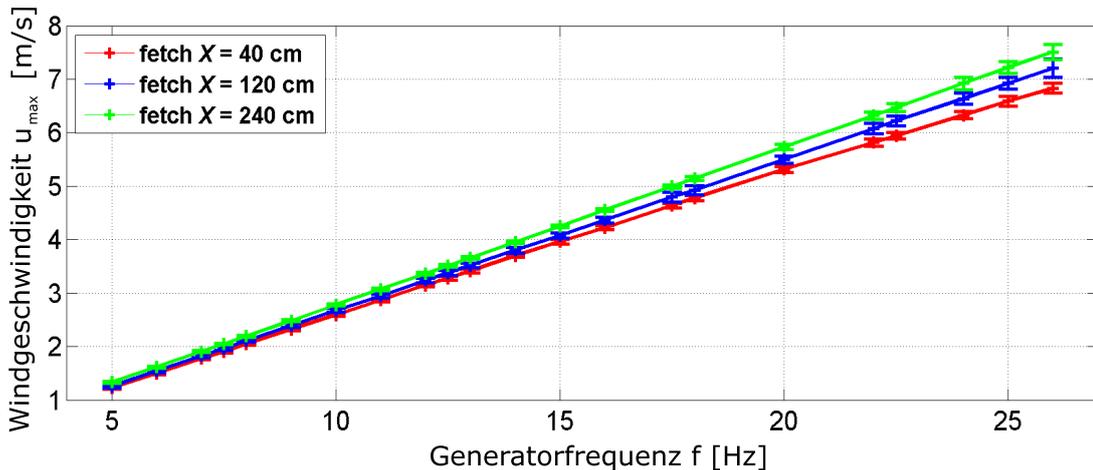


Abbildung 4.2: Plot des linearen Zusammenhangs von eingestellter Generatorfrequenz F und erhaltener maximaler Windgeschwindigkeit für drei Fetches. Der grüne Graph repräsentiert die Bedingungen des aufgebauten Setups:
 $u_0(F) = 0,2934 \frac{\text{mHz}}{\text{s}} * f - 0,145 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (Friedl (2013)).

4.2 PYRANINKONZENTRATIONEN

Die für die eigentlichen Messungen genutzten Pyraninkonzentrationen resultieren aus den Ergebnissen zahlreicher Vorversuche. Während dieser wurde schrittweise eine Kanalwasserkonzentration gesucht, bei der für eine Belichtungszeit von 3000 μs keine überbelichteten Bilder aufgenommen werden. In nachfolgender Abbildung 4.3 ist eine kurze Übersicht exemplarischer Aufnahmen zusammengestellt. Bei Belichtungszeiten von 1000 bis 1500 μs erzeugen Wasserkonzentrationen von $c_{(a)} = 5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{mol}}{\text{l}}$, $c_{(b)} = 2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{mol}}{\text{l}}$ und $c_{(c)} = 10^{-6} \frac{\text{mol}}{\text{l}}$ jeweils schon überbelichtete Bilder. Je höher die Konzentration ist, desto stärker sind die umliegenden Pixel mitausgeleuchtet. Da dies einer exakten Darstellung kleinster Oberflächenstrukturen entgegensteht, wurde die Wasserkonzentration gesenkt auf $c_{(d)} = 5 \cdot 10^{-7} \frac{\text{mol}}{\text{l}}$. Doch auch in diesem Fall zeigt das Bild noch Teilbereiche, die nahe der Überbelichtung sind. Das liegt an der später ausführlich diskutierten Inhomogenität des Lasersheets und kann

hier nicht vollständig behoben werden. Gleichzeitig ist in Abbildung 4.3(a) und 4.3(b) zu erkennen, dass die dort verwendete Pyraninkonzentration der Tröpfchen von $c_T = 0,02 \frac{\text{mol}}{\text{l}}$ nicht ausreicht, damit diese sich deutlich von der Wasseroberfläche abheben. Daher wurde die Konzentration auf das 2,5-fache erhöht (vgl. Abbildung 4.3(d)).

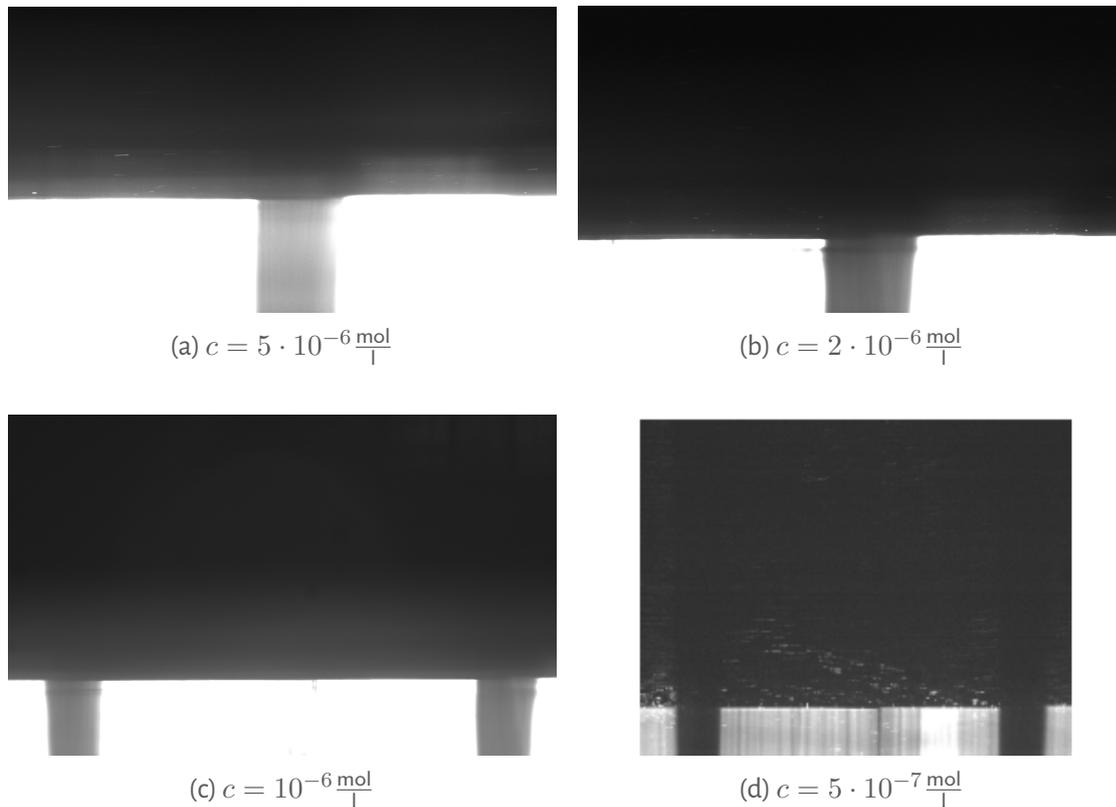


Abbildung 4.3: Gezeigt sind die resultierenden Belichtungsverhältnisse der Aufnahmen von verschiedenen Pyraninkonzentrationen des Kanalwassers. Für (a) bis (c) ist deutlich die Überbelichtung zu erkennen. Erst eine Konzentration entsprechend (d) lässt Strukturen des Lasersheets erkennen und weist keine Ausleuchtung umliegender Pixel mehr auf.

Das Erreichen der sich als praktikabel erwiesenen Konzentrationsverhältnisse zwischen dem Kanalwasser und den produzierten Nebeltröpfchen ist in folgender Weise gewährleistet: Das Wasserbassin des Kanals wird mit 122 l deionisiertem Wasser gefüllt. Hinzugegeben werden 6,1 ml an 0,1 M Natronlauge, versetzt mit 320 mg Pyranin. Daraus resultiert eine Pyraninkonzentration im Kanalwasser von $5 \cdot 10^{-7} \frac{\text{mol}}{\text{l}}$.

Damit sich die deutlich kleineren Tröpfchen verfolgen lassen, wird deren Konzentration eingestellt auf $0,05 \frac{\text{mol}}{\text{l}}$. Dies wird erreicht, indem in 500 ml 0,1 M Natronlauge 13,1 g Pyranin gelöst werden.

4.3 ZERSTÄUBEREINHEIT

Die Tröpfchenerzeugung erfolgt mit Hilfe eines Audiowell Ultraschall-Digitalzerstäubers UM0108. Dieser wird in einer externen Einheit außerhalb des Kanals betrieben, welche in Abbildung 4.4 dargestellt ist. Die Einheit setzt sich aus dem Zerstäuber am unteren Ende des T-Stücks, einem Ventilator an der kanalabgewandten Seite, einem mittigen Einfüllschlauch und dem Verbindungsanschluss für das Einleitrohr in den Kanal zusammen. Die zu zerstäubende Flüssigkeit wird durch den Einfüllschlauch in das Reservoir des Nebelgenerators geleitet. Sie steht dann als Wassersäule derart auf dem Audiowell-Zerstäuber, dass eine optimale Zerstäubung gewährleistet ist. Das geschieht mittels des eingebauten Schwingers, der die darüberliegende Flüssigkeit in Bereiche aus Flüssigkeitstälern und -bergen formiert. Aus Letzteren lösen sich bei ausreichend hoher Schwingungsintensität einzelne Tröpfchen. Nur die kleinsten und damit leichtesten Tröpfchen erreichen die nötige Höhe, sodass sie vom Luftstrom des Ventilators in den Kanal kurz hinter dem Jet-Einlass eingeleitet werden. Aufgrund der Menge der Tröpfchen wird diese Einheit nur zu Beginn der Messung für 1 min betrieben. Die Tröpfchen strömen dann mit sinkender Anzahl im Luftstrom.

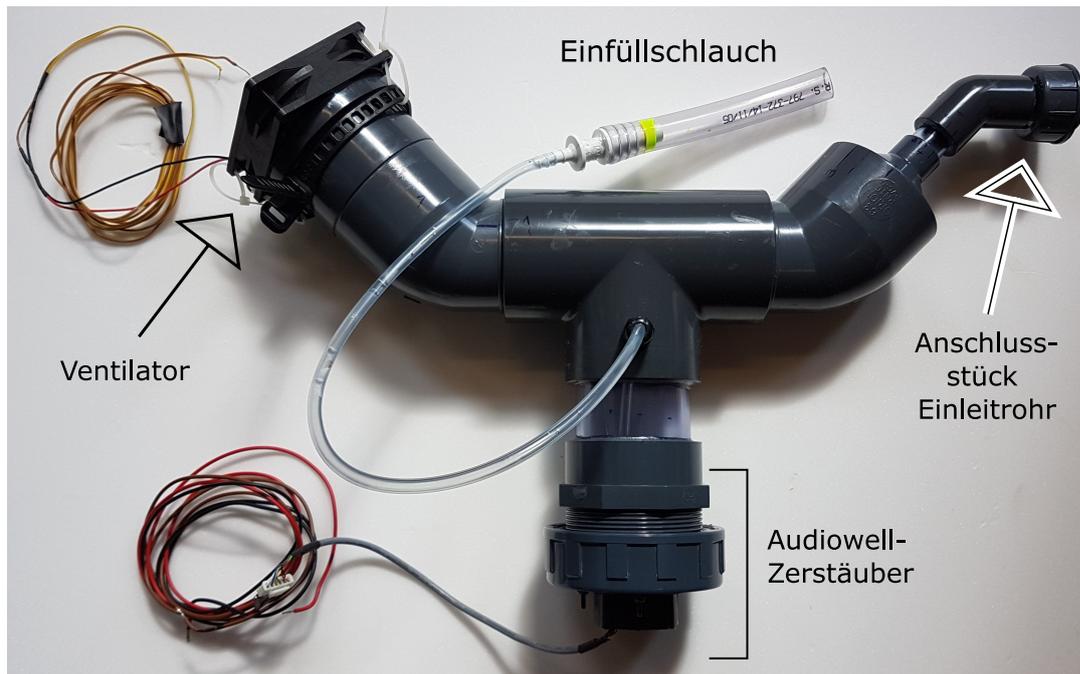


Abbildung 4.4: Foto der Zerstäubereinheit, welches den verbauten Audiowell-Zerstäuber und den Ventilator sowie den Einfüllschlauch und die Anschlussvorrichtung an den Kanal zeigt.

4.4 OPTISCHER AUFBAU

Der Aufbau der Optiken setzt sich aus zwei transversal zum Wind ausgerichteten Kameras und einem zum Wind parallelen Lasersheet zusammen. Die jeweiligen Anordnungen zueinander sind in Abbildung 4.5 und Abbildung 4.6 gezeigt.

Beide verwendeten CCD-Kameras sind vom Typ *Basler acA1920-155um* und werden mit B+W-Langpassfiltern des Modells 022 von *Schneider-KREUZNACH* betrieben. Letztere dienen der Selektion der einfallenden Photonen. Das Selektionskriterium der Filter ist dabei die Wellenlänge von 495 nm. Nur die längerwelligen Photonen, die aus der Fluoreszenz entstammen, werden transmittiert, das Streulicht des Lasers wird herausgefiltert.

Die luftseitige Kamera dient der Aufnahme der Luftströmungen oberhalb der Wasseroberfläche mittels der zuvor beschriebenen Tröpfchen unter Verwendung der PSV-Technik sowie der Detektion der momentanen Wasseroberfläche über das LHC-Verfahren. Damit Bildausschnitte nicht durch Wellenberge zwischen Kamera und Lasersheetebene beeinflusst

werden, wird diese leicht abwärts orientiert unter einem Winkel γ montiert. Um trotzdem die Laserebene in bestmöglicher Schärfe darzustellen, wird für eine höhere Schärfentiefe Blende vier verwendet.

Zur Analyse der in die Wasseroberfläche einschlagenden Tröpfchen wird die wasserseitige Kamera genutzt. Sie zeigt ebenfalls den Ausschnitt des Lasersheets, in dem die Wasseroberfläche liegt, jedoch fokussiert durch das Wasser hindurch. Durch diese aufwärts gerichtete Montage mit dem Winkel β zur Horizontalen, ist der vollständige Grenzschichtbereich wasserseitig abbildbar. Allerdings bedingt diese Perspektive, wegen des höheren Brechungsindex des Wassers, dass eine Blende vier allein für die Schärfentiefe nicht ausreichend ist. Daher wird zwischen Kamera und Langpassfilter in diesem Fall zusätzlich ein Makro-Objektiv des Typs *Vivitar Series 1 Lens, 90mm f2.5 Makro* montiert.

Die Größe der Bildausschnitte beider Kameras ist auf 600x1920px beschränkt, damit eine jeweilige Bildrate von 300 Hz möglich ist.

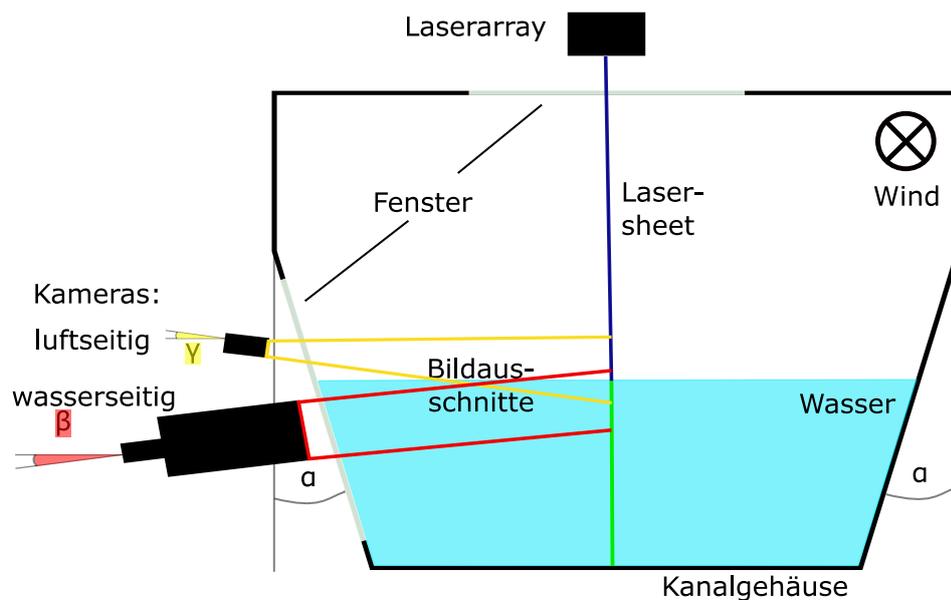


Abbildung 4.5: Schematische Skizze des Kamera- und Lasersettings in windfolgender Perspektive. Zu sehen sind die Lasereinheit sowie die Kameras, die an den Fenstern positioniert sind. Ebenfalls eingezeichnet sind die Winkel der Kameraperspektiven und Kanalwände sowie die entstehenden Bildausschnitte.

Das Laserarray setzt sich aus drei linear hintereinander montierten, blauen Laserdiodenbanken des Modells *NUBM08* der Firma *NICHIA CORPORATION* zusammen. Jede Bank be-

steht aus zwei Reihen von je vier Laserdioden, von denen jedoch jeweils nur eine Reihe genutzt wird. Diese zwölf Laserdioden werden unter Verwendung einer Keilplatte in einer Dimension aufgeweitet und bilden somit ein annähernd zusammenhängendes Sheet aus. Dieses Lasersheet wird parallel zum Wind mittig über dem Kanal montiert, sodass der homogenste Zentralbereich mit approximativ 6 cm Länge vollständig im fokussierbaren Bereich der Kameras liegt. Die Tiefe des Lasersheets transversal zur Windrichtung beträgt etwa 1 mm. Das Laserarray wird in Spitzen mit 52 V und mit 3 A versorgt, jedoch mittels der Triggerung zeitlich modifiziert. Auf dieses Zeitschema wird in Abschnitt 4.5 näher eingegangen. Damit emittieren die Dioden bei einer Wellenlänge nahe $\lambda = 455 \text{ nm}$ mit einer optischen Gesamtleistung von rund 4,4 W.

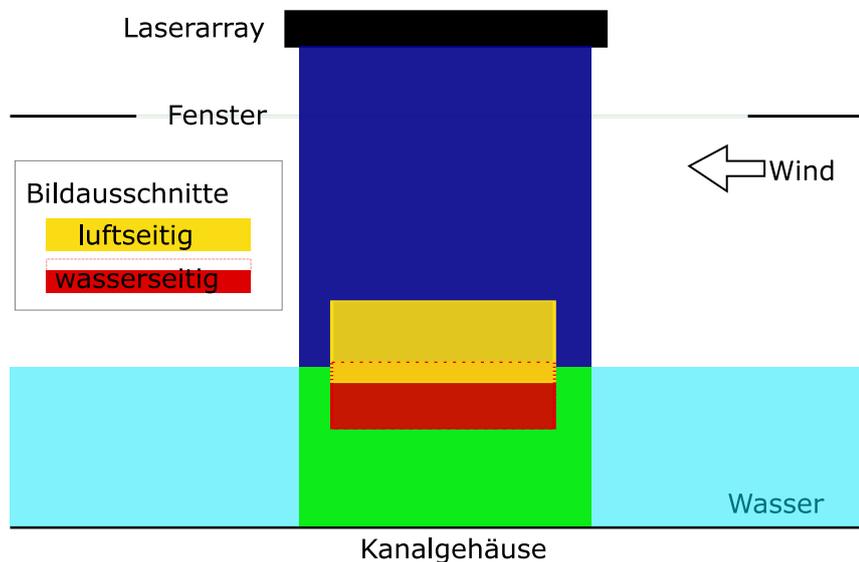


Abbildung 4.6: Darstellung des Lasersettings transversal zum Wind. Dabei sind das aufgespaltene Lasersheet und die darauf kalibrierten und ausgerichteten Bildausschnitte (gelb=luftseitig, rot=wasserseitig) erkennbar.

4.5 TRIGGERUNG

Damit das in Unterabschnitt 3.2.1 beschriebene Lasermuster auf den Aufnahmen der Kamera erscheint, werden Laser und Kameras mit Hilfe eines Mikrocontrollers getriggert. Verwendet wird ein *Teensy 3.5* des Herstellers *PJRC*, der derart konfiguriert ist, dass das in Abbildung 4.7 dargestellte Triggerschema generiert wird. Dieses startet mit der simultanen Bildaufnahme beider Kameras zeitgleich mit dem Beginn der Laserintensitätsmodifikation. Letztere besteht aus diskreten Analogsignalen eines neun Perioden langen \sin^2 , dessen sechste und siebte Periode abweichend konstant gesetzt wurden, welche vom Mikrocontroller an den Laser ausgegeben werden. Die diskreten Signale sind jeweils $40 \mu\text{s}$ lang und bilden einen $2,88 \text{ ms}$ langen Komplex. Die Belichtungszeit der Kameras ist festgelegt auf 3 ms und geht somit geringfügig über den Komplex hinaus. Die Frequenz des Triggerschemas beträgt 300 Hz .

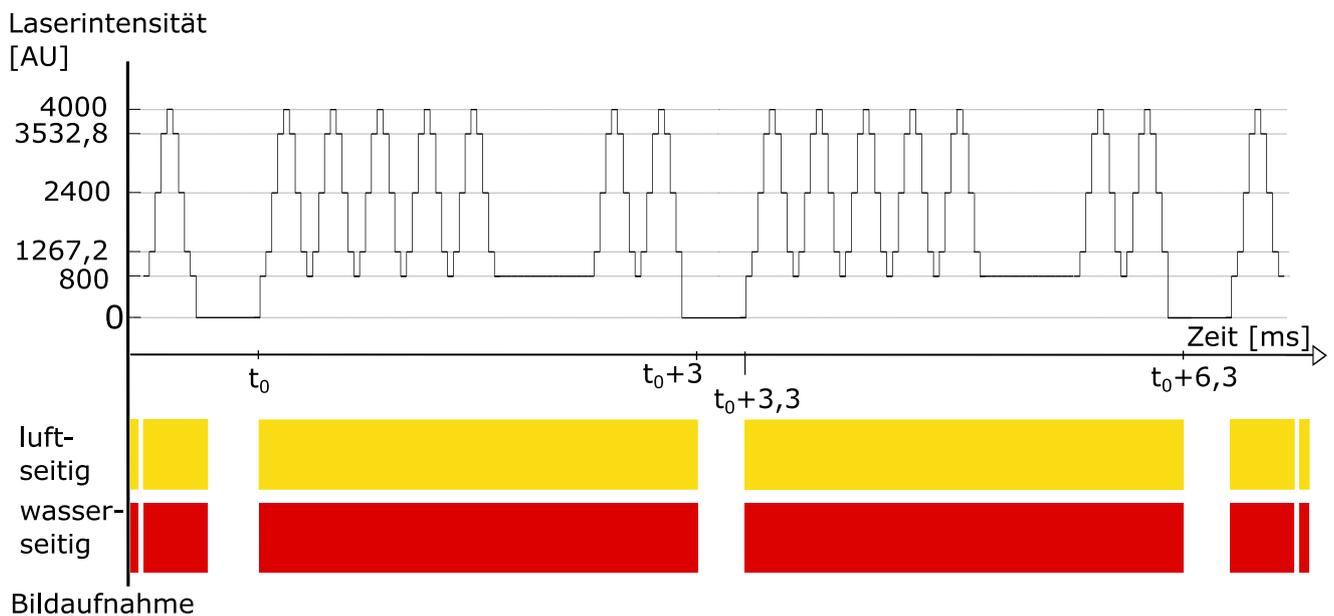


Abbildung 4.7: Darstellung des implementierten Triggerschemas: Die Bildaufnahme startet für beide Kameras simultan mit der ersten steigenden Flanke des Lasermusters und endet nach 3 ms . Der Zyklus wiederholt sich mit einer Frequenz von 300 Hz .

4.6 KALIBRIERUNG

Die Kalibrierung erfolgt über das in Bopp (2018) dargestellte Verfahren. Dabei wird in dieser Arbeit ein 6x6 cm Target mit Gitterpunkten in 2 mm Abständen verwendet. Dieses wird im Lasersheet platziert und die Kameras darauf fokussiert. Aufgrund der unterschiedlichen Brechungszahlen der Medien findet dies für die luftseitige Kamera im leeren Kanal statt, während bei gefülltem Kanal die wasserseitige kalibriert wird. Dabei wird jeweils ein Bild, bei guter Ausleuchtung des Targets, mit einer Belichtungszeit von rund 160 ms aufgenommen.

Die erhaltenen Aufnahmen werden mit Hilfe eines in *Matlab2021a (MathWorks)* geschriebenen Algorithmus ausgewertet. Dieser detektiert die Gitterpunkte und transformiert über nachfolgende Projektionsfunktion deren in Pixeln gespeicherten Bildpositionen (X,Y) in (xy)-Koordinaten der echten Welt definiert auf einer mm-Skala:

$$x = \frac{a_{11}X + a_{12}Y + a_{13} + a_{14}X^2 + a_{15}Y^2 + a_{16}XY}{a_{31}X + a_{32}Y + a_{33} + a_{34}Y^2 + a_{35}Y^2 + a_{36}XY}, \quad (18)$$

$$y = \frac{a_{21}X + a_{22}Y + a_{23} + a_{24}X^2 + a_{25}Y^2 + a_{26}XY}{a_{31}X + a_{32}Y + a_{33} + a_{34}X^2 + a_{35}Y^2 + a_{36}XY}, \quad (19)$$

$$a_{33} = 1 \quad . \quad (20)$$

Dabei werden die 17 Parameter a_{ij} durch die Modellanpassungen des Algorithmus bestimmt und legen die Transformation eindeutig fest. Die Ungenauigkeit dieser Parameter beläuft sich auf 10% der Auflösung (luftseitig: $\approx 31 \frac{\mu\text{m}}{\text{px}}$, wasserseitig: $\approx 17 \frac{\mu\text{m}}{\text{px}}$).

4.7 MESSUNGEN

Mit Hilfe des zuvor beschriebenen Setups wurden im Rahmen dieser Arbeit für einen Fetch von 244 cm Messreihen für vier Windgeschwindigkeiten $1,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $2,8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $4,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $5,7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ durchgeführt. Diese entsprechen Windgeneratorfrequenzen von 5 Hz, 10 Hz, 15 Hz und 20 Hz. Die Messreihen starteten jeweils erst, nachdem annähernd konstante Windverhältnisse im Kanal vorherrschten sowie mit mindestens 30 s Abstand zur einminütigen Betriebszeit der Zerstäubereinheit. Während einer Messreihe wurden mit einer Frequenz von 300 Hz simultan Bilder von der wasser- und luftseitigen Kamera aufgenommen und in Datensätzen von 1024 Bildern gespeichert. Die Messzeiten und damit die Anzahl der Datensätze, variierte je nach Windgeschwindigkeit zwischen 73 min und 92 min, wurde jedoch limitiert durch die

Speicherkapazität der leistungsstärksten Festplatte. In Tabelle 4.1 sind die Messungsgegebenheiten und resultierenden Datensätze zusammengestellt.

Tabelle 4.1: Charakteristika der durchgeführten Messreihen

Windgenerator- frequenz [Hz]	Windgeschwindigkeit [$\frac{m}{s}$]	Datensätze Anzahl	Datenmenge [TB]	Aufnahmezeit [h : min : s]
5	1,3	2600	2,8	1:13:58
10	2,8	2800	3,0	1:19:39
15	4,3	3000	3,2	1:25:20
20	5,7	3200	3,4	1:31:01

5 | ANALYSE

Die Auswertung der erhaltenen Datensätze erfolgte mit zwei verschiedenen Ansätzen.

Aus den luftseitigen Aufnahmen wurden mit Hilfe dreier aufeinander aufbauender Algorithmen bezüglich *Laser-Height-Camera*, *Particle-Streak-Velocimetry* und Koordinatentransformation Informationen über Position und Geschwindigkeit der mit Pyranin versetzten Nebeltröpfchen gewonnen (vgl. Abschnitt 5.1). Daraus konnte ein Windprofil erstellt werden, welches für Schubspannungsanalysen von zentraler Bedeutung ist.

Außerdem wurden luft- und wasserseitige Datensätze in verschiedenen Darstellungen und über Sobeloperatoren analysiert. Damit können Strömungsvorgänge in Grenzschichten visualisiert und Geschwindigkeiten extrahiert werden.

5.1 QUANTITATIVE ANALYSE DER LUFTSEITE

Die quantitative Analyse erfolgt angelehnt an die von K. Schwarz zur Wasserhöhendetektion und M. Bopp zur Tröpfchenanalyse über der Wasseroberfläche entwickelten Algorithmen. Ausführlich beschrieben sind diese in den zugehörigen Arbeiten Schwarz (2016) und Bopp (2018). Daher liegt in den folgenden Abschnitten 5.1.1 bis 5.1.3 der Fokus auf den Grundzügen der Algorithmen und den jeweils erforderlichen Anpassungen.

5.1.1 LHC-ALGORITHMUS

Die Wasseroberflächendetektion nach Schwarz (2016) basiert auf einem Schwellwertverfahren. Dieses bestimmt für jede Pixelspalte einen Schwellenwert, der an die existierenden Grauwertschwankungen angepasst ist. Dieser bedingt den spezifischen Grauwertgradienten, der dann zur Extraktion der Wasseroberfläche genutzt wird, vgl. Abbildung 5.1. Anschließend wird ein entsprechendes Binärbild erstellt.

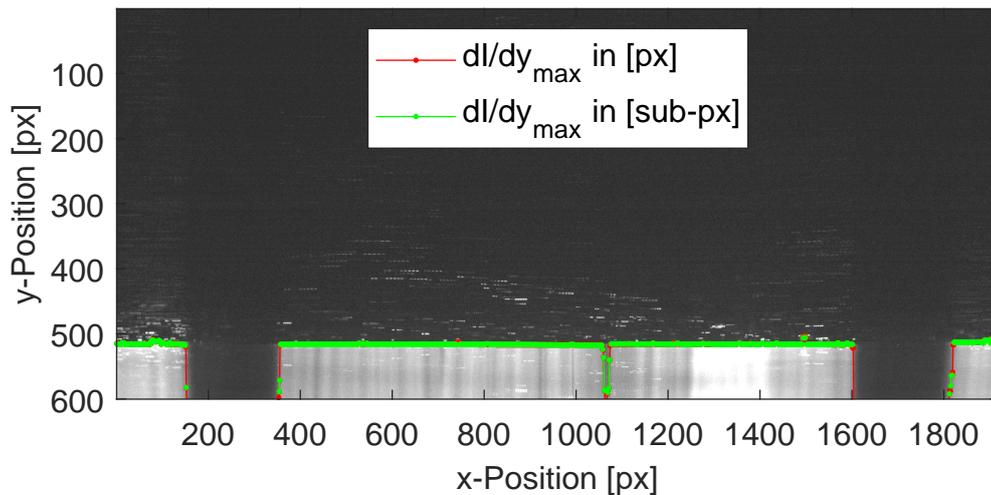


Abbildung 5.1: Gezeigt ist das nicht zufriedenstellende Ergebnis des LHC-Algorithmus nach Schwarz (2016), der in die Intensitätsminima, bedingt durch die Inhomogenitäten des Lasersheets, einbricht. Dies entspricht nicht der tatsächlichen Wasseroberfläche, die sich stetig zwischen den fluoreszierenden Bereichen fortsetzt.

Dieser Algorithmus wurde auf Grund des in dieser Arbeit verwendeten Lasersheetes mit seinen ausgeprägten Inhomogenitäten erweitert. Das Lasersheet weist in zwei Bereichen eine Intensität von Null und damit keinen vertikalen Gradienten zur Schwellenwertbildung auf. Darüber hinaus zeigt sich im Zentralbereich ein Ebenenversatz im Gesamtsheet, welcher ebenfalls zu Fehldetektionen führt. Alle drei Bereiche werden in einem ersten Schritt linear interpoliert, basierend auf den Mittelwerten der jeweiligen Randbereiche. Dieses Prozedere stellte sich als ausreichend für Windgeneratorfrequenzen von fünf bis zehn Hertz heraus. Auf die sich daraus ergebende Wasseroberfläche wird anschließend ein Medianfilter 50. Ordnung angewendet (vgl. Jähne (2012)) und mit dem vorherigen Ergebnis verglichen. In jeder Pixelspalte, in der die Abweichung einen Wert von 0,5 pix überschreitet, der Grundalgorithmus keinen entsprechenden Schwellenwert extrahieren konnte oder an den Bildrändern die Werte des Medianfilters markant abweichen, werden diese ersetzt durch eine an die Medianwerte angelehnte kubisch glättende Spline-Interpolation (vgl. McKinley und Levine (1998)). Dieses Vorgehen minimiert die Einflüsse möglicher Tröpfchen, die sich in unmittelbarer Nähe zur oder auf der Wasseroberfläche befindlicher, und eliminiert weitestgehend die Auswirkungen der Inhomogenität des Lasersheets. Das Resultat ist die Wasseroberflächenposition in Pixeln mit Subpixelgenauigkeit für jede Pixelspalte, wie exemplarisch dargestellt in Abbildung 5.2.

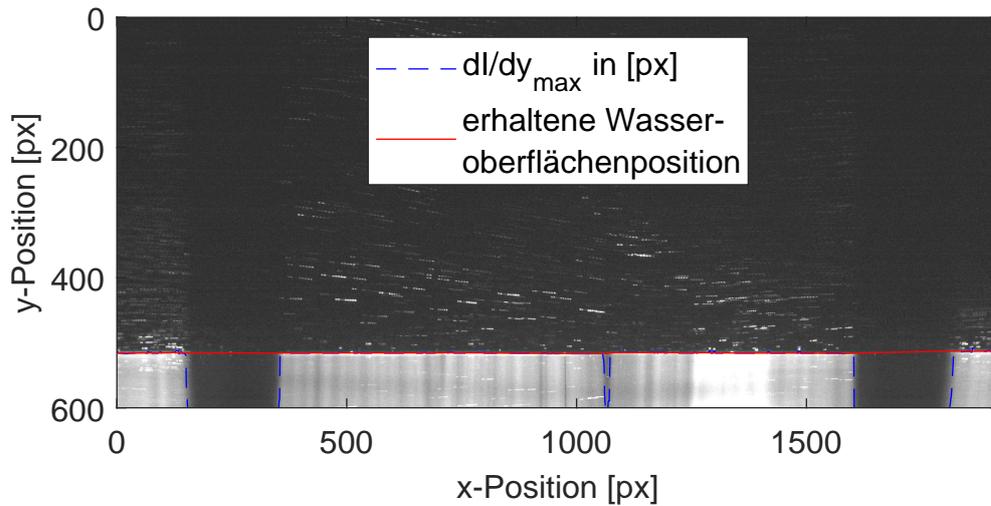


Abbildung 5.2: Resultat des modifizierten LHC-Algorithmus, welches für die weitere Analyse verwendet wird.

5.1.2 PSV-ALGORITHMUS

In dieser Arbeit wurde im Gegensatz zu vorherigen Arbeiten (vgl. Bopp (2018), Kühlein (2019) und Friman (2020)) die Wasseroberflächen- und Partikeldetektion in einem Bild simultan verwirklicht. Daher ist eine Wasseroberflächendetektion mit separater Kamera und Beleuchtung, wie in den vorherigen Arbeiten, nicht nötig. Stattdessen werden zu Beginn zunächst die Ergebnisse des LHC-Algorithmus eingelesen und die Pixelwerte des fluoreszierenden Wassers aus den Bildern auf Null gesetzt, vgl. Abbildung 5.4. Dabei werden die subpixelgenauen Werte der LHC-Analyse auf volle Pixel ausgedehnt, entsprechend dem Auflösungsvermögen der Kamera, damit Streak-Fehldetektionen von direkt auf der Wasseroberfläche schwimmenden Objekten verhindert werden.

Auf Basis des ersten Bildes eines jeden Datensatzes wird dann zunächst der Hintergrund bestimmt, indem die Grauwertverteilung des Bildes extrahiert und daran eine Verteilungsfunktion gefittet wird. Diese setzt sich nicht mehr aus zwei Gaußverteilungen, eine durch das Rauschen und eine durch die Wasserfluoreszenz, zusammen, da Letztere schon aus dem Bild eliminiert wurde. Daher wird an das Grauwert-Histogramm g eine einzelne Gaussfunktion, die das Rauschen abbildet, gefittet, mit dem zugehörigen Median μ_b und der Varianz σ_b^2 (vgl. Friman (2020)):

$$h(g, \sigma_b, \mu_b) = a_b \cdot \exp\left(\frac{-(\mu_b - g)^2}{\sigma_b^2}\right). \quad (21)$$

Die auf die Hintergrundkorrektur folgende Analyse wurde entsprechend Bopp (2018) durchgeführt. Die Basis bildet dabei die Detektion von Intensitätsmaxima, welche ab einem Grenzwert g_I , mit den an die Bildgegebenheiten angepasst gesetzten Parametern p und b_i , für die weitere Auswertung verwendet werden. In diesen Grenzwert gehen die Parameter des vorherigen Gaussfits aus Gleichung (21) ein:

$$g_I = p \cdot \max(b_1\sigma_b, b_2\mu_b). \quad (22)$$

Die Intensitätsmaxima, die dieses Auswahlkriterium erfüllen, werden, entsprechend ihrer Abstände und Positionen zueinander, zu Streak-Kandidaten zusammengefasst. Für jeden dieser Anwärter wird ein eindimensionales Profil erstellt, welches die Grauwerte Verteilung widerspiegelt. Damit auch gekrümmte Streaks evaluiert werden können, kommt dabei eine Maske von drei Pixelbreiten senkrecht zum Streak zum Einsatz. Für die erhaltenen Intensitätsverteilungen werden im Folgenden zunächst mit Hilfe eines Fast-Fourier-Transform-Algorithmus (FFT) Frequenzspektren erstellt (vgl. Brigham (1988)). Diese beinhalten noch keine Information über die Orientierung. Die Maxima der FFT entsprechen jedoch einer ersten Abschätzung der Signalwellenlänge λ_{streak} und dienen daher als Startpunkte für den anschließenden Abgleich zwischen dem extrahierten Grauwertprofil g_{prof} und den erstellten Modellprofilen g_{mod} . Die Modellprofile wurden für beide Strömungsrichtungen und Signalwellenlängen zwischen 0 und 20 Pixeln jeweils in 0,05 Pixel-Schritten für eine kontinuierliche \sin^2 -Laserpulsmodulation erstellt und dann auf eine Auflösung von 0,5 px projiziert. Dieses Vorgehen simuliert das jeweilige Signal eines Tröpfchenstreaks entsprechender Wellenlänge auf dem Bild und berücksichtigt somit auch mögliche kamerabedingte Auflösungslimitierungen der Intensitätsmaxima. Im Vergleich wird jenes Modellsignal bestimmt, welches das extrahierte Profil bestmöglich repräsentiert, siehe Abbildung 5.3, und daher das kleinste Residuum Θ_{fit} besitzt:

$$\Theta_{fit} = \frac{\sum |g_{mod,i} - g_{prof,i}|}{\sum g_{mod,i}}. \quad (23)$$

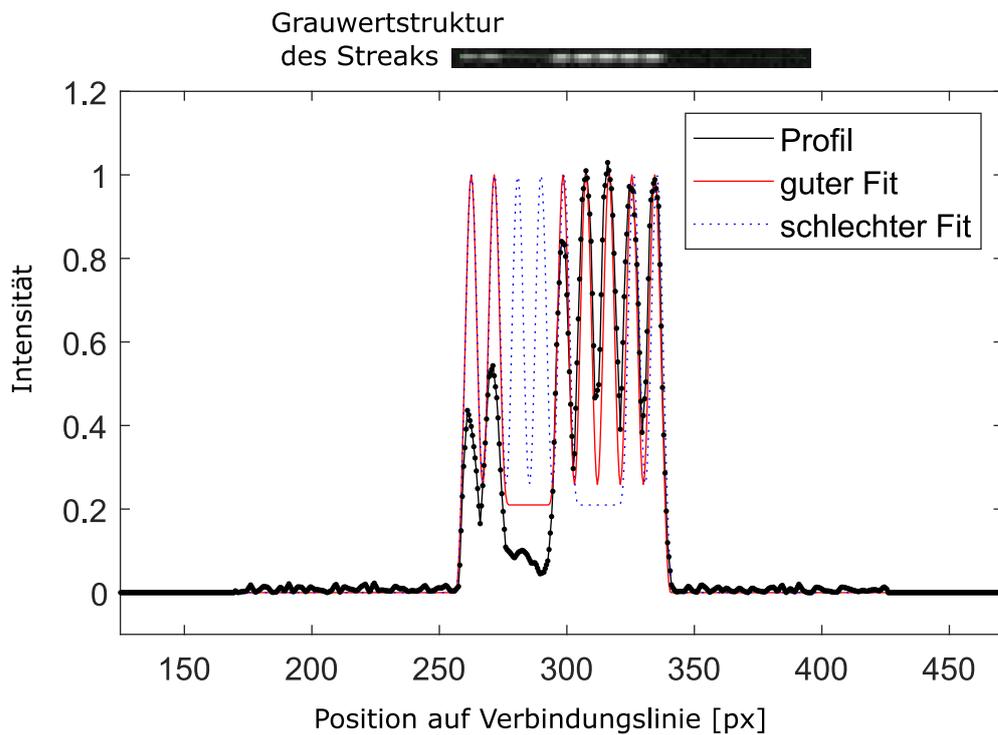


Abbildung 5.3: Der Abgleich eines ausgewählten Streaks (oben) anhand seines Profils mit den ähnlichsten zwei Modellprofilen. Der Beste wird als *guter Fit*, der andere als *schlechter Fit* ausgezeichnet. Der schlechte entspricht dem guten in gedrehter Orientierung.

Abgespeichert werden für jeden detektierten Streak die Position, der Start- und Endpunkt, die Wellenlänge λ_{fit} , und die Residuen Θ_{fit} von den besten zwei Modellprofilen. Letztere entsprechen meist demselben λ_{fit} , jedoch in unterschiedlichen Strömungsrichtungen und dienen daher im nächsten Auswertungsschritt als Quantifizierung der Güte des Fits.

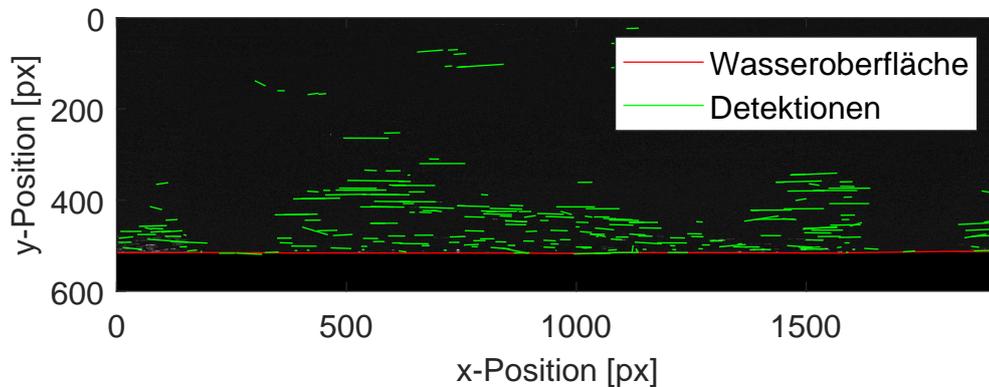


Abbildung 5.4: Dargestellt ist exemplarisch das Resultat des PSV-Algorithmus. Die aus dem LHC-Resultat eingelesene Wasseroberflächenposition ist rot markiert. Darunterliegende Grauwerte wurden auf null gesetzt. Die über dem gesetzten Grenzwert aus Gleichung (22) liegenden Intensitätsmaxima wurden detektiert und zu Streaks zusammengefasst.

5.1.3 DETEKTIONSAUSWAHL UND KOORDINATENTRANSFORMATION

Aufbauend auf den beiden vorangegangenen Auswertungsschritten folgt nun die Auswahl guter Detektionen sowie die Transformation der bisher in Pixeln kodierten Positionen und Geschwindigkeiten in Koordinaten der realen Welt, beziehungsweise in der Wasseroberfläche folgenden krummlinigen Koordinaten. Dazu werden die Datensätze von LHC und PSV sowie des Kalibrierungsalgorithmus' eingelesen, basierend auf den bildspezifischen Oberflächenprofilen Fourier-Transformationen der Wasseroberfläche erstellt und entsprechende krummlinige Koordinaten berechnet (vgl. Abschnitt 3.1). In dieses Koordinatensystem werden abschließend alle Datensätze transformiert.

Zur Auswahl der das Windprofil repräsentierenden Streaks dienen entsprechend Bopp (2018) zwei Kriterien. Zum einen ist dies das Residuum zum besten Modell Θ_{fit} , welches als Maß der Abweichung möglichst gering ausfallen sollte, zum anderen wird die Residuen-differenz der besten zwei Fits $\Delta\Theta_{fit}$ verwendet. Diese sollte entsprechend hoch sein und drückt aus, wie zuverlässig die Richtungsbestimmung ist.

Die Wahl der entsprechenden Schwellenwerte ist aufgrund der Messungen im selben Wind-Wellen-Kanal angelehnt an das Vorgehen erläutert in Friman (2020) und damit abweichend zu Bopp (2018). Die hohe Dichte an Tröpfchen, gerade zu Beginn der Messreihen, bedingt viele inkorrekte Streakdetektionen in geringen Höhen. Diese ergeben sich aus Profilüberlagerungen, Tröpfchen auf der Wasseroberfläche, Reflexionen oder der fälschlichen Verbindung mehrerer Grauwertmaxima zu einem einzigen. Dies ist bezüglich der Auswirkungen vergleichbar mit denen hervorgerufen von den Sekundärpartikeln in Friman (2020). Daher werden die wellenlängenabhängigen Schwellenwerte so gewählt, dass die Cluster an Fehldetektionen aussortiert werden. Die sich als praktikabel herausgestellten Schwellenwertfunktionen sind in Abbildung 5.5 visualisiert. Sie sind auf Wellenlängenbins von $\Delta\lambda = 0,1$ px definiert, gegeben durch eine diskretisierte Stufenfunktion für $\Delta\Theta$ und nachfolgender Funktion für Θ :

$$F_{\Theta} = 0,1 + 2,5 \cdot 10^{-4} \cdot \lambda. \quad (24)$$

In Abbildung 5.5 sind auch die von Bopp (2018) genutzten Funktionen eingetragen, die sich aufgrund der fälschlicherweise zu hohen Aussortierungsquote windprofilrepräsentierender Streaks nicht eignen.

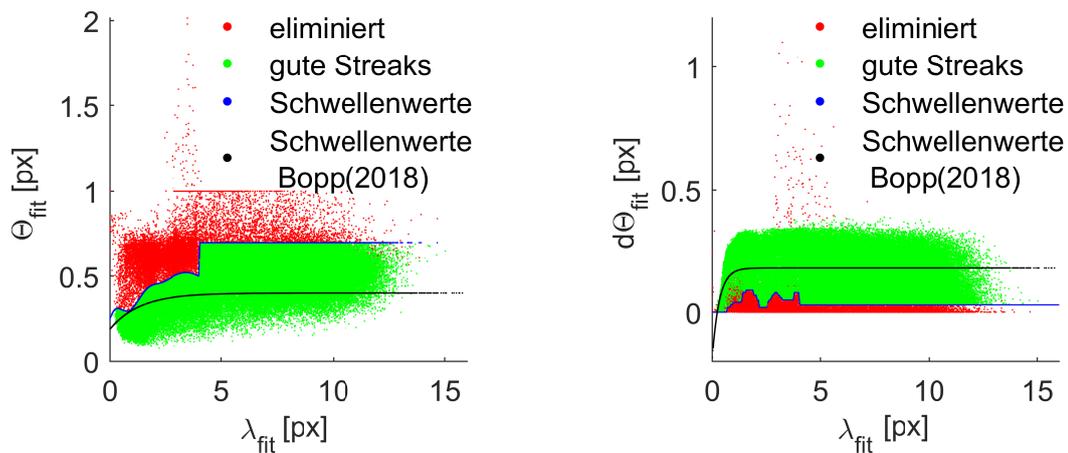


Abbildung 5.5: Darstellung der genutzten Schwellenwerte zur Detektion *guter* Streaks in blau, im Vergleich dazu in schwarz die von Bopp (2018) vorgeschlagenen. Die grüne Färbung zeigt Streaks, die beide Kriterien erfüllen, die Übrigen sind rot gefärbt. Dabei bezieht sich die linke Grafik auf das Residuum zwischen Modellprofil und dem aus dem Bild extrahierten Streak-Grauwertprofil. Daher liegt die Vielzahl der aussortierten Detektionen oberhalb des Schwellenwertes. Die wenigen darunterliegenden haben das zweite Kriterium nicht erfüllt. Dieses basiert auf der Residuendifferenz der besten zwei Fits und sollte möglichst groß sein. Die hierfür angesetzte Schwellenwertfunktion teilt in der rechten Grafik die Detektionen in zwei. Konträr zur ersten Grafik liegen hier somit die unerwünschten Detektionen unterhalb der Funktion, es sei denn, sie haben das erste Kriterium nicht erfüllt.

5.2 ALTERNATIVER ANSATZ DER BILDVERARBEITUNG

Darüber hinaus werden luft- und wasserseitige Rohbilddatensätze auch mit Hilfe des Bildverarbeitungsprogramms *heurisko 8.0* von *AEON Verlag & Studio GmbH & Co. KG* in x - y - und x - t -Plots und mit Hilfe der Sobel-Operatoren und Gradientenverfahren analysiert (siehe Jähne (2012)).

Die aufgenommenen einzelnen Rohbilder entsprechen der gewöhnlichen x-y-Darstellung. Jedoch muss bei der Betrachtung immer berücksichtigt werden, dass diese unter bestimmten Winkeln und nicht planparallel zur Wasseroberfläche aufgenommen wurden. Daraus resultiert, dass zwei Objekte auf äquivalenter Höhe auf verschiedenen Bildhöhen abgebildet werden, exemplarisch dargestellt für die Wasseroberfläche in wasserseitigen Kameraaufnahmen in Abbildung 5.6. Dieses Phänomen ist bedingt durch die nicht vernachlässigbare Ausdehnung des Lasersheets von ungefähr 1 mm quer zum Wind.

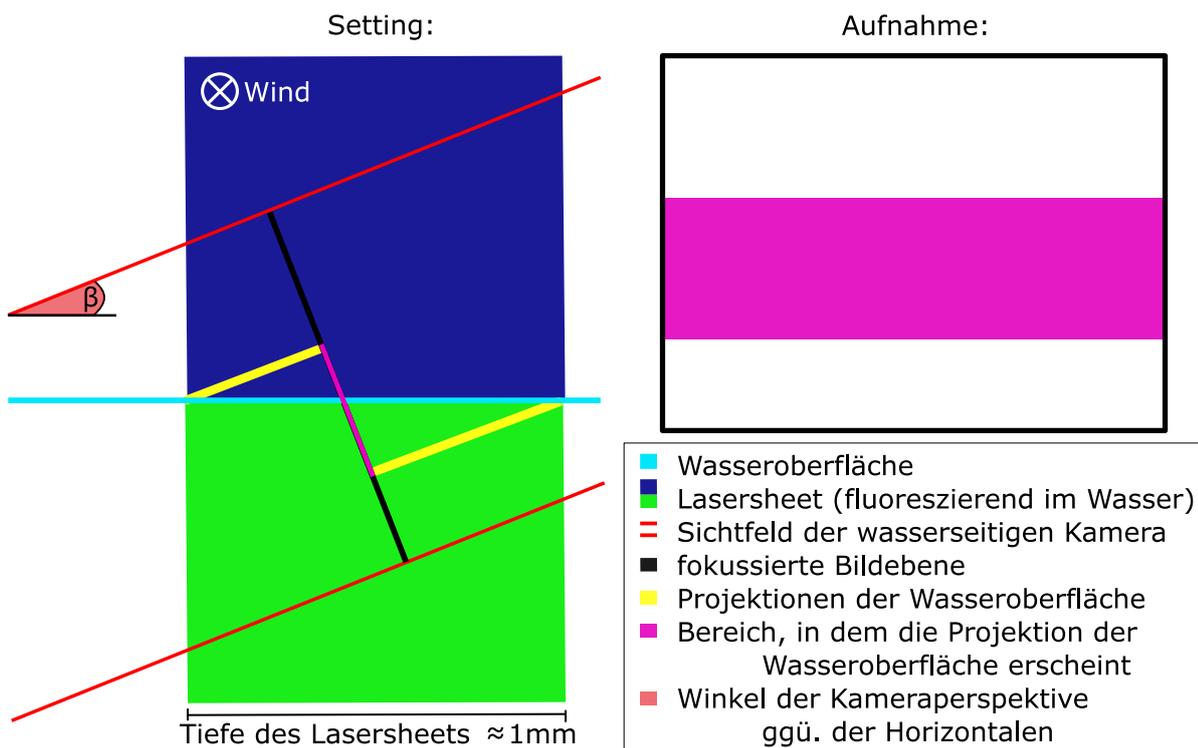


Abbildung 5.6: Visualisierung der durch die Kameraperspektive entstehenden Projektionen der Wasseroberfläche im Bild. Durch den Winkel β der Wasserkamera gegenüber der Horizontalen können Objekte auf der Wasseroberfläche in verschiedenen Höhen des aufgenommenen Bildes liegen.

Die x-t-Präsentation nutzt hingegen einen vollständigen Datensatz von 1024 Bildern und extrahiert aus jedem einzelnen jeweils eine beliebig festgesetzte Zeile y_0 (vgl. Jähne (1993)). Alle diese Zeilen werden in zeitlicher Abfolge der Bildaufnahme untereinander gelegt und zu einem neuen Bild zusammengestellt (vgl. Abbildung 5.7). Dieses repräsentiert die zeitliche Entwicklung einer festgesetzten Höhe der Bilder.

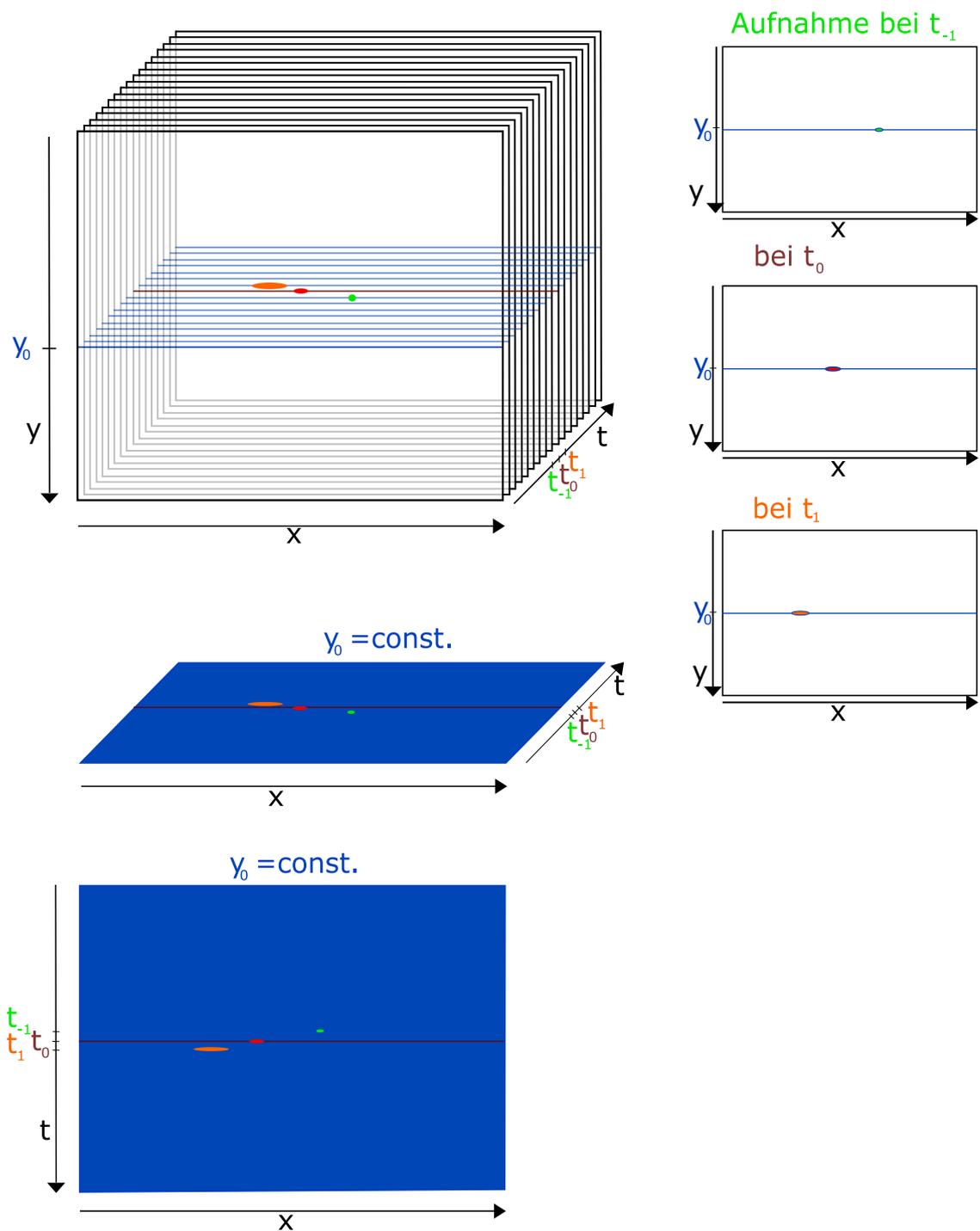


Abbildung 5.7: Gezeigt ist das Verfahren, mit dem aus einem Bilddatensatz aus zeitlich aufeinanderfolgenden Bildern ein neues Bild konstanter Bildhöhe zusammengestellt werden kann und wo Objekte dieser Bildhöhe y_0 in der erstellten x - t -Darstellung erscheinen.

Damit lässt sich auch eine erste Einordnung der Geschwindigkeit in der betrachteten Ebene eines identifizierbaren Objektes durchführen. Je kleiner der Winkel ϵ zwischen der Trajektorie und der Horizontalen ist, desto weiter (Δx) bewegt sich das Objekt von Bild zu Bild (Δt). Erscheint es hingegen als vertikale Linie in der x-t-Darstellung, befindet es sich in Ruhe, siehe Abbildung 5.8. Quantitativ kann die Geschwindigkeit bestimmt werden über:

$$v = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{1}{\tan \epsilon} . \quad (25)$$

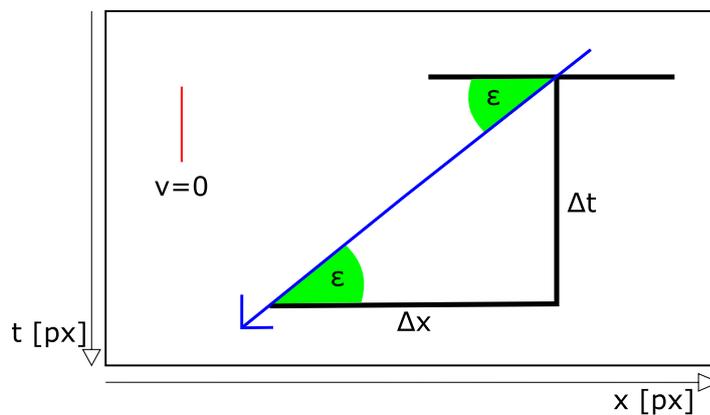


Abbildung 5.8: Die x-t-Darstellung eines Bilddatensatzes ermöglicht es, aus dem Winkel ϵ zur Horizontalen die Geschwindigkeit einer Trajektorie zu bestimmen.

Die Dominanz der horizontalen gegenüber der vertikalen Verschiebung nimmt mit steigender Geschwindigkeit zu. Damit liegen äquidistante Geschwindigkeiten im Bezug auf ihren definierenden Winkel immer dichter beieinander. Daher wird in der Bildverarbeitung ein Winkel von über 45° angestrebt (vgl. Jähne (1993)). Jedoch ist dieser maßgeblich von der zeitlichen Auflösung entsprechend der Aufnahmefrequenz limitiert.

Unabhängig davon, welche der beiden Darstellungsmöglichkeiten gewählt wird, können mit Hilfe von verschiedenen Techniken der Bildverarbeitung Informationen über die Bewegungsrichtung gewonnen werden. Dazu werden zunächst die einzelnen Bildobjekte mittels Kantendetektion identifiziert. Diese suchen ein Maximum der ersten Ableitung der Grauwertverteilung $\frac{\partial g(\vec{x})}{\partial x'_i}$ und einen Nulldurchgang der zweiten. Dieses Vorgehen unterdrückt konstante Grauwerte und sucht stattdessen maximale Beträge der Grauwertgradienten. Die verwendeten partiellen Ableitungen sind diskret, anwendbar auf die vorliegenden

Pixelgrafiken und decken alle Richtungen (pq) ab. Sie werden, jeweils gewichtet mit einer Fensterfunktion $w(\vec{x} - \vec{x}')$, zusammengefasst im 2D-Strukturtensor mit den Einträgen:

$$J_{pq}(\vec{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} w(\vec{x} - \vec{x}') \left(\frac{\partial g(\vec{x}')}{\partial x'_p} \frac{\partial g(\vec{x}')}{\partial x'_q} \right) d^2x'. \quad (26)$$

Zur Minimierung des Einflusses des Bildrauschens kommen regularisierte Kantendetektoren zum Einsatz. Diese Differenzenfilter erzeugen eine Glättung, die im Spezialfall der Sobeloperatoren dem Mitteln der Grauwerte senkrecht zur Ableitungsrichtung entspricht. Die Sobeloperatoren sind gegeben durch:

$$D_{2x}B_y^2 = \frac{1}{8} \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 \\ 2 & 0 & -2 \\ 1 & 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad D_{2y}B_x^2 = \frac{1}{8} \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -2 & -1 \end{bmatrix}. \quad (27)$$

Als Ergebnis erhält man einen nahezu rauschfreien 2D-Strukturtensor, aus dem beispielsweise durch Lösen des Eigenwertproblems der Orientierungsvektor bestimmt werden kann. Dieser ist auf eine Sättigung von Eins normiert und wird farblich kodiert entsprechend seines Winkels beschrieben. Da eine Orientierung von 180° oder 0° nicht zu unterscheiden ist (Die Drehung einer homogenen Linie um 180° ergibt wieder dieselbe Linie.), bilden diese den Rahmen der Farbcodierung. Das Betragsquadrat des Gradienten bestimmt die Sättigung der Darstellung. Die Intensität wird durch das Kohärenzmaß gegeben, welches die Unterscheidung von konstanten Grauwertbereichen und beispielsweise vom Bildrauschen gebildeten, isotropen Grauwertbereichen ohne Vorzugsrichtung ermöglicht (Jähne (2012)).

6 | ERGEBNISSE UND DISKUSSION

Nachfolgend sind die Ergebnisse dargestellt und erörtert.

6.1 QUANTITATIVE ANALYSEALGORITHMEN DER LUFTSEITE

Die Stabilität des ersten Analyseschritts, bestehend aus dem LHC-Algorithmus, der entsprechend Unterabschnitt 5.1.1 angepasst wurde, bleibt trotz dieser Modifikation limitiert.

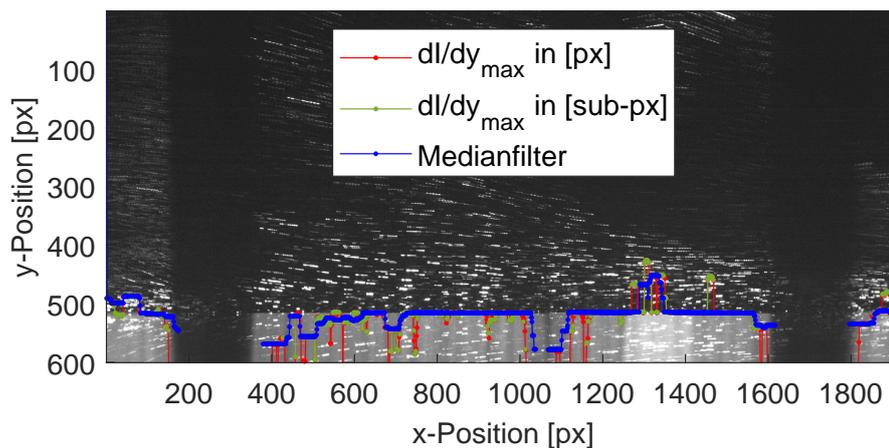


Abbildung 6.1: Darstellung einer der ersten Aufnahmen mit entsprechend hoher Tröpfchendichte. Die eingezeichneten Wasseroberflächendetektionen der LHC-Algorithmus-Schritte (rot, grün) sowie das Endergebnis mit inkludiertem Medianfilter (blau) resultieren nicht in einer die tatsächliche Wasseroberfläche repräsentierenden Detektion.

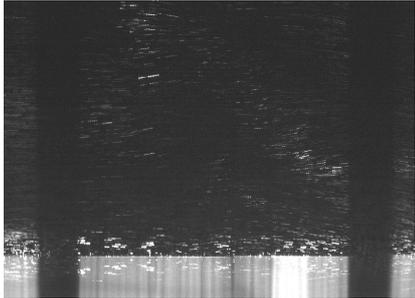
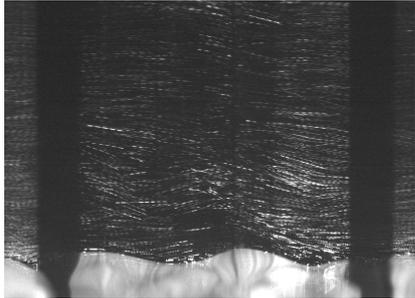
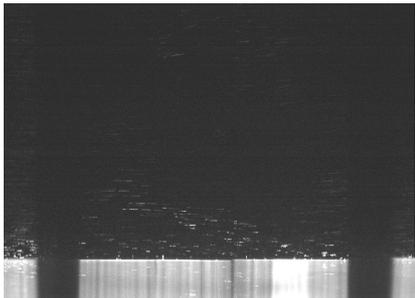
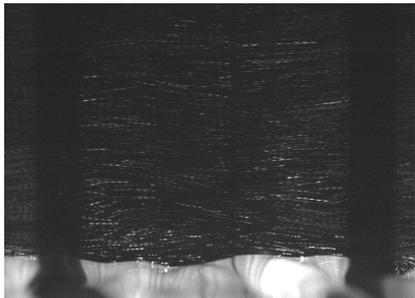
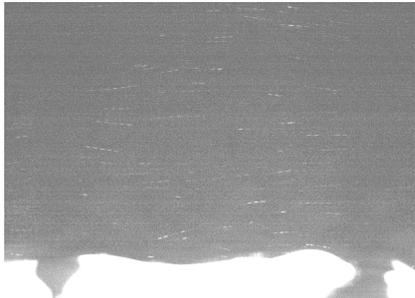
So zeigt sich in Abbildung 6.1 die Problematik einer zu hohen Partikeldichte für den LHC-Algorithmus. In diesem Fall schlägt die Bestimmung geeigneter Schwellenwerte fehl, da sowohl „echte“ Streaks, als auch Reflexionen solcher, zu falschen Oberflächendetektionen

führen. Dies bedeutet, dass der als geeigneter Spaltenschwellenwert bestimmte Wert nicht der Oberflächenschwellenwert ist, sondern stattdessen einem Gradienten zwischen Streak oder Streak-Reflexion und Hintergrund entspricht. Damit ist die detektierte Position nicht die der Wasseroberfläche und der Algorithmus verfehlt sein Ziel. Aufgrund dessen ist windgeschwindigkeitsspezifisch, wegen der unterschiedlichen Dichteentwicklungen, jeweils ein bestimmter Anfangszeitraum der Datensätze zur Auswertung auf gegebener Grundlage unbrauchbar. Exemplarisch sind in Tabelle 6.1 für zwei Windgeschwindigkeiten die Bedingungen zusammengestellt. Man kann erkennen, dass für höhere Windgeschwindigkeiten trackbare Objekte länger in der Windströmung verbleiben, siehe Tabelle 6.1.

Doch auch die geeigneten Datensätze weisen im genutzten experimentellen Aufbau einige Problemstellen auf. Ziel der Entwicklung der hier genutzten Messtechniken ist es, die viskose Grenzschicht exakter auflösen und evaluieren zu können. Dazu werden möglichst kleine Tröpfchen oder Partikel genutzt und deren Strömungsverhalten direkt über der Wasseroberfläche mit möglichst hoher Auflösung der Kameras untersucht. Damit einher geht in dem vorliegenden LHC-Algorithmus jedoch die Problematik, dass Tröpfchen, die direkt über oder auf der Wasseroberfläche auftreten, die Detektion letzterer maßgeblich erschweren. In Abbildung 6.2(a) ist erkennbar, dass beide genutzten Gradientenverfahren (blau und grün) diese Bereiche fehlerhaft abbilden. Mit Hilfe des genutzten Medianfilters können diejenigen Tröpfchen eliminiert werden, welche sich bis auf das Pixel über der Wasseroberfläche ausdehnen (vgl. x-Positionen 785 - 798). Im Fall links daneben (x-Positionen 715 - 745) ist die so erreichte Korrektur erkennbar, jedoch noch verbesserungswürdig. Hier zeigt sich außerdem der Einfluss dieser Stelle auf die zuvor diskutierte. Ein höheres Level der angrenzenden Bereiche, wenn auch diese fehlerhaft sein sollten, haben Einfluss auf die Medianbildung und damit auf den genutzten Referenzrahmen.

Eine weitere Problematik ist in Abbildung 6.2(c) dargestellt. Das genutzte Lasersheet weist einige deutliche Inhomogenitäten auf. Für die zwei markanten Bereiche, in denen die Lasersheetintensität auf Null einbricht (vgl. Pixelspalten 100 - 320 und 1550 - 1770), wird äquivalent vorgegangen wie in der Darstellung des Ebenenversatzes, beschrieben in Unterabschnitt 5.1.1. Die Abbildung 6.2(b) macht deutlich, dass die reine Gradientenbildung an diesen Lasersheetfehlstellen nicht gelingt (blau gestrichelt). Die lineare Interpolation hingegen, welche grün dargestellt ist, löst das Problem auf grober Skala. Sie ist die Verbindung zwischen den beiden Mittelwerten der angrenzenden 100 - 150 px. Diese Skala ist notwendig, da zum einen Schwankungen durch Tröpfchen an der Wasseroberfläche, wie zuvor diskutiert,

Tabelle 6.1: Dichteentwicklungen der Tröpfchen für Windgeschwindigkeiten von $1,3 \frac{m}{s}$ und $4,3 \frac{m}{s}$

Generatorfrequenz [Hz]	5	15
Windgeschwindigkeit $[\frac{m}{s}]$	1,3	4,3
1 min nach Tröpfcheneingabe		
erstes nutzbares Bild mit zugehörigem Datensatz und Startzeit		
Nr: [min:s]	201728 11:43	216064 12:40
1 h nach Tröpfcheneingabe		
		Skalierung: verdreifachter Grauwert, damit Tröpfchen erkennbar

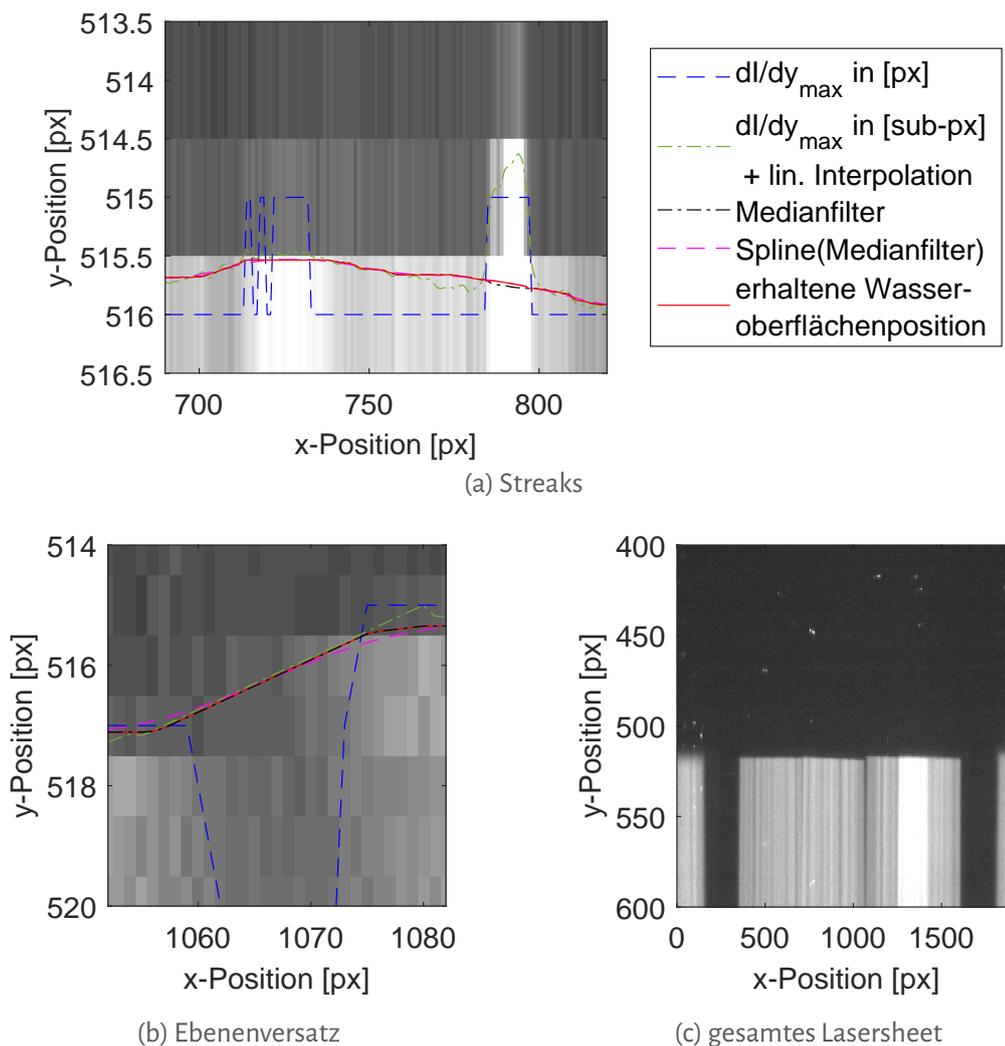


Abbildung 6.2: Analyse des angepassten LHC-Algorithmus. Zu sehen sind in (a) die Einflüsse der Streaks auf die unterschiedlichen Wasserhöhenbestimmungen. In (b) hingegen ist der Einfluss des Ebenenversatzes gezeigt. Der vollständige Kameraausschnitt des Lasersheets ist in (c) dargestellt.

bestmöglich eliminiert werden sollen, zum anderen die Pixelposition des Versatzes innerhalb der Gesamtdatensätze leicht variieren kann. Eine manuelle Anpassung pro Bild bei einer Gesamtanzahl von über $1,3 \cdot 10^6$ Bildern ist jedoch nicht realisierbar. Um die somit jedoch überkorrigierten Randbereiche besser abzubilden, wird über die erhaltenen Werte erneut ein Medianfilter 50. Ordnung gelegt und als Oberflächendetektion genutzt (vgl. rote Linie). Der ebenfalls eingezeichnete rosafarbene Spline kommt hier trotz der deutlichen Abweichung zum eben beschriebenen Medianfilter an diesen Problemstellen nicht zum Einsatz, da dieser

die Kanten zu gravierend glätten und damit die später folgende Höhenanalyse der Streaks verfälschen würde. Der so implementierte Algorithmus braucht durchschnittlich für einen Datensatz von 1024 Bildern 65 s.

Das zuvor beschriebene Vorgehen ist für höhere Windgeschwindigkeiten und daraus resultierende Wellen und somit deutlich komplexeres Verhalten der Lasersheetfehlstellen nicht geeignet. In diesem Fall sind andere Lösungsansätze erforderlich, welche auf Grund der langen Rechenzeiten der Algorithmen im begrenzten Zeitrahmen dieser Arbeit nicht entwickelt werden konnten. Alternativ wäre die Nutzung eines homogenen Lasersheets denkbar, welches die zugrundeliegende reine Gradientenbildung ausreichend lassen werden würde. Hier sei jedoch angemerkt, dass ein homogenes Lasersheet nicht handelsüblich ist und somit eigenständig aus Laserdioden zusammengestellt wird. Dies erfordert eine enorme Präzision bei der Ausrichtung und Aufspaltung von deren Lichtkegel. Dass diese Präzision mit der verbauten Keilplatte für dieses Setting nicht ausreichend ist, zeigen die Inhomogenitäten. Auch der Versuch, einen holographischen Diffusor ausgleichend zu verwenden, welcher die Lichtkegel in einer Orientierung weiter aufspaltet, konnte keine Abhilfe schaffen.

An diesen Algorithmus schließen sich die PSV- und Detektionsauswahl-/Koordinatentransformationsalgorithmen (kurz: EVAL) an. Sie nutzen die LHC-Wasseroberflächendetektion und werten nur die darüberliegenden Pixel weiter aus, was einer Beschleunigung des ursprünglichen, von M. Bopp entwickelten PSV-Algorithmus entspricht (vgl. Bopp (2018)). Dennoch weist dieser Analyseschritt den größten Zeitbedarf auf. Ebenfalls zeigt sich, dass für niedrigere Schwellwerte der Streakmaxima die Auswertungszeit tendenziell steigt. Der in Tabelle 6.2 exemplarisch näher analysierte Parameter p aus Gleichung (22) definiert beispielsweise den bildspezifischen Grauwert, ab dem ein Intensitätsmaximum für das Zusammenstellen von Streaks berücksichtigt wird. Je kleiner p gewählt wird, desto mehr Streaks werden detektiert und in das Auswahlverfahren der Güte der Streaks eingespeist. Daraus folgen deutlich höhere Zahlen an guten Detektionen, wenn auch der Anteil an der Gesamtheit der detektierten Streaks leicht sinkt. Damit einher geht ebenfalls in der Regel eine verlängerte Laufzeit der beiden Algorithmen (vgl. Tabelle 6.2, Spalten vier und fünf), die hingenommen wird, um eine möglichst hohe Statistik und Repräsentantendichte der Strömung zu erhalten. Trotzdem stellt der lange Auswertungszeitraum eine deutliche Limitierung in der Praktikabilität dar. Die in der nachfolgenden Tabelle eingetragenen Zeiten beziehen sich jeweils nur auf einen Datensatz, bestehend aus 1024 Bildern. In einem Aufnahmezeitraum von einer Stunde werden 1 080 000 Bilder aufgenommen und damit über 1050 Pakete. Damit ist allein für die

Oberflächendetektion eine Zeit von 19 h zu kalkulieren. Die PSV-Zeiten beliefen sich, wenn alle Pakete einzeln evaluiert würden, auf eine Gesamtzeit von mindestens 1124 h. Versuche, die Auswertungen in Großpaketen von $50 \cdot 1024$ Bildern zu evaluieren, führten zu Laufzeiten von bis zu zwei Wochen, anstelle von knapp 54 h bei Einzelauswertung. Damit zeigt sich auch, dass die Größen der Ergebnisdatensätze, die geschrieben werden, ebenfalls einen zeitlichen Faktor darstellen. Größere Gesamtdatensätze und damit aus den Algorithmen erhaltene umfangreichere Ergebnisdatensätze minimieren den zeitlichen Aufwand des späteren Einlesens und Zusammenfügens der Einzeldatensätze, erhöhen jedoch die vom Grundalgorithmus gebrauchte Rechenzeit. Für die EVAL-Auswertung ergibt sich approximativ eine weitere Rechenzeit von 1050 h. Damit ergäbe sich eine minimale Rechenzeit von 13 Wochen, die praktisch nicht einzuhalten ist. Denn auch wenn mit mehreren leistungsstarken Computern, auf denen mehrere Algorithmen zeitgleich ausgeführt werden, ausgewertet wird, so muss doch beachtet werden, dass die Zahl der parallel laufenden Skripte auf einem Computer ebenfalls die Geschwindigkeit reduziert. Denn nicht nur die Rechenleistung der Computer begrenzt die Geschwindigkeit, sondern auch die möglichen Datenübertragungsraten von den genutzten externen Speichermedien. Hinzu kommt, dass bevor sie an verschiedene Computer angeschlossen werden können, die Datensätze auf die Speichermedien dupliziert werden müssen. Dieser Vorgang dauert für eine Messreihe von einer Stunde näherungsweise 16 h. Für eine Gesamtanalyse einer Messreihe müssen abschließend zunächst die einzelnen Ergebnisdatensätze auf einem Rechner zusammengestellt werden, was einem erneuten Datentransfer von über einem Terabyte entspricht. Diese gesamte Kalkulation der zur Auswertung der Bilder benötigten Daten vernachlässigt vollständig die in das Schreiben oder auch allein das Anpassen der Algorithmen eingehende Zeit. Viele Anpassungen des LHC- oder PSV-Algorithmen haben sich auch in dieser Arbeit erst nach der EVAL-Analyse als unzureichend herausgestellt. Ebenfalls sorgten zu geringe Speicherkapazitäten auf den nach der maximalen Geschwindigkeit des Zugriffs auf die Daten gewählten Festplatten für unvorhergesehene Auswertungsabbrüche und damit für erforderliche Neustarts des jeweiligen Auswertungsschritts.

Tabelle 6.2: Statistik der Auswertungsskripte für Messungen bei einem Wind von $1,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

Datensatz	Startzeit [h:min:s]	p-Faktor	PSV-Dauer [h:min:s]	EVAl-Dauer [h:min:s]	Streaks Anzahl	gute Streaks Anzahl	Anteil %
201728	0:11:42	0,3	2:28:25	0:01:42	534697	105125	19,66
		0,5	1:36:03	0:01:18	349432	75024	21,47
457728	0:25:26	0,3	1:23:00	0:01:14	261882	51111	19,52
		0,5	0:49:15	0:00:57	154047	31941	20,73
713728	0:39:39	0,3	0:45:38	0:01:02	126808	23847	18,81
		0,5	0:25:28	0:00:51	72138	13970	19,37
1020928	0:56:43	0,3	0:26:27	0:01:01	63375	10627	16,77
		0,5	0:16:27	0:00:57	37029	6527	17,63
1276928	1:10:56	0,3	0:17:46	0:01:09	39320	4977	12,66
		0,5	0:12:11	0:01:14	23019	2992	13,00

Doch auch der PSV-Algorithmus selbst weist weitere Schwächen auf, die im Rahmen dieser Arbeit nicht gelöst werden konnten. Denn obwohl der Grauwert zur Maximadetektion $p = 0,3$ gesetzt wurde (vgl. vorangegangenen Abschnitt), entspricht die Detektionsausbeute nicht dem durch das menschliche Auge erwarteten Ausmaß (vgl. Abbildung 6.3).

Die Parameter in Gleichung (22) sind im Fall von einer Windgeschwindigkeit von $1,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ auf $b_1 = 4$ und $b_2 = 1,5$ gesetzt, wobei die Wahl von $p = 0,3$ für eine Hintergrundwertdetektion von 0.0309 ± 0.0055 des nachfolgend gegebenen Beispiels zum Datensatz 201 728 zu einem entsprechenden Grauwertminimum von $g_I = 0.0139$ führt. Damit liegt es zwar unter der Hälfte des Hintergrundwertes, dieser Hintergrundwert ist jedoch, auch gerade für den betrachteten Anfangsdatsatz hoher Tröpfchendichten, maßgeblich von den Intensitätsmaxima der Streaks beeinflusst. Ein weiterer Anhaltspunkt dafür, dass allein die genannte Tatsache nicht ausschlaggebend für die ernüchternde Ausbeute an Partikeldetektionen ist, zeigt Abbildung 6.3.

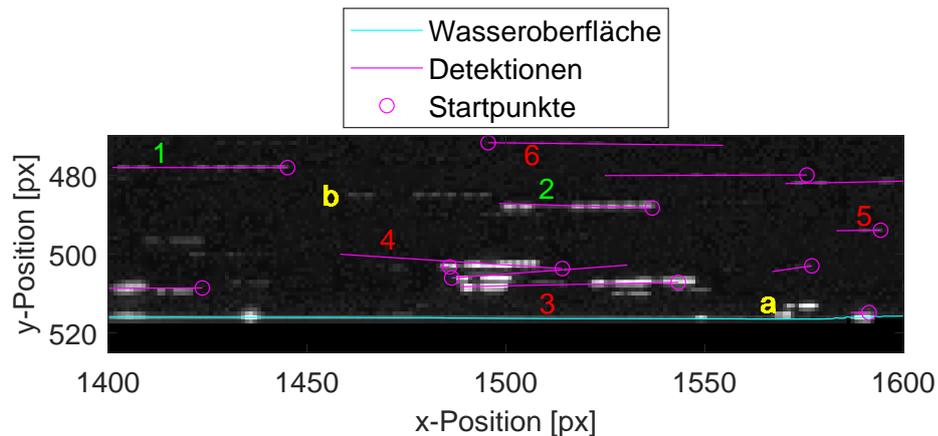


Abbildung 6.3: Analyse des angepassten PSV-Algorithmus'. Darin sind in rot die fehlerhaften, in grün die windprofilrepräsentierenden und in gelb die nicht gefundenen Detektionen benannt.

Die detektierten Streaks fünf und sechs in Abbildung 6.3 deuten auf einen zu niedrig gesetzten Schwellwert hin, da sie detektiert werden, obwohl mit bloßem Auge keine Intensitätsmaxima zu erkennen sind. Dahingegen werden Streaks a und b nicht detektiert, obwohl sie deutlich sichtbare Intensitäten aufweisen. Daraus ergibt sich, dass der gesetzte minimale Grauwert, der eigentlich dazu dienen soll, auch schwache Fluoreszenzen der Tröpfchen zu tracken (beispielsweise Nr. 1), zu einigen Fehldetektionen führt und trotzdem nicht alle gewünschten Streaks für die weitere Auswertung zugänglich macht. Es zeigt sich in diesem Bildausschnitt außerdem, dass für zu hohe Dichten der Algorithmus ebenfalls fehlerhafte Detektionen liefert. In diesem Fall verbindet er verschiedene Streaks miteinander und verliert somit die korrekte Längen- und Orientierungsinformation der Fluoreszenzspuren (vgl. Nr. 3 und 4). Darüber hinaus ist ersichtlich, dass Intensitätsmaxima sehr nahe der Wasseroberfläche kaum detektiert werden können und damit das Forschungsziel der genaueren Untersuchung der viskosen Grenzschicht nahe der Oberfläche verfehlt wird.

Letzteres liegt möglicherweise daran, dass die Ergebnisse des LHC-Algorithmus auf ganze Pixel ($1 \text{ px} \approx 31 \mu\text{m}$) ausgedehnt werden und damit Streaks, die eigentlich direkt über oder auf der Wasseroberfläche wären, beschnitten und daher nicht mehr korrekt detektiert werden. Gleichzeitig bleibt fraglich, ob andernfalls nicht viele weitere Fehldetektionen durch den erhöhten Intensitätsbereich entstünden, bedingt durch die Ausleuchtung umliegender Pixel durch die Wasseroberfläche. Die Detektion des Hintergrundes sollte zukünftig ebenfalls verbessert werden, indem beispielsweise zunächst die hellsten Streaks detektiert und aus

dem Bild geschnitten werden, bevor der eigentliche Hintergrund, idealerweise sogar höhenabhängig, um Wasserreflexionen zu berücksichtigen, für einen zweiten Detektionsschritt kalkuliert wird. Um zusätzlich den Inhomogenitäten des Lasersheets gerecht zu werden, wäre auch eine Mittelung über viele Datensätze denkbar, um den Hintergrundeffekt der daraus resultierenden Intensitätsschwankungen zu berücksichtigen. Diese drei Maßnahmen könnten zu einer Erhöhung der Detektionsanzahl führen, vermutlich eben aber auch zu längeren Analysezeiten.

Hinzu kommt ebenso, dass sich die Inhomogenität des Lasersheets auch direkt auf die Grauwertstruktur der Streaks auswirkt und damit den Abgleich mit den Modellprofilen in der EVAL-Auswertung negativ beeinflusst. Darüber hinaus ist nicht abschließend geklärt, welchen Einfluss die genutzte Diskretisierung des \sin^2 -Laserpulses auf acht diskrete Stufen (vgl. Abschnitt 4.5) und der Vergleich dieser mit den kontinuierlichen Modellprofilen auf die Funktionalität des Algorithmus hat. Besonders für kurze Streaks könnte dies nachteilig sein. Die Auflösung ihres Grauwertprofils ist nicht möglich und damit ist ihre Auswertung im besonderen Maße abhängig von den, auf das Auflösungsvermögen skalierten, Modellprofilen.

Die getroffene Auswahl der detektierten Streaks lässt sich am anschaulichsten analysieren, wenn die aus dem EVAL-Skript erhaltenen Höhen über der Wasseroberfläche z als Funktion der Streakwellenlängen λ geplottet werden, wie in Abbildung 6.4.

Als Rohdatensatz aus den zuvor diskutierten Algorithmen folgen alle geplotteten Punkte. Damit ist ersichtlich, dass die Selektion der Streaks mittels der in Abbildung 5.5 gezeigten Funktionen nicht ausreichend ist. Viele der fehlerhaft zusammengeführten Streaks, welche sich primär in der Nähe der Wasseroberfläche in hohen Dichtewolken befinden und sich durch hohe λ auszeichnen, müssen nachträglich noch eliminiert werden (vgl. Friman (2020)). Dies geschieht über eine Geradengleichung, welche so definiert wurde, dass sie im Detektionsminimum zwischen den fehlerhaften und den, die Strömung repräsentierenden, Detektionen liegt. Sie definiert faktisch die maximale Streaklänge, entsprechend dem Neunfachen des λ für jede Höhe über der Wasseroberfläche. Damit fallen alle darunterliegenden Detektionen (rot markiert in Abbildung 6.4) nachträglich aus der weiteren Auswertung heraus. Doch allein diese Korrektur ist noch nicht ausreichend (vgl. Kühlein (2019)). Daher werden die Höhen über der Wasseroberfläche in Bins von $\Delta z = 0,05$ mm eingeteilt. Für jeden dieser Bins wird eine Gaußverteilung angenommen und deren Mittelwert (magenta) und ihre Standardabweichung bestimmt. Daraufhin werden alle Detektionen ausgeschlossen, die mehr als 2σ abweichen (cyan), da ein Großteil der Fehldetektionen am Rand des 3σ -Bereich liegt.

Dieser zeigt Detektionen, bei denen entweder die Partikel aus dem Lasersheet herausgeflogen sind und damit nicht von allen Laserpulsen erreicht und zur Fluoreszenz angeregt wurden oder von denen nicht alle Grauwertmaxima dem Streak zugeordnet wurden. In beiden Fällen ist die Streaklänge zu kurz kalkuliert. Ebenfalls durch diese Methodik aussortiert werden Streaks, welche im Vergleich mit der Vielzahl der Detektionen entsprechender Höhe über der Wasseroberfläche zu lang sind. Diese entstehen äquivalent zu den zuvor diskutierten, rot markierten Detektionen und nehmen daher auch mit der Höhe und geringeren Dichten ab.

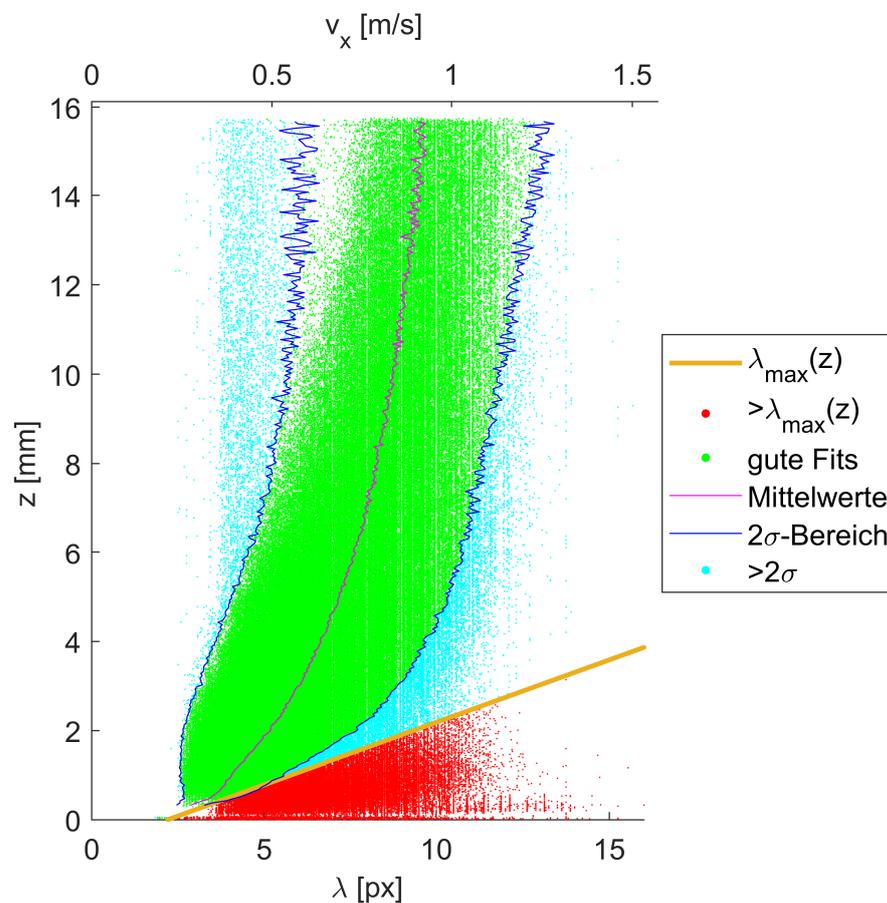


Abbildung 6.4: Auswahl der die Strömung repräsentierender Streakwellenlängen in Abhängigkeit der Höhe z anhand des vorläufigen Windprofils eines Datensatzes. Eingezeichnet sind zwei Auswahlkriterien samt ihrem Einfluss auf die Streakauswahl.

Unter Verwendung dieser weiteren Auswahl ist abschließend in Abbildung 6.5 das resultierende Windprofil dieser Messauswertung gezeigt. Es basiert auf jeweils 51 200 Bildern des Anfangs- und Endzeitraums sowie einem mittleren Abschnitt der Messung. Zusätzlich in rosa eingezeichnet ist der Mittelwert in Abhängigkeit der Distanz z zur Wasseroberfläche. Zu erkennen ist, dass der viskose Grenzschichtbereich, bei kleinen λ und z , nahezu nicht repräsentiert ist. Damit scheint sich das Zusammenspiel der in den vorangegangenen Abschnitten diskutierten Problematiken der LHC- und Streak-Detektion, wie schon vermutet, besonders nachteilig auf gerade diesen Bereich auszuwirken.

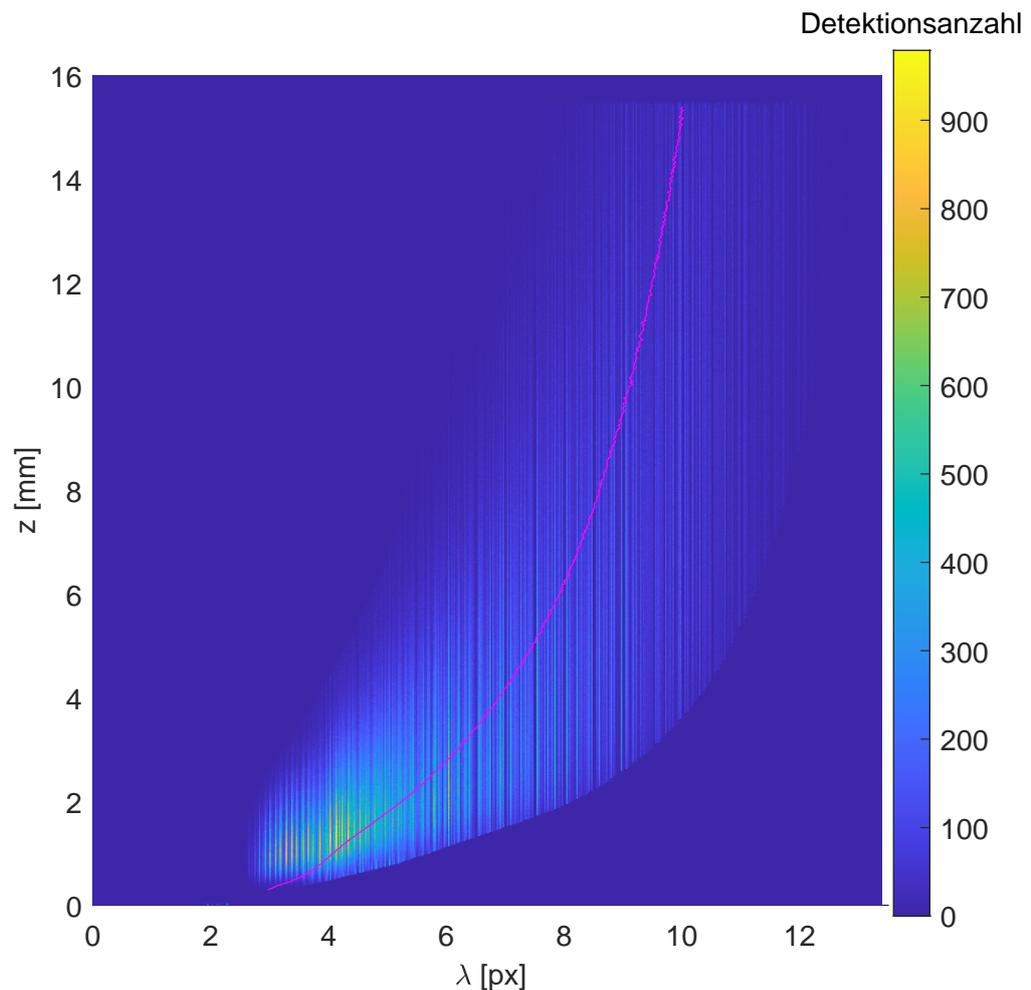


Abbildung 6.5: Analyse der Streakwellenlängen je Distanz zur Wasseroberfläche anhand von 153 600 Bildern. Die Farbskalierung gibt die Detektionsanzahl im entsprechenden Bin, der Mittelwert je Höhe z über der Wasseroberfläche ist in rosa gegeben.

6.2 ALTERNATIVE ANSÄTZE ZUR STRÖMUNGSDETEKTION

Aufgrund der aufgetretenen Schwierigkeiten wurden nicht nur die wasserseitigen Aufnahmen, sondern auch die luftseitigen mit dem alternativen Bildverarbeitungsansatz, beschrieben in Abschnitt 5.2, analysiert.

6.2.1 LUFTSEITIGE STRÖMUNGSBETRACHTUNG

Beginnend mit den luftseitigen Aufnahmen ist in Abbildung 6.6 erneut das erzeugte Streakmuster, hier für eine Windgeschwindigkeit von $4,3 \frac{m}{s}$ in klassischer x-y-Darstellung, zu erkennen. Dabei hebt die Farbcodierung des Gradientenverfahrens die einzelnen Maxima besonders hervor. Da dieses Analyseverfahren durch Rauschen und Lasersheetinhomogenitäten kaum negativ beeinflusst wird, sind sowohl schwache als auch dicht beieinanderliegende laserinduzierte Fluoreszenzmaxima detektiert. Die grüne Farbe kodiert dabei die Orientierung in Hauptströmungsrichtung. Dass keine Tröpfchen quer (90°) zu dieser oder gar nahezu entgegen (135°) jener strömen, zeigt die Abwesenheit roter oder blauer Einfärbungen.

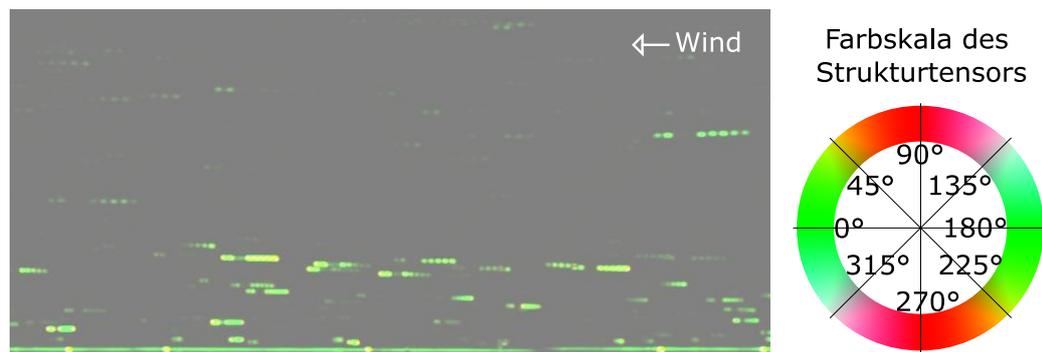


Abbildung 6.6: Farbige Darstellung der laserinduzierten Fluoreszenzmaxima im x-y-Diagramm für einen Wind von $1,3 \frac{m}{s}$. Die durchgehende grüne Linie repräsentiert die Wasseroberfläche. Mit steigendem Abstand zur Wasseroberfläche sind die einzelnen Intensitätsmaxima, zugehörig zu einem Tröpfchen, zunehmend als Individuen aufgelöst.

Ebenfalls zu erkennen ist, dass die Geschwindigkeit der Luftströmung mit zunehmender Höhe über der Wasseroberfläche (entspricht ungefähr der grünen Linie am unteren Bildrand) steigt. Daher werden die Streaks länger und die einzelnen Maxima überlagern sich nicht. Nahe der Wasseroberfläche sind diese jedoch so dicht beieinander, dass sie auf dem Bild

entweder nur noch als zwei Teile oder sogar schon als eine zusammenhängende Einheit abgebildet werden.

Die Entwicklung für höhere Windgeschwindigkeiten von beispielsweise $5,7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, im Zusammenspiel mit den auftretenden Wellen ist in gleicher Darstellungsweise wie zuvor als Zeitreihe in Abbildung 6.7 präsentiert. Zu erkennen ist wieder die dominierende Strömung nach links, über der Wasseroberfläche, als unterbrochene, teils schwache grüne Linie im unteren Drittel eines jeden der vier Bilder. Zeitgleich ist hinter dem Wellenberg (auf dem Bild entsprechend links von diesem) eine zeitlich veränderliche Dynamik ersichtlich. Innerhalb von $0,013 \text{ ms}$ ändert sich die Richtung und damit die Orientierung und somit die Farbe der Strömung mehrmals. Dies ist zurückzuführen auf den in Abschnitt 2.3 beschriebenen Fall der hinter einer steilen Welle temporär entstehenden Turbulenz durch Strömungsablösung.

Ein Wechsel zur x-t-Darstellungsform bietet Einblicke in die zeitliche Entwicklung einer Höhenposition. Ein Überblick über vier exemplarische Pixelbildhöhen von $y_0 = 82, 84, 88$ und 106 , die damit einen Gesamtbereich von $75 \mu\text{m}$ aufspannen, ist in Abbildung 6.8 für eine Windgeschwindigkeit von $1,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ gegeben. Das oberste Bild zeigt eine nahezu freie Strömungssituation, gefolgt von einer durch die Wasseroberfläche beeinflussten Schicht, erkennbar an abgelenkten Trajektorien. Die darunterliegende Abbildung weist zum einen schon deutlich veränderte Orientierungen und damit Geschwindigkeiten der Streaks auf, zum anderen zeigt sie temporäre Wellenberge auf dieser Höhe. Das unterste Bild ist dauerhaft unterhalb der Wasseroberfläche, wodurch eine kontinuierliche Fluoreszenz des Wassers samt einiger Reflexionen der in darüberliegenden Bereichen stattfindenden Prozesse zu sehen ist. Besonders markant ist in diesem Bild der Einfluss der Inhomogenitäten des Lasersheets. Es zeichnen sich deutlich die beiden Bereiche mit Intensitäten von Null und der Ebenenversatz ab. Darüber hinaus sind auch kleinere Inhomogenitäten des Sheets erkennbar. Bei einem idealen Lasersheet würde der Bereich des Wassers homogen fluoreszieren, es gäbe keine vertikale Streifenstruktur, sondern lediglich ein Bild eines konstanten Grauwertes mit einigen Streaks der aus darüberliegenden Schichten reflektierten Tröpfchenfluoreszenzen.

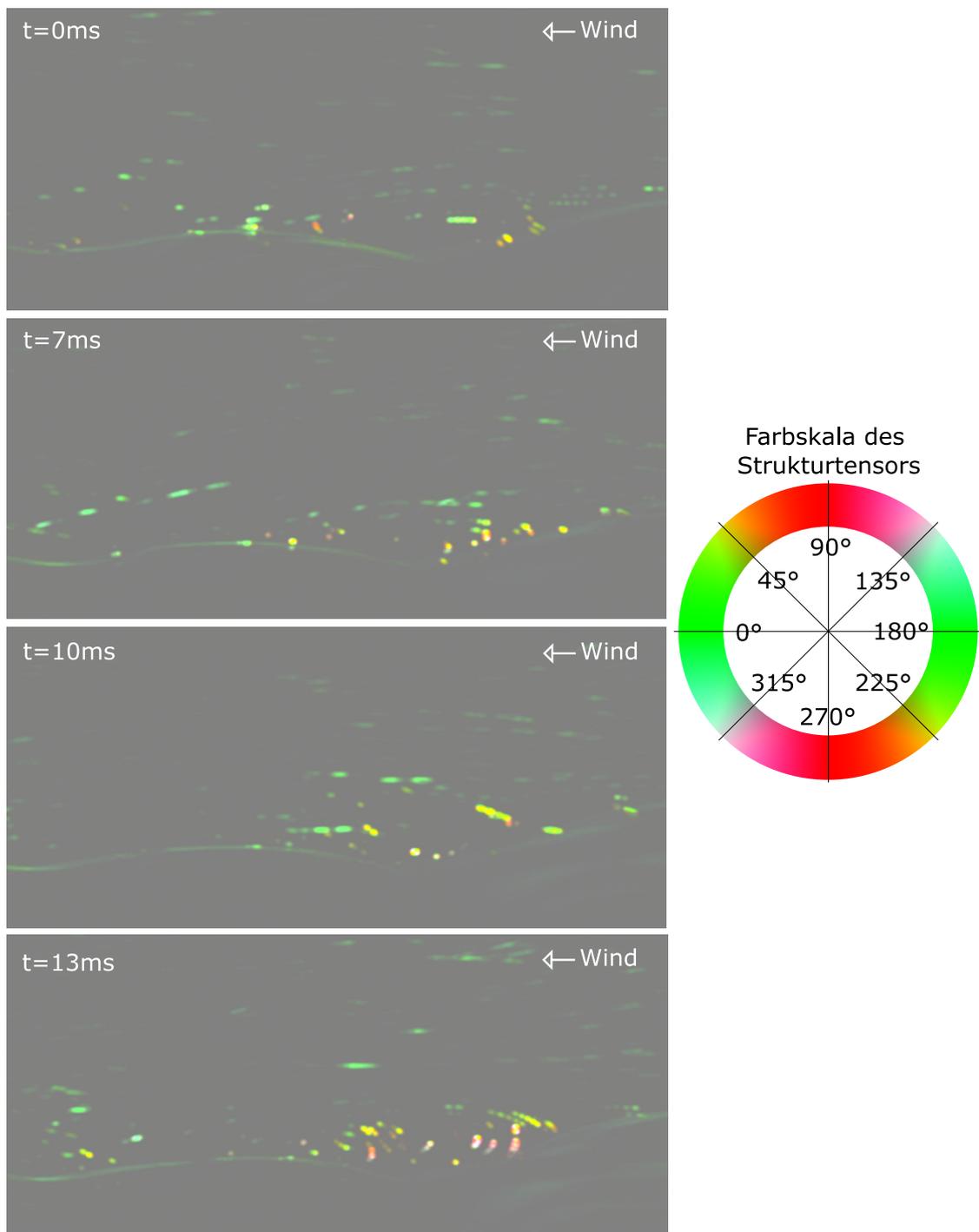


Abbildung 6.7: Gezeigt ist eine zeitliche Entwicklungsreihe bei $5,7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ im Wellental hinter einer von rechts kommenden Welle. Innerhalb von 13 ms ändert sich die Strömung von der Hauptströmungsrichtung, grün gefärbt, bis hin zu quer dazu, in rot markiert. Die Wasseroberfläche ist die leicht grüne Linie im unteren Drittel.

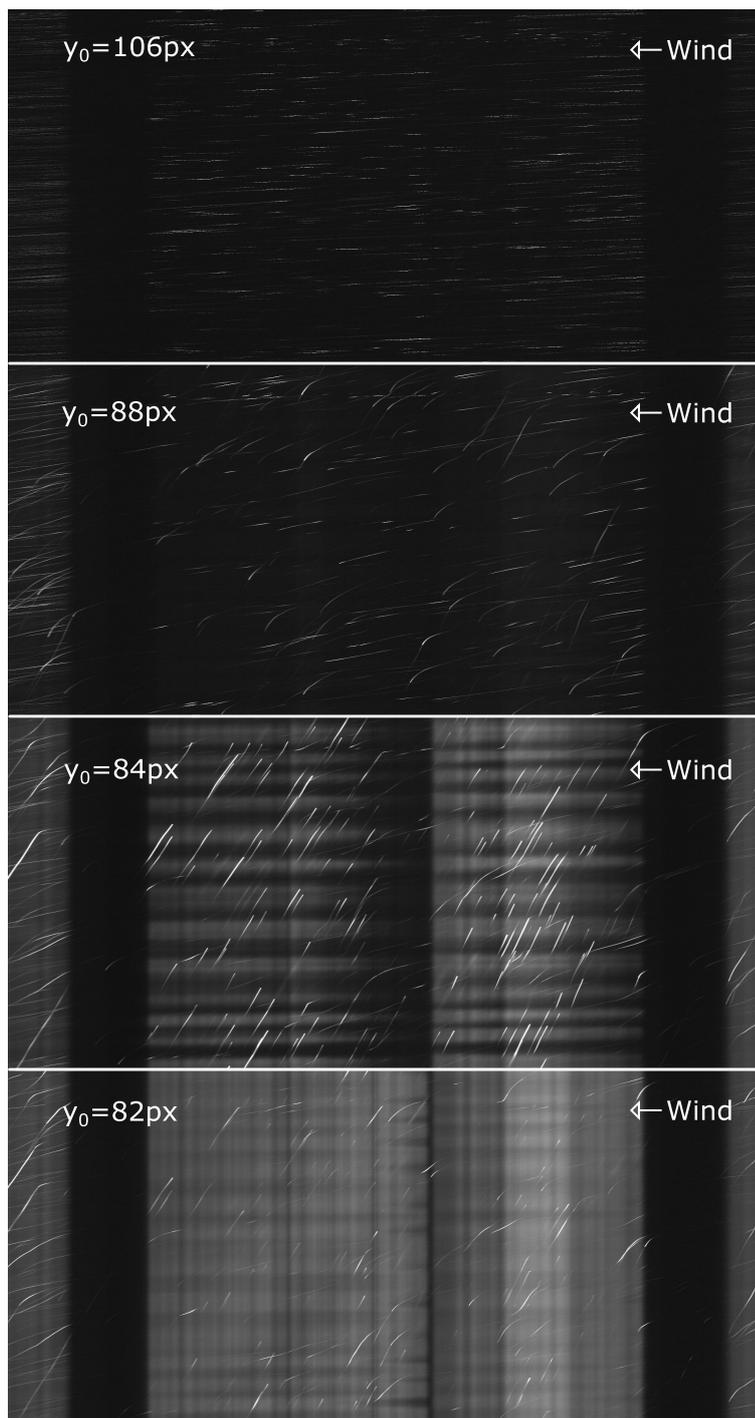


Abbildung 6.8: Überblick über unterschiedliche Bildhöhen eines Bilddatensatzes in x-t-Darstellung für einen Wind von $1,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Gezeigt sind von oben nach unten die y-Pixelhöhen $y_0 = 82, 84, 88, 106$. Trajektorien fluoreszierender Tröpfchen zeigen eine höhenabhängige Orientierung und in den unteren beiden ist die Fluoreszenz des Wassers deutlich zu sehen.

Abbildung 6.9 greift die Pixelposition im Bereich von Wellenberg erneut auf. Darin ist zum einen die Situation bei Wind von $1,3 \frac{m}{s}$ im oberen, sowie von $4,3 \frac{m}{s}$ im unteren Bild dargestellt. In den Zeiträumen, in denen ein Wellenberg sich über dem betrachteten Höhen-schnitt befindet, weisen die zugehörigen Pixelreihen einen erhöhten Grauwert auf (außer an den Inhomogenitätsstellen des Lasers). Die Frequenz und die Grauwerte, bedingt durch die Fluoreszenz der Wasserwellen, steigen mit der Windgeschwindigkeit.

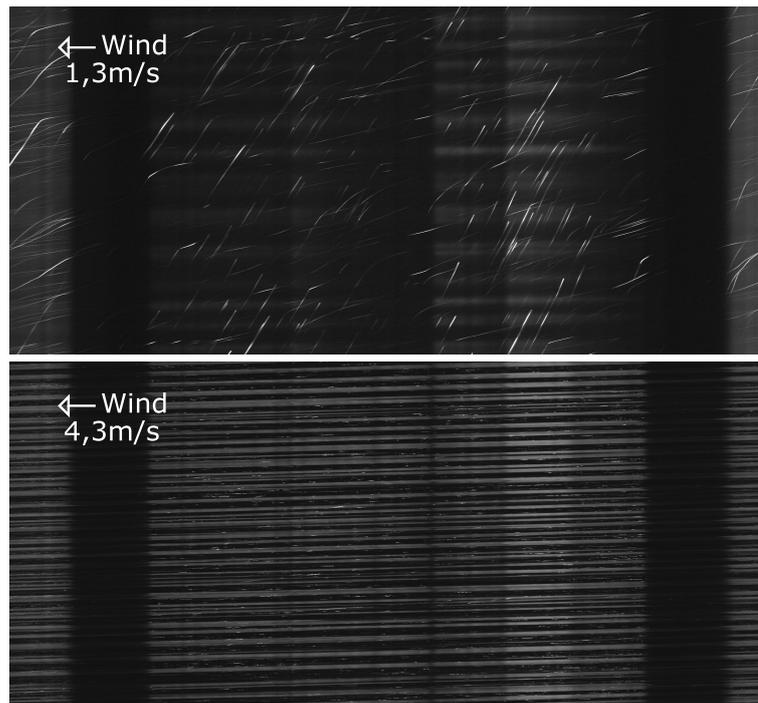


Abbildung 6.9: In der x-t-Darstellungsvariante ist der Höhenausschnitt gezeigt, der zeitweise von Wellenberg geschnitten wird. Das obere Bild zeigt dies für eine Windgeschwindigkeit von $1,3 \frac{m}{s}$, das untere für $4,3 \frac{m}{s}$.

Dass gerade diese Höhenbereiche stark von der Wasseroberfläche beeinflusst sind, zeigt Abbildung 6.10. In dieser ist das Phänomen des Ankoppelns einer Mehrzahl von Tröpfchen an die Wasseroberfläche ersichtlich. Diese Tröpfchen folgen nicht mehr der kontaktfreien Hauptströmung kleinerer Tröpfchen in entsprechender Geschwindigkeit, sondern strömen mit Kontakt zur Wasseroberfläche und bedingt dadurch deutlich langsamer, erkennbar an der gelb bis rötlichen Einfärbung. Wird das Gradientenverfahren wie in diesem Fall auf eine x-t-Darstellung angewendet, steht die Orientierung der Trajektorien nicht mehr für die Strömungsrichtung, sondern für deren Geschwindigkeit. Analog sind auch die Farbkodierun-

gen angepasst zu verstehen. Je schneller die Bewegung und damit je größer die horizontale Verschiebung in einem Zeitschritt (Übergang von einer zur nächsten darunterliegenden Pixelreihe) ist, desto grünlicher ist die Färbung. Außerdem weist dieses Bild kaum den Inhomogenitäten des Lasersheets zuzuordnende Strukturen auf. Damit erweist sich die regularisierte Kantendetektion als sehr stabil und kaum beeinflusst durch diese Belichtungsunregelmäßigkeiten sowie auftretendes isotropes Bildrauschen.

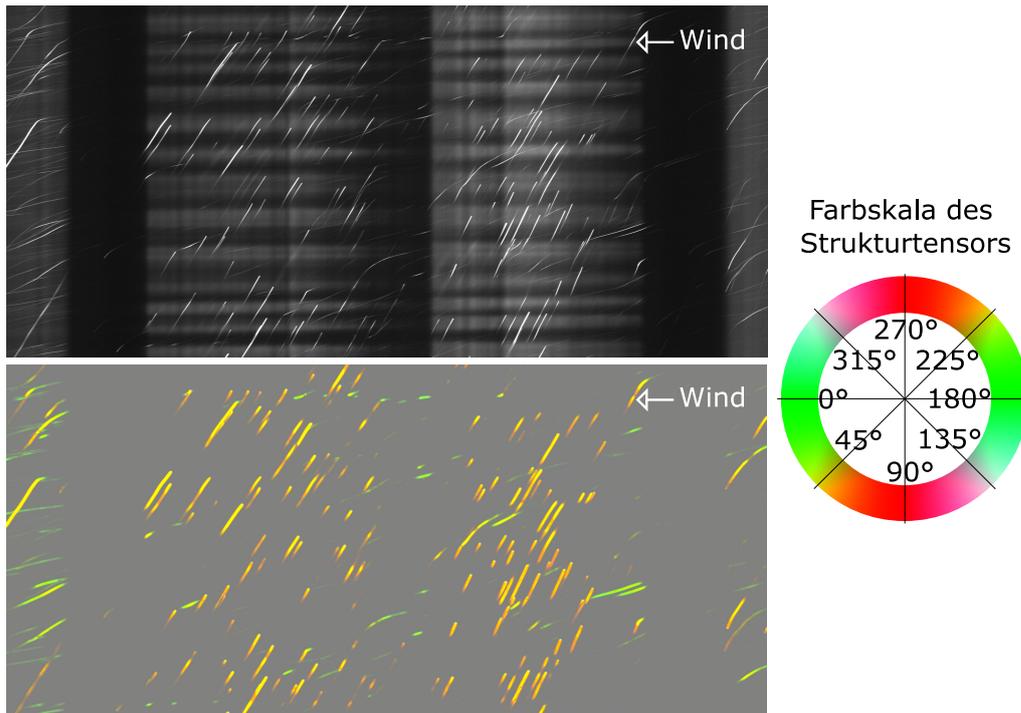


Abbildung 6.10: x-t-Darstellungen einer von der Wasseroberfläche beeinflussten Luftströmungszeile. Das untere Bild beinhaltet zusätzlich die Anwendung der regularisierten Kantendetektion. Die farblich kodierten Orientierungen entsprechen für x-t-Diagramme unterschiedlichen Geschwindigkeiten.

6.2.2 WASSERSEITIGE STRÖMUNGSBETRACHTUNG

Ein Wechsel zu den wasserseitigen Aufnahmen zeigt beispielsweise in Abbildung 6.11, einer gewohnten x-y-Darstellungsform, Transportvorgänge anhand von hellen Schlieren. Die Wasseroberfläche ist gekennzeichnet durch die in dieser schwimmenden, stark fluoreszierenden Nebeltröpfchen. Darüber erscheint in der Aufnahme die Totalreflexion der Wasserschichten und es ergibt sich bei glatter Wasseroberfläche eine annähernde Spiegelsymmetrie.

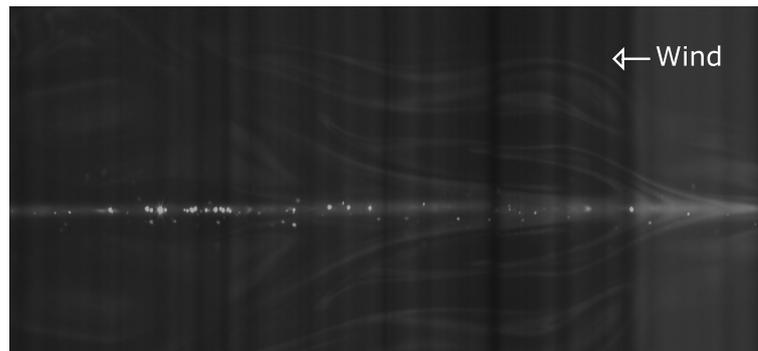


Abbildung 6.11: Präsentiert sind in klassischer x-y-Darstellung die entstehenden Schlieren durch Transportprozesse von der Wasseroberfläche hinein ins Innere des Wasservolumens. Die im Bild erkennbare Wasseroberfläche, gekennzeichnet durch in ihr strömende fluoreszierende Punktobjekte, bedingt die Totalreflexion in der oberen Bildhälfte.

Die gerade schon erwähnten Nebeltröpfchen an der Wasseroberfläche können als Anhaltspunkt für die dortige Fließgeschwindigkeit dienen. Dazu ist erneut ein Wechsel in die x-t-Darstellung entsprechender Höhe y_0 sinnvoll, in der, wie auch schon luftseitig, die Ausrichtung der Trajektorien, genauer ihre Steigungen, mit ihren jeweiligen Geschwindigkeiten korrelieren.

Dass diese Geschwindigkeit eindeutig durch die darüberliegende Luftströmung beeinflusst ist, verdeutlicht Abbildung 6.12. Sie präsentiert von oben nach unten für die Windgeschwindigkeiten von $1,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bis $5,7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ die jeweiligen Strömungen auf Höhe der Wasseroberfläche. Es zeigt sich aber auch, dass die Winkel der Anforderung von $>45^\circ$ (vgl. Abschnitt 5.2) nur im Fall der niedrigsten Windgeschwindigkeit genügen. Für alle höheren müsste die Bildakquisitionsfrequenz deutlich gesteigert werden. Außerdem ist ersichtlich, dass, je schneller die Fließgeschwindigkeit ist, die Intensitäten der Trajektorien umso schwächer sind, da die Pixel der Kamera weniger lang innerhalb der einzelnen Belichtungszeit von 3 ms ausgeleuchtet werden.

Das zweite Bild weist außerdem, im Vergleich zu den anderen, in der linken Hälfte Abweichungen vom gewohnten nahezu parallelen Verlauf der Trajektorien auf. Dieses Phänomen tritt in den gesichteten Bildern mit der Windgeschwindigkeit von $2,8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ gehäuft auf, bei allen anderen nur vereinzelt. Die Ursache dieser Turbulenzen an der Wasseroberfläche wurde jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht.

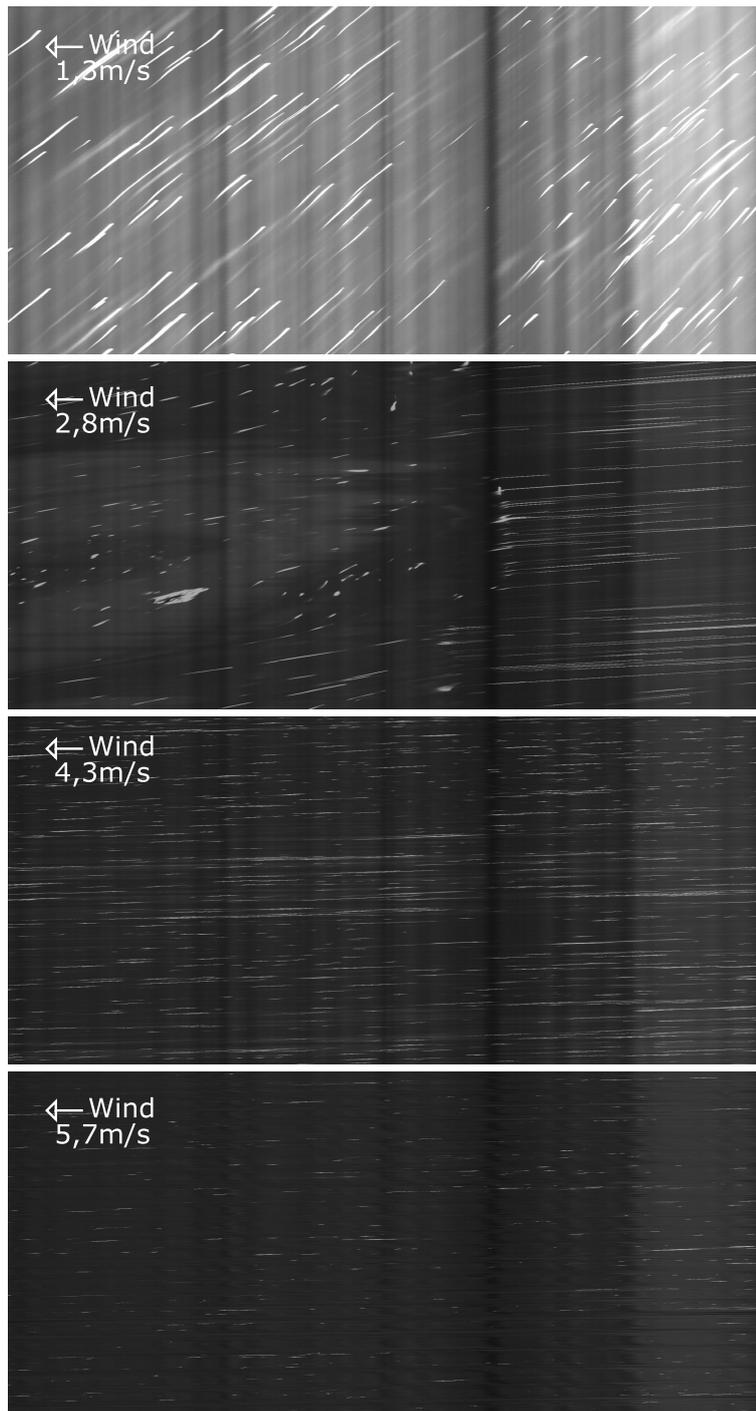


Abbildung 6.12: x-t-Darstellung der Wasseroberflächenströmungen von oben nach unten bei ansteigenden Windgeschwindigkeiten von $1,3 \frac{m}{s}$, $2,8 \frac{m}{s}$, $4,3 \frac{m}{s}$ und $5,7 \frac{m}{s}$. Je schneller die Strömung, desto horizontaler die hellen Trajektorien. Das zweite Bild weist außerdem in der linken Hälfte Turbulenzen auf.

Kurz betrachtet werden soll außerdem noch die Tröpfchengröße, beziehungsweise die Einflussgröße dieser auf die Aufnahmen. Dazu sind in gleicher Darstellungsweise wie zuvor für eine Windgeschwindigkeit von $1,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und vergleichsweise konstante Wasseroberflächhöhe, drei verschiedene Höhen y in Abbildung 6.13 zusammengestellt. Das mittlere Bild liegt auf einer Pixelhöhe von $y_2 = 347 \text{ px}$ und weist eine exemplarisch betrachtete markante Trajektorie (rot markiert) auf. Deren Ausdehnung im Bezug auf die y -Koordinate lässt sich abschätzen über die Anzahl der Bilder, in denen sie sich auffinden lässt. Im hier gezeigten Fall sind das die Bilder zwischen den Höhen $y_1 = 341 \text{ px}$ und $y_3 = 353 \text{ px}$. Dies entspricht einer ungefähren Höhenausdehnung von $0,2 \text{ mm}$. Dass diese Ausdehnung nicht auf alle von Tröpfchen hervorgerufenen Trajektorien zutrifft, zeigen umliegende Trajektorien des mittleren Bildes, welche auf den anderen Höhenquerschnitten nicht mehr erkennbar sind (blau markiert). Diese Höhenausdehnung beschreibt alle Höhen, in denen Pixel von der Fluoreszenz dieses Tröpfchens Grauwerte größer null aufweisen. Da dieses Phänomen jedoch nicht auf die Tröpfchengröße beschränkt ist, kann daraus lediglich gefolgert werden, dass das für diese Trajektorie verantwortliche Tröpfchen maximal der Größe von $0,2 \text{ mm}$ entspricht.

Abschließend wird eine x - y -Darstellung einer wasserseitigen Aufnahme bei einer Windgeschwindigkeit von $2,8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ in Abbildung 6.14 betrachtet. Erneut lässt sich die Oberflächenposition über die hell ausgeleuchteten Pixel von in der Wasseroberfläche strömenden Tröpfchen bestimmen. Dass diese nicht alle auf einer Bildhöhe erscheinen, liegt an der genutzten wasserseitigen Bildperspektive, beschrieben in Abschnitt 5.2. Um diesen Effekt zu eliminieren, müsste man ein infinitesimal schmales Lasersheet verwenden.

Dieser Problemlösungsansatz würde den Vorteil mit sich bringen, dass die detektierten, luftseitigen Streakgeschwindigkeiten exakt den Luftströmungsgeschwindigkeiten entsprächen. Es träten in den Datensätzen keine Streakdetektionen auf, die eine Geschwindigkeitskomponente quer zum Sheet beinhalten, wie dies für das in dieser Arbeit genutzte Sheet der Fall ist. Jedoch würde genau diese geforderte Eigenschaft der Planparallelität der Strömung fluoreszierender Objekte in der Lasersheetebene und die Anzahl der sichtbaren Floreszenzen gravierend dezimieren und damit die benötigte Statistik aus vielen Detektionen unzugänglich werden lassen. Darüber hinaus entspricht ein infinitesimales Sheet einer Modellvorstellung, die sich in dieser Form nicht realisieren lässt.

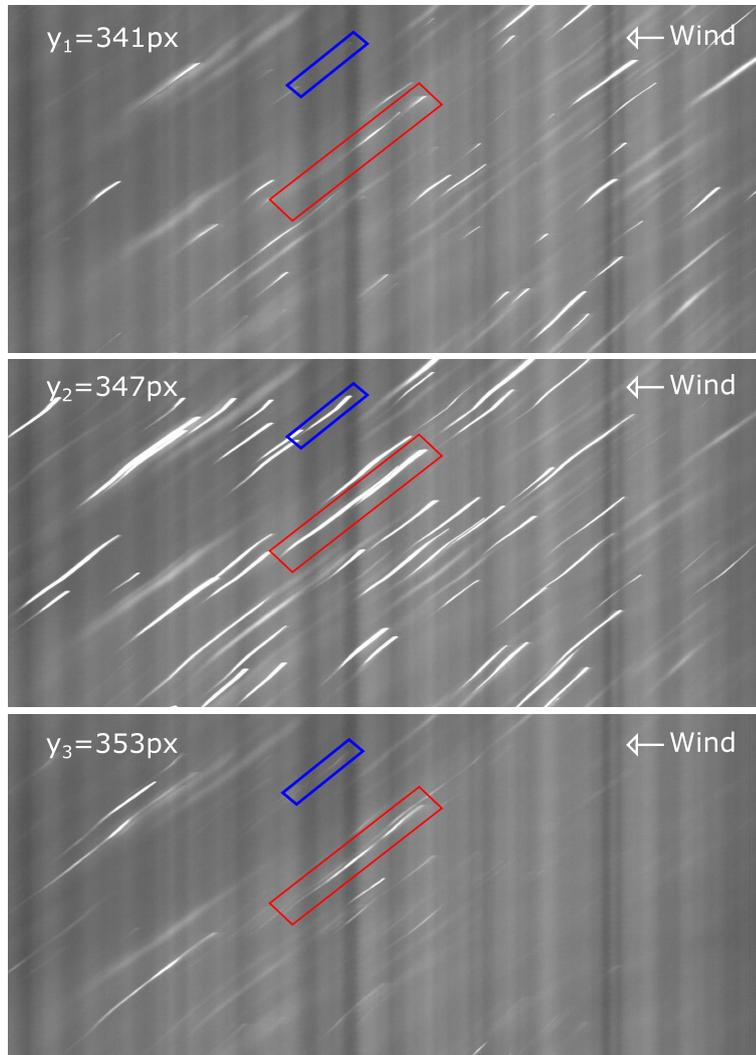


Abbildung 6.13: Auswertung der Höhengausdehnung detektierter Trajektorien in x-t-Darstellung. In rot ist die evaluierte Trajektorie markiert, die in allen drei Bildern in den y-Bildpixelhöhen von $y_1 = 341\text{ px}$, $y_2 = 347\text{ px}$ und $y_3 = 353\text{ px}$ sichtbar ist. Als Kontrastbeispiel dient die blaue, welche nur im mittleren Bild erscheint.

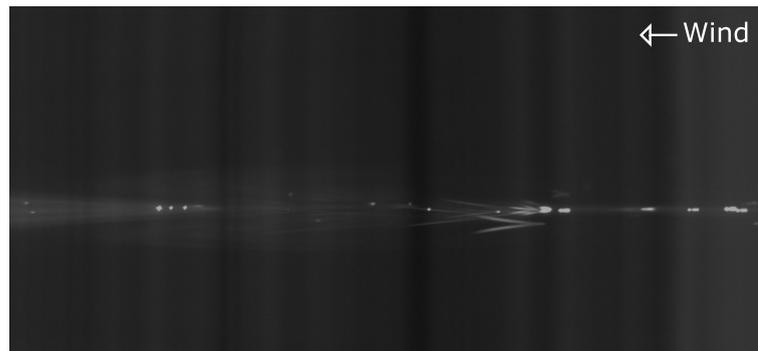


Abbildung 6.14: x-y-Darstellung einer wasserseitigen Aufnahme bei einer Windgeschwindigkeit von $2,8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Zu erkennen ist die Projektionsebene der Wasseroberfläche, die zu unterschiedlichen y-Bildwerten von auf dieser schwimmenden Objekten führt. Außerdem ist die Oberflächenerneuerung anhand des turbulenten Transports von Tröpfchen in tiefere Wasserschichten zu sehen. Aufgrund der Totalreflexion wird dieser Vorgang durch Strukturen abgebildet, die einem liegenden V ähneln.

Abgesehen davon ist eine aus der Totalreflexion folgende, einem auf die Seite gedrehten V gleichende, Struktur erkennbar. Dass diese nicht aus einer Strömung mit einer Komponente quer zum Sheet resultiert, belegt die Symmetrie der Totalreflexion. Damit zeigt jede dieser Strukturen das Abtauchen eines fluoreszierenden Tröpfchens in tiefere Schichten des Wassers. Dies kann nach Fachat (1995) als Indiz der Oberflächenerneuerung und den zugehörigen turbulenten Transport von Oberflächenelementen in den Bulk gedeutet werden und würde das Oberflächenerneuerungsmodell stützen. Um dies jedoch zu verifizieren und zu belegen, werden weitere Analysen und hochauflösendere Datensätze benötigt.

Die Betrachtung der Rohbilddatensätze liefert somit einige neue Einblicke, die jedoch aufgrund der geringen Anzahl verwendeter Bilder und damit fehlender Statistik weiterer Untersuchungen bedürfen. Es zeigen sich allerdings klar Vorzüge dieser Art der Bildauswertung, weshalb es ein Ziel ist, diese durch entsprechende Algorithmen für die zukünftige Auswertung großer Datenmengen zugänglich zu machen.

7 | ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Ziel dieser Arbeit war die Implementierung von Pyranintröpfchen als Tracer für die Darstellung zweidimensionaler Windgeschwindigkeitsfelder unter Verwendung der *Particle-Streak-Velocimetry* (PSV)-Technik. Darüber hinaus wurde der Aufbau von *Laser-Height-Camera* (LHC) und PSV in einem kombiniert, sodass eine Aufnahme für beide Methodiken verwendet werden konnte. Für diese Modifikationen wurde die Kompatibilität der existierenden Algorithmen überprüft. Ergänzend wurde zu jeder luftseitigen Aufnahme simultan von wasserseitiger Perspektive ein Bild aufgenommen und analysiert.

Es wurden Messreihen bei vier Windgeschwindigkeiten zwischen $1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bis $6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und einem Fetch von 244 cm durchgeführt. Dazu wurde der neu implementierte Aufbau genutzt, der eine Zerstäubereinheit, die mit Pyranin versetzte NaOH-Tröpfchen erzeugt und in einen linearen Wind-Wellen-Kanal einleitet, beinhaltet. Während dieser Messungen wurde die PSV-Methodik realisiert, indem zwölf Laserdioden, arrangiert zu einem Lasersheet parallel zum Wind mit einer optischen Gesamtleistung von ca. 4,4 W die Tröpfchen zur Fluoreszenz anregten. Durch mehrere solcher Lichtpulse innerhalb einer Kamerabelichtungszeit entstehen die für das Geschwindigkeitsprofil charakteristischen Streaks. Die erhaltenen Bilddatensätze haben eine Auflösung von $31 \frac{\mu\text{m}}{\text{px}}$ und enthalten ebenfalls die jeweilige momentane Wasserhöhe unterhalb der Streaks. Aus dieser können der Wasseroberfläche folgende, krummlinige Koordinaten, die mit steigender Höhe über der Wasseroberfläche in kartesische übergehen, bestimmt werden. Das weitere Verhalten der Tröpfchen nach dem Inkontaktkommen mit der Wasseroberfläche, wurde mittels der wasserseitigen Kameraaufnahmen mit einer Auflösung von $17 \frac{\mu\text{m}}{\text{px}}$ untersucht.

Die Auswertung der luftseitigen Datensätze mit den auf Bopp (2018) aufbauenden Algorithmen zeigte dabei deutlich, dass diese, in der verwendeten, modifizierten Form, den neuen Anforderungen einer gesteigerten Tracerdichte, einem inhomogenen Lasersheet und einer veränderten Grauwertverteilung durch Kombination von LHC und PSV in einer Aufnahme,

nicht genügen. Die luftseitige viskose Grenzschicht, die die Transportprozesse, luftseitig bis an die Wasseroberfläche heran, maßgeblich beeinflusst, konnte im Vergleich zu Kühlein (2019) nicht mit hinreichender Präzision aufgelöst werden.

Die alternative Analyse mit Hilfe von regularisierten Kantendetektoren hat jedoch gezeigt, dass die neue Methodik per se den Anforderungen einer PSV-Analyse genügt, dazu aber angepasste und zur Steigerung der Praktikabilität schnellere Algorithmen vonnöten sind. Damit hat diese Methodik den entscheidenden Vorteil, dass eine Kamera und ein Laserarray für die luftseitigen Analysen der Windprofile ausreichend sind (vgl. Bopp (2018), Kühlein (2019) und Friman (2020)). Weder müssen zwei Kameraausschnitte präzise aufeinander kalibriert werden, noch zwei unterschiedliche Lasersheets exakt an der gleichen Position liegen und zeitversetzt ihre jeweils adressierten Objekte zur Fluoreszenz anregen. Damit vereinfacht sich das Triggerschema deutlich und auch die Menge der aufgenommenen Daten wird reduziert. Zeitgleich sind somit deutlich höhere Bildraten der PSV möglich.

Darüber hinaus konnten mit dem alternativen Ansatz der Bildverarbeitung Prozesse des Ankoppelns der Nebeltröpfchen an die Wasseroberfläche und der darauf zeitweise auftretende Transport in tiefere Wasserschichten beobachtet werden. Dies ist ein in der Forschung gesuchtes Indiz für das Modell der Oberflächenerneuerung.

Zusammenfassend lässt sich somit sagen, dass das modifizierte PSV-System die Messung der Strömungsprofile an der wellenbewegten Wasseroberfläche ermöglichen kann, jedoch weiterer Anpassungen bedarf. Einerseits ist ein homogeneres Lasersheet durch manuell und höchst präzise ausrichtbare Laserdioden erstrebenswert, andererseits werden modifizierte, schnellere Algorithmen gebraucht. Letztere könnten von einem reduzierten Streakmuster, vgl. Abbildung 7.1, profitieren, welches im Idealfall die Detektion vereinfacht und weniger zeitaufwendige Fehldetektionen produziert. Außerdem könnte ein genereller Wechsel von der Eulerschen zur Lagrangeschen Betrachtungsweise hilfreich sein, wenn mit höheren Bildraten die Verfolgung der Tröpfchen über Bildreihen angestrebt wird. Damit könnten die Vorzüge der *Particle-Streak-Velocimetry* mit denen der *Particle-Tracking-Velocimetry* verknüpft und von einzelnen Tröpfchen ganze Strömungstrajektorien extrahiert werden. In diesem Fall würde eine ausreichend erhöhte Bildakquisitionsfrequenz zeitgleich eine quantitative Auswertung der Wasseroberflächengeschwindigkeit über die Winkelmethodik in der x-t-Darstellung ermöglichen.

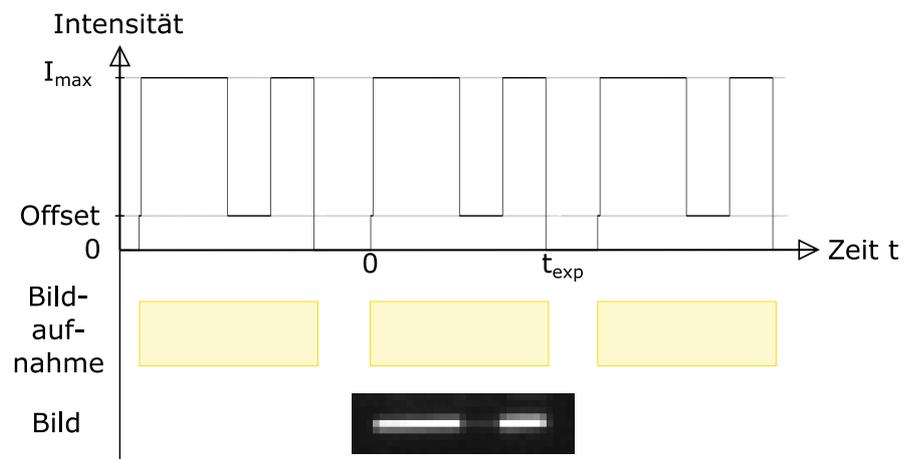


Abbildung 7.1: Vereinfachtes Triggerschema, bestehend aus einer langen und einer kurzen Fluoreszenzanregung der Tröpfchen während einer Kamerabelichtungszeit. Darunter eine zugehörige PSV-Aufnahme eines entsprechend fluoreszierenden Tröpfchens mit Flugrichtung von links nach rechts.

LITERATUR

- Adrian, R. J. (1991). "Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics". In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 23.1, S. 261–304. DOI: 10.1146/annurev.fl.23.010191.001401.
- Bopp, M. (2018). "Air-Flow and Stress Partitioning over Wind Waves in a Linear Wind-Wave Facility". In: DOI: 10.11588/heidok.00024741.
- Brigham, E. O. (1988). *Fast Fourier Transform and its Applications*. Prentice Hall.
- Buckley, M. P. und F. Veron (2019). "The turbulent airflow over wind generated surface waves". In: *European J. Mechanics - B/Fluids* 73, S. 132–143. DOI: 10.1016/j.euromechflu.2018.04.003.
- Buckley, M. P., F. Veron und K. Yousefi (2020). "Surface viscous stress over wind-driven waves with intermittent airflow separation". In: 905, A31. DOI: 10.1017/jfm.2020.760.
- Dainty, J. C. (1975). *Laser Speckle and Related Phenomena*. Berlin: Springer-Verlag. 342 pp.
- Danckwerts, P. V. (1951). "Significance of liquid-film coefficients in gas absorption". In: *Ind. Eng. Chem.* 43, S. 1460–1467. DOI: 10.1021/ie50498a055.
- Deacon, E. L. (1977). "Gas transfer to and across an air-water interface". In: 29, S. 363–374. DOI: 10.3402/tellusa.v29i4.11368.
- Durst, F. (2007). *Grundlagen der Strömungsmechanik: eine Einführung in die Theorie der Strömung von Fluiden*. Springer-Verlag.
- Fachat, A. (1995). "Untersuchung eines 3D-Aufnahmeverfahrens für Strömungsvorgänge an der Wasseroberfläche". In: IUP D-436.
- Friedl, F. (2013). "Investigating the Transfer of Oxygen at the Wavy Air-Water Interface under Wind-Induced Turbulence". In: DOI: 10.11588/heidok.00014582.
- Friman, S. I. (2020). "Laboratory investigations of concentration and wind profiles close to the wind-driven wavy water surface". eng. In: DOI: 10.11588/heidok.00028310.

- Gulliver, J. S. und A. Tamburrino (1995). "Turbulent surface deformation and their relationship to mass transfer in an open-channel flow". In: Hrsg. von B. Jähne und E. Monahan, S. 589–600. DOI: 10.5281/zenodo.10571.
- Herzog, A. (2010). "Imaging of Water-sided Gas-Concentration Fields at a Wind-Driven, Wavy Air-Water Interface". In: DOI: 10.11588/heidok.00011220.
- Horvath, I. R. und S. G. Chatterjee (2018). "A surface renewal model for unsteady-state mass transfer using the generalized Danckwerts age distribution function". In: *Roy. Soc. Open Sci.* 5, S. 172423. DOI: 10.1098/rsos.172423.
- IPCC (2021). "Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change". In: Jähne, B. (1993). *Spatio-Temporal Image Processing: Theory and Scientific Applications*. Bd. 751. Lecture Notes in Computer Science. Berlin: Springer-Verlag. DOI: 10.1007/3-540-57418-2. – (2012). *Digitale Bildverarbeitung und Bildgewinnung*. 7. Aufl. Berlin: Springer Vieweg. ISBN: 978-3-642-04951-4. DOI: 10.1007/978-3-642-04952-1.
- Jähne, B., P. Libner, R. Fischer, T. Billen und E. J. Plate (1989). "Investigating the transfer process across the free aqueous boundary layer by the controlled flux method". In: 41B.2, S. 177–195. DOI: 10.3402/tellusb.v41i2.15068.
- Jähne, B., K. O. Münnich und U. Siegenthaler (1979). "Measurements of gas exchange and momentum transfer in a circular wind-water tunnel". In: *Tellus* 31.4, S. 321–329. DOI: 10.3402/tellusa.v31i4.10440.
- Kawai, S. (1982). "Structure of air flow separation over wind wave crests". In: *Boundary-Layer Meteorology* 23.4, S. 503–521.
- Kräuter, C. (2015). "Visualization of air-water gas exchange". In: DOI: 10.11588/heidok.00018209.
- Kühlein, F. (2019). "Vertikaler Impulstransport bei kleinen Windwirklängen in einem linearen Wind-Wellenkanal". In: DOI: 10.11588/heidok.00026368.
- Kundu, P.K. (2008). *Fluid Mechanics*. 4th. San Diego, CA: Academic Press, Elsevier.
- Liss, P.S. und M.T. Johnson, Hrsg. (2014). *Ocean-Atmosphere Interactions of Gases and Particles*. Springer. DOI: 10.1007/978-3-642-25643-1.
- Marshall, J. und R.A. Plumb (2008). *Atmosphere, Ocean, and Climate Dynamics, An Introductory Text*. Academic Press.
- McKinley, S. und M. Levine (1998). "Cubic spline interpolation". In: *College of the Redwoods* 45.1, S. 1049–1060.

- Miles, J. W. (1957). "On the generation of surface waves by shear flows". In: 3, S. 185–204. DOI: 10.1017/S0022112057000567.
- Mosley, S. (2015). "Environmental History". In: DOI: 10.1093/obo/9780199363445-0026.
- Naegler, T., P. Ciais, K. Rodgers und I. Levin (2006). "Excess radiocarbon constraints on air-sea gas exchange and the uptake of CO₂ by the oceans". In: 33.11, S. L11802. DOI: doi : 10.1029/2005GL025408.
- Nikendei, C., T. J. Bugaj, F. Nikendei, S. J. Kühl und M. Kühl (2020). "Klimawandel: Ursachen, Folgen, Lösungsansätze und Implikationen für das Gesundheitswesen". In: *Zeitschrift für Evidenz, Fortbildung und Qualität im Gesundheitswesen*.
- Papst, M. (2019). "Development of a method for quantitative imaging of air-water gas exchange". In: DOI: 10.11588/heidok.00027271.
- Perez-Urquiza, M. und J. L. Beltran (2001). "Determination of the dissociation constants of sulfonated azo dyes by capillary zone electrophoresis and spectrophotometry methods". In: *J. Chromatogr. A* 917, S. 331–336. DOI: 10.1016/S0021-9673(01)00707-5.
- Phillips, O. M. (1957). "On the generation of waves by turbulent wind". In: 2, S. 417–445. DOI: 10.1017/S0022112057000233.
- Poisson, S.D. (1831). *Mémoire sur les équations générales de l'équilibre et du mouvement des corps solides élastiques et de fluides*. L'imprimerie Royale.
- (1834). "Théorie mathématique de la Chaleur". In: 1834.12, S. 258–262. DOI: doi : 10.1515/crll.1834.12.258.
- Raffel, M., C. E. Willert, F. Scarano, C. J. Kähler, S. T. Wereley und J. Kompenhans (2018). *Particle image velocimetry: a practical guide*. Springer.
- Reul, N., H. Branger und J.-P. Giovanangeli (1999). "Air flow separation over unsteady breaking waves". In: 11, S. 1959–1961. DOI: 10.1063/1.870058.
- Schwarz, K. (2016). "Spatio-Temporal Measurements of Water-Wave Height and Slope using Laser-Induced Fluorescence and Splines". In: DOI: 10.11588/heidok.00021977.
- Stewart, R. W. (1974). "The air-sea momentum exchange". In: 6, S. 151–167. DOI: 10.1007/BF00232481.
- Stokes, G.G. (1847). "On the theory of oscillatory waves". In: *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, 8, 441.
- Troitskaya, Y., D. Sergeev, O. Ermakova und G. Balandina (2011). "Statistical parameters of the air turbulent boundary layer over steep water waves measured by the PIV technique". In: 41, S. 1421–1454. DOI: 10.1175/2011JP04392.1.

- Universität Hamburg (2020). *Uexküll, Jakob von (1864-1944)*. Zugriff: 29.08.2021. URL: <https://www1.physik.uni-hamburg.de/hs/group-wolfschmidt/exkursionen/cv-uexkuell.html>.
- Walter Roedel, T. W. von (2017). *Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre*. Springer Spektrum.
- Weiler, H. S. und R. W. Burling (1967). "Direct Measurements of Stress and Spectra of Turbulence in the Boundary Layer Over the Sea". In: 24.6, S. 653–664. DOI: 10.1175/1520-0469(1967)024<0653:DMOSAS>2.0.CO;2.
- Wesselak, V. (2020). *Forderungen an die künftige Energiepolitik*. db-thueringen.de, S. 7–11.
- Wolfbeis, O. S., E. Furlinger, H. Kroneis und H. Marsoner (1983). "Fluorimetric analysis 1. A study on fluorescent indicators for measuring near neutral ("physiological") pH-values". In: *Fresenius Z. Anal Chem* 314, S. 119–124. DOI: 10.1007/BF00482235.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	Absorptions- und Emissionsspektrum von Pyranin	13
3.1	LHC-Kamera und krummlinige Koordinaten	16
3.2	PSV-Lasermuster	18
4.1	Lizard-Tank	21
4.2	Windgeschwindigkeiten	22
4.3	Pyraninkonzentrationen des Kanalwassers	23
4.4	Zerstäubereinheit	25
4.5	Kamerasetting	26
4.6	Lasersetting	27
4.7	Triggerschema	28
5.3	Grauwertabgleich mit Modellprofilen	35
5.4	Ergebniss des PSV-Algorithmus	36
5.5	Schwellenwerte	38
5.6	Projektionen im Bild	39
5.7	x-t-Darstellung eines Bilddatensatzes	40
5.8	Geschwindigkeiten in x-t-Darstellung	41
6.1	Einfluss hoher Partikeldichten auf LHC	43
6.2	LHC-Analyse	46
6.3	PSV-Analyse	50
6.4	Detektionsauswahl	52
6.5	Windprofil	53
6.6	Laserinduzierte Fluoreszenzmaxima	54

6.7	Strömungsentwicklung in Wellentäler	56
6.8	x-t-Darstellungen unterschiedlicher Bildhöhen	57
6.9	Wellenzeitverlauf	58
6.10	Wasseroberflächeneinfluss auf Strömung	59
6.11	Visualisierung wasserseitiger Transportprozesse	60
6.12	Oberflächengeschwindigkeiten	61
6.13	Streakdicken	63
6.14	Oberflächenerneuerung	64
7.1	Vereinfachtes Triggerschema	67

TABELLENVERZEICHNIS

4.1	Messreihen	30
6.1	Dichteentwicklungen der Tröpfchen	45
6.2	Statistik der Auswertungskripte für Messungen bei einem Wind von $1,3 \frac{m}{s}$	49

ERKLÄRUNG

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 04.09.2021,

Chiara Alina Tobisch