

DREIDIMENSIONALE STRÖMUNGSMESSUNG MITTELS DIGITALER HOLOGRAPHIE

THREE-DIMENSIONAL FLOW MEASUREMENT VIA DIGITAL HOLOGRAPHY

C. Heßeling, T. Homeyer, C. Hindriksen, J. Peinke und G. Gülker

Forwind-Zentrum für Windenergieforschung, Institut für Physik, Fakultät V, Universität Oldenburg,
Carl-von-Ossietzky-Str. 9-11, D-26111 Oldenburg

Holographie, Particle Tracking Velocimetry, Fluidodynamik
Holography, Particle Tracking Velocimetry, Fluid Dynamics

Zusammenfassung

Digital aufgenommene In-line-Hologramme werden zur Analyse von dreidimensionalen Wasserströmungen in Glasküvetten genutzt. Hierzu wird das Fluid mit Mikropartikeln versetzt und im Strahlengang eines aufgeweiteten und kollimierten Nd:YAG-Lasers platziert. Das Interferenzmuster des an den Teilchen gestreuten Lichts und des ungestreuten Lichtanteils wird mit einer Digitalkamera aufgenommen. Darauf folgt eine numerische Rekonstruktion der komplexen Amplitudenverteilung im Bereich des Probenvolumens zur Detektion der Teilchenpositionen, wobei vor allem die Tiefenpositionierung eine Herausforderung darstellt. Schließlich werden Partikeltrajektorien verfolgt. Sowohl die große Fokustiefe, Konsequenzen des Samplings digitaler Sensoren als auch Brechungsindexänderungen innerhalb des Strahlengangs, die zu einer Verkürzung der rekonstruierten Tiefe gegenüber der tatsächlichen Probentiefe führen, werden diskutiert. Neben der Rekonstruktion der Intensitätsebenen werden auch die Phasenverteilungen untersucht.

Einleitung

Der Bedarf nach Strömungsmesstechnik für dreidimensionale Volumina hat zur Entwicklung verschiedenster Messmethoden geführt. Die Kombination aus der Nutzung des Streulichts von Mikropartikeln, die, wie in der klassischen Particle Image Velocimetry (PIV), in das Fluid eingebracht werden, und der digitalen Holographie vereint einen minimalen Einfluss auf die Fluidbewegung mit einem besonders einfachen Aufbau. In der In-line-Holographie wird der ungestreute Anteil des Lichts als Referenzstrahl genutzt, der mit dem Objektstrahl auf dem Aufnahmemedium überlagert wird, wo so ein Interferenzstreifenmuster, das Hologramm, entsteht. Wurde zunächst hauptsächlich Photofilm genutzt, der aufwändige Entwicklung erfordert und Aufnahmen von Hologrammserien mit hoher zeitlicher Rate verhindert, stehen heute digitale Sensoren zur Verfügung. Auf diese Weise können mittels nur einer Kamera zeitlich hoch aufgelöste Hologrammserien von Partikelbewegungen in drei Dimensionen aufgenommen werden. Dennoch hat diese Technik noch nicht die breite Verwendung wie klassische PIV gefunden, denn sowohl die geringe Sensorauflösung und –ausdehnung digitaler Kameras im Vergleich zum Photofilm als auch der enorme Rechenaufwand, der zur Auswertung der aufgenommenen Hologramme notwendig ist, stellen dem Anwender neue Aufga-

ben. Die Entwicklung der letzten Jahre - sowohl im Bereich der Digitalkameras als auch in der Rechenleistung moderner Computer - wie auch die hohe Parallelisierbarkeit innerhalb der Auswertalgorithmen, verringerte diese Limitierungen beständig, wobei noch immer eine geringe axiale Auflösung im Vergleich zur lateralen Genauigkeit der rekonstruierten Teilchenpositionen aufgrund der Apertur Bestand hat.

Unsere holographischen Messungen an einer wassergefüllten Glasküvette, die zeitlich mit einer Aufnahmezeit von mehr als 600 Hz aufgelöst werden können, zeigen physikalisch sinnvolle dreidimensionale Teilchentrajektorien. Die Auswertung der aufgenommenen Hologramme erfolgt in Matlab, wobei wir zur Geschwindigkeitserhöhung sowohl Rechencluster als auch Graphikkartenberechnungen durchgeführt haben. Mit Hilfe der Fresnel-Approximation werden so zu jedem Hologramm die komplexen Amplituden der Ebenen des reellen Bildes im gewünschten Abstand zum Kamerasensor rekonstruiert. Es zeigt sich, dass die Rekonstruktion eine verkürzte Darstellung des Probenvolumens ergibt. Dies wird diskutiert und Implikationen für Messaufbau und Auswertalgorithmen werden dargestellt. Auch in diesen Messungen wird die große axiale Fokausdehnung im Vergleich zur lateralen Ausdehnung deutlich und Vergleiche mit der Phase, die experimentell vermessen wurde, verdeutlichen den Nutzen der Phaseninformation.

Aufnahme und Rekonstruktion von In-line-Hologrammen

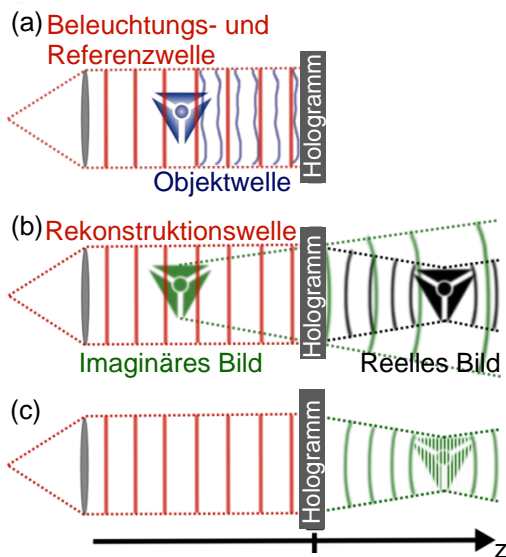


Abb. 1: a) Aufnahme, b) optische und c) numerische Rekonstruktion eines In-line- (sog. Gabor-) Hologramms

Ein In-line-Aufbau zur Aufnahme von Hologrammen ist in Abb. 1 a) zu sehen. Licht hinreichender Kohärenz wird aufgeweitet, kollimiert und beleuchtet das Objekt, hinter welchem sich das Aufnahmemedium (bspw. ein Photofilm) befindet. So kann der ungestreute Anteil des eingestrahlenen Lichts als Referenzwelle genutzt werden, die mit dem am Objekt gestreuten Licht, der Objektwelle, auf dem Aufnahmemedium ein Interferenzmuster, Hologramm, bildet. Die Rekonstruktion des ursprünglichen dreidimensionalen Lichtfeldes aus einem Transmissionshologramm lässt sich optisch mit der zur ursprünglichen Referenzwelle komplex-konjugierten Welle erreichen. Wie in Abb. 1 b) skizziert, werden zwei Bilder, das imaginäre und das reelle Bild, erzeugt. So sind Speckle-Muster bei der Rekonstruktion des reellen Bildes bedingt durch das imaginäre Bild unvermeidbar.

Mit digitalen Bildsensoren aufgenommene Hologramme lassen sich numerisch rekonstruieren. Die hier vorgestellte Arbeit macht sich zunutze,

dass sich die komplexe Amplitude $A(z)$ in der rekonstruierten Tiefe z , als Faltung des Hologramms H mit dem Kern $K(z)$ ergibt. Mit der Fresnel-Approximation bedeutet dies [1, 2]:

$$A(z) = H \otimes K(z) \quad \text{mit} \quad (1.1)$$

$$K(z) = \frac{1}{i\lambda z} \cdot \exp\left[\frac{i\pi(x^2+y^2)}{\lambda \cdot z}\right] \quad \text{für die Wellenlänge } \lambda, \quad (1.2)$$

wobei der Phasenterm $\exp(i2\pi z/\lambda)$ vernachlässigt worden ist. x und y bezeichnen hierbei den horizontalen und den vertikalen Abstand zur Position der nullten Beugungsordnung. Wie in Abb. 1 c) veranschaulicht, kann das Bild in Ebenen unterteilt werden, um diese einzeln zu rekonstruieren. Zur Beschleunigung der Berechnung wurde in der vorgestellten Arbeit das

Faltungstheorem genutzt, um die Faltung in Gleichung (1.1) durch schnelle Fouriertransformationen und Multiplikationen zu ersetzen

$$A(z) = \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}[H] \cdot \mathcal{F}[K(z)]\}. \quad (1.3)$$

Die Vorteile digitaler Aufnahmen, wie die Auswertung ohne nass-chemische Entwicklung, die Zugänglichkeit zeitlich hoch aufgelöster Aufnahmen und die Verfügbarkeit der komplexen Amplitude, werden von dem Nachteil einer deutlich geringeren Sensorauflösung und –größe als bei Photofilmen begleitet.

Genau wie bei der digitalen Aufnahme zeitlicher Signale muss auch bei der Aufnahme räumlicher Signale die Nyquist-Grenze beachtet werden. Die Sensorauflösung mit dem Pixelabstand d_{pp} begrenzt die maximal auflösbare Raumfrequenz. Hieraus ergibt sich ein mindestens einzuhaltender Abstand z_{min} zwischen rekonstruiertem Objekt und Sensor, denn je weiter das Objekt vom Sensor entfernt ist, desto geringer sind die Raumfrequenzen der Signale, die den Sensor erreichen, da die Begrenzung durch die Sensorausdehnung als Tiefpass wirkt. Geht man von einer quadratischen Sensorfläche mit n_p quadratischen Pixeln pro Dimension aus, folgt so direkt¹

$$z_{min} = \frac{n_p \cdot d_{pp}^2}{\lambda}. \quad (2)$$

Wird dieser Abstand unterschritten, ist mit Aliasing zu rechnen. Je weiter er jedoch überschritten wird, desto mehr Informationsverlust ist hinzunehmen, da dies die Tiefpasswirkung des Sensors verstärkt. Wie im Weiteren verdeutlicht wird, muss bei der Bestimmung von z_{min} außerdem beachtet werden, ob die Objektwelle, bevor sie auf den Sensor trifft, Medien unterschiedlicher Brechungsindizes passiert.

Eine weitere Konsequenz der Raumfrequenzbegrenzung bedingt durch die Sensorauflösung, ist die Begrenzung des Winkels zwischen Objekt- und Referenzstrahl auf wenige Grad [1], denn je größer dieser Winkel ist, desto größere aufzulösende Raumfrequenzen entstehen. Aufgrund der vergleichsweise geringen Raumfrequenzen durch den zentralen Streueckel überlagert mit der Referenzwelle sind daher In-line-Anordnungen für die digitale Holographie von Vorteil.

Auch bei Einhaltung der oben definierten Grenzen besitzt das System eine im Vergleich zum lateralen Fokus große Fokustiefe F . Hier wird analog zu [4] mit Fokustiefe bezeichnet, wie weit man sich in der Tiefe (hier in z-Richtung) vom Fokuspunkt entfernen kann, ohne eine deutliche Änderung der Intensitätsverteilung zu beobachten, was die Genauigkeit der Rekonstruktion der Streuteilchenpositionen in der Tiefe verringert. Ausgehend vom Beugungsbild eines Punktteilchens lässt sich näherungsweise die Fokustiefe in der Rekonstruktion eines sphärischen Teilchens endlichen Durchmessers d für die oben beschriebene Aufnahme- und Rekonstruktionsmethode herleiten [4]. Wird die Begrenzung des Öffnungswinkels des zentralen Streueckels bei der Mie-Streuung durch $2\lambda/d$ [5] als numerische Apertur angesetzt, ergibt sich $F = \beta d^2 / (2\lambda)$ mit $\beta \geq 1$ als Parameter, der systemspezifische Eigenschaften beschreibt. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Partikeln mit einem durchschnittlichen Durchmesser von 10 μm ergibt sich eine Fokustiefe von gerundet mindestens 0,1 mm.

Aufnahme und Rekonstruktion digitaler Hologramme von Streuteilchen in einer Flüssigkeitsströmung

In Abb. 2 ist der in dieser Arbeit verwendete Aufbau zur holographischen Aufnahme von Streupartikeln in einer Wasserströmung dargestellt. Hierzu wird Wasser in einer Glasküvette mit Polystyrenpartikeln versetzt und mittels eines Peltierelements oder eines Magnetrührers

¹ Eine detaillierte Diskussion zu Tiefpasswirkung und Sampling für holographische Particle Image Velocimetry findet sich in [3].

eine Strömung erzeugt. Es stehen zwei Küvettengrößen mit quadratischer Grundfläche mit einer Innenkantenlänge von 2 cm und von 5 cm zur Wahl. Das Licht eines frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers wird räumlich gefiltert, aufgeweitet und kollimiert, bevor es an den der Strömung folgenden Partikeln, gestreut wird. So entsteht auf dem Kamerasensor hinter der Küvette ein Interferenzmuster, das als Hologramm aufgezeichnet und numerisch weiterverarbeitet wird. Abhängig von der verwendeten Kamera und Belichtungszeit wird ein Graufilter eingestellt. Störungen durch Lichtstreuung an den Seitenwänden der Küvette werden mit einer Rechteckblende vor der Küvette minimiert. Bei den gezeigten Untersuchungen sind zwei verschiedene Kameras in Gebrauch: zum einen eine Hochgeschwindigkeitskamera, die mehr als 600 Bilder pro Sekunde (fps) bei einer Auflösung von 1024 x 1280 quadratischen Pixeln im Abstand von 12 μm aufnehmen kann, und eine Kamera mit 2048x2048 quadratischen Pixeln, die mit einer Auflösung von 7,4 μm Pixelabstand mit einer Bildrate von maximal 15 fps betrieben werden kann. Nach obiger Näherung erlauben beide Kameras Untersuchungen mit beiden Küvettengrößen ohne Überschreiten der Nyquist-Grenze. Gleichzeitig können die Kameras in einem so kleinen Aufnahmeabstand platziert werden, dass die numerische Apertur vom Öffnungswinkel des zentralen Streukegels und nicht von der Sensorgröße bestimmt wird.

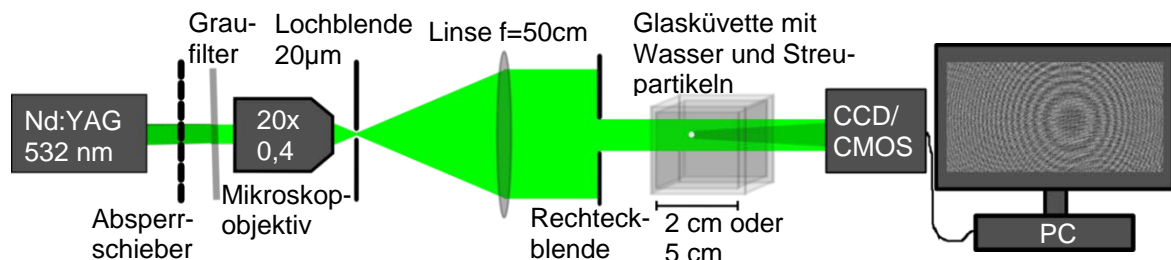


Abb. 2: Aufbau zur holographischen Aufnahme einer Flüssigkeitsströmung mit Hilfe von Mikropartikeln

Da ausschließlich bewegliche Objekte bei diesen Aufnahmen von Interesse sind, lassen sich verbleibende Störungen bei der Weiterverarbeitung der Hologramme numerisch reduzieren, indem der Mittelwert aller Hologramme einer Aufnahmeserie von jedem Hologramm subtrahiert wird. Der Effekt dieser Operation ist in Abb. 3 dargestellt, die einen Hologrammausschnitt vor und nach der Bearbeitung zeigt. Nach dieser Vorverarbeitung der Rohdaten sind deutlich für sphärische Streupartikel typische konzentrische Beugungsstrukturen zu erkennen.

In einem ersten Auswerteschritt werden die komplexen Amplituden des reellen Bildes aus jedem Hologramm in den einzelnen Tiefenschichten der Küvette unter Ausnutzung von Gleichungen (1.2) und (1.3) rekonstruiert. Zur Beschleunigung der Fouriertransformation werden ausschließlich quadratische Hologrammausschnitte der Kantenlänge $2^n, n \in \mathbb{N}$, genutzt. Es lässt sich in jeder rekonstruierten Schicht die Intensitätsverteilung wie auch die Phase auswerten. Abb. 4 zeigt oben beispielhaft die Intensitätsverteilung um ein rekonstruiertes Intensitätsmaximum für vier verschiedene rekonstruierte Abstände zum Kamerasensor und unten die aus den einzelnen Schichten zusammengesetzte Tiefenverteilung. Erkennbar ist der Unterschied zwischen der transversalen und der axialen Fokausdehnung.

Detektion der Partikelpositionen aus den rekonstruierten komplexen Amplituden

Zur Detektion der (x,y) -Position der aufgenommenen Partikel werden die Intensitäten aller rekonstruierten Ebenen aufsummiert. Um Störungen durch Rauschen zu verringern, werden nur die Intensitätswerte derjenigen Pixel aufsummiert, die einen hologrammabhängigen Schwellwert überschreiten. In dieser Summe wird nach lokalen Maxima gesucht, die einen vordefinierten Mindestabstand in x - und in y -Richtung voneinander besitzen. Maxima, die

hierbei in der Nähe der Ränder des Aufnahmesensors gefunden werden, werden vernachlässigt, da an den Rändern nur Bruchteile der konzentrischen Interferenzringe eines Partikels aufgenommen werden können. Dies erhöht die Wahrscheinlichkeit, dass Intensitätsmaxima, die an den Rändern gefunden werden, keine rekonstruierten Partikel sind.

Um auch die Tiefenkoordinate zu detektieren, wird nach den globalen Maxima in der Tiefenverteilung für jede der gespeicherten (x,y) -Maxima mittels eines Codes von [6] gesucht. Nur die Positionen werden weiter behandelt, die sowohl für die z -Position ein Intensitätsmaximum besitzen als auch in der transversalen Umgebung in der zugeordneten Tiefe. Schließlich werden die Positionen der Partikel, die mit der stärksten Intensität rekonstruiert worden sind, in allen Hologrammen für das Tracking der Partikeltrajektorien mittels eines frei zugänglichen Algorithmus für die Entwicklungsumgebung Matlab von [7] nach [8] genutzt.

Als zweiten Aspekt bei der Nutzung der Hologramminformationen zur Detektion von Partikelpositionen beschäftigt sich die vorgestellte Arbeit mit der Nutzbarkeit der Phaseninformation für die Rekonstruktion der Partikelpositionen. Auch zur Unterscheidung von Intensitätsmaxima aufgrund rekonstruierter Partikel und Speckle ist die Phaseninformation vielversprechend, denn, wie bereits in [9] erläutert, ist es sinnvoll von rekonstruierten Partikeln eine deutlich andere komplexe Amplitude zu erwarten als von Rauschquellen. Obwohl es sich bei der Phasenverteilung um die andere Hälfte der Information handelt, wird häufig lediglich die Intensitätsinformation ausgenutzt. Dies ist möglicherweise auch dadurch begründet, dass die Phaseninformation erst seit der Digitalisierung der Holographie direkt zugänglich ist. Ansätze zur Nutzung der Phaseninformation finden sich jedoch bereits. Beispielhaft seien hier [10], [11] und [9] genannt. So beschäftigt sich [11] mit der Phasensignatur von Partikeln in der In-line-Holographie. Die Autoren kommen zu dem Schluss, dass am Punkt eines Teilchens eine Singularität mit Phasensprung bestehe, die mit zunehmender Entfernung zum Partikel wieder abnehme. [10] schlägt die Ausnutzung des Imaginärteils der komplexen Amplitude vor, deren Varianz ein Minimum an der Position des Partikels annehmen müsse und demonstriert dies experimentell, während [9] eine Teilchensignaturfunktion definiert, die genutzt werden könne, um – im Gegensatz zu früheren Routinen – Partikelbilder zu validieren, die in beliebigen Streuwinkeln aufgenommen worden seien.

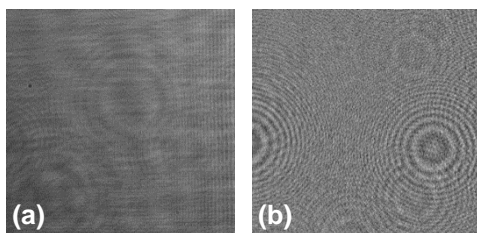


Abb. 3: Verarbeitung der Hologramme vor der numerischen Rekonstruktion: (a) Ausschnitt von 500x500 Pixeln der Rohdaten (b) derselbe Ausschnitt nach der Vorverarbeitung. In beiden Fällen wurde auf 256 Grauwerte normiert.

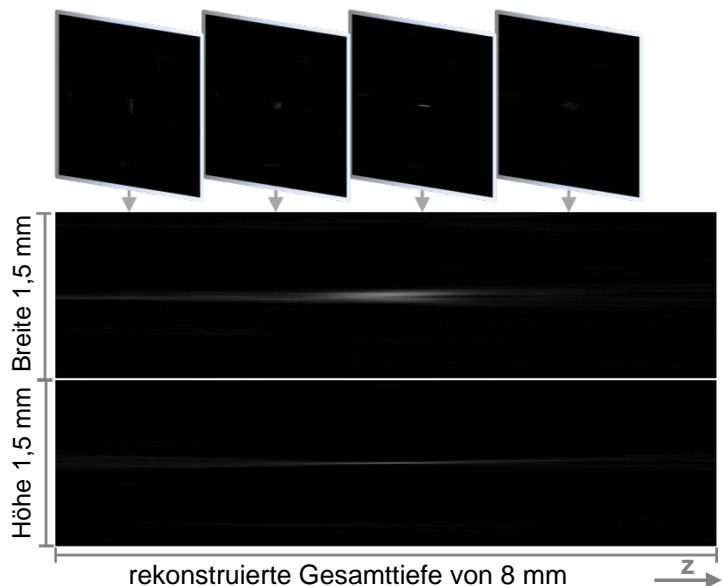


Abb. 4: Rekonstruierte Intensitäten um einen Fokus: Im oberen Bildbereich sind die transversalen Verteilungen dargestellt, die den entsprechenden rekonstruierten Tiefe in z mit Pfeilen zugeordnet sind.

Auch Messungen in der vorgestellten Arbeit zeigen häufig auffällige Phasenstrukturen an detektierten Partikelpositionen. In Abb. 5 sind Intensitätsverteilung und Phasenstruktur für Position $(X, Y, z) \approx (6; 4; 134) \text{ mm}$ dargestellt, die durch den oben vorgestellten Algorithmus als Partikelposition detektiert wurde. Der Ursprung entspricht hier einer Ecke des Hologramms. Alle Abbildungen zeigen denselben rekonstruierten Tiefenbereich von insgesamt 4 cm. Abb. (a) bis (c) zeigen Intensitäts- und Phaseninformation für diese (x, y) -Position in Abhängigkeit von der Tiefe, wobei in (c) alle Phasenänderungen von mindestens 2π entfernt wurden (Unwrapping). Ein Phasensprung ist – wenn auch stark verrauscht – zu erkennen. Die zweidimensionalen Phasenverteilungen in den (x, z) - und (y, z) -Ebenen für die detektierte Position sind in (d) und (e) dargestellt. Besonders deutlich ist eine auffällige Struktur in Abb. (e) zu erkennen: Vor der Partikelposition zieht sich ein Phasenkegel zusammen, um sich nach Durchlaufen dieser Position wieder auszudehnen. Dies sieht der in [11] dargestellten Messung von Partikeln aufgebracht auf einer Glasscheibe sehr ähnlich, obwohl in den hier vorstellten Messungen kleinere Partikel durch verschiedene Medien hindurch in dreidimensionaler Verteilung beobachtet werden. Da diese Struktur nicht an allen detektierten potentiellen Partikelpositionen zu finden ist, sollte es möglich sein, sie als Validierungsgrundlage zu nutzen, ob es sich an der detektierten Position tatsächlich um ein Teilchen oder nur um Speckle handelt. Da die Phasenstruktur augenscheinlich nur in einer Ebene sauber getroffen wurde, erscheint eine zusätzliche Nutzung zur feineren Positionsdetektion vielversprechend.

Rekonstruierte Trajektorien

Nach dem Tracking der Teilchen werden die Teilchenbahnen durch einen Spline-Fit berechnet. Die Standardabweichung der detektierten Positionen zu diesem Fit wird zur Abschätzung der Fehler in der Rekonstruktion genutzt. Abb. 6 zeigt solche rekonstruierten Teilchenbahnen. Hierbei wurde in einer 5 cm breiten und 5 cm tiefen mit Wasser gefüllten Küvette mittels eines Magnetrührers eine Wirbelströmung erzeugt. Insbesondere in der xz -Projektion in Abb. 6 (a) ist zu erkennen, dass sinnvolle Bahnen rekonstruiert werden können, so dass es sich hierbei mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht um Speckle handelt. Dennoch wurde bei diesen Aufnahmen der Mindestaufnahmeabstand unterschritten, weshalb damit zu rechnen ist, dass neben tatsächlich vorhandenen Teilchen zusätzliche Intensitätsmaxima rekonstruiert worden sind. Eine Frage, die die rekonstruierten Partikeltrajektorien aufwerfen ist, warum diese

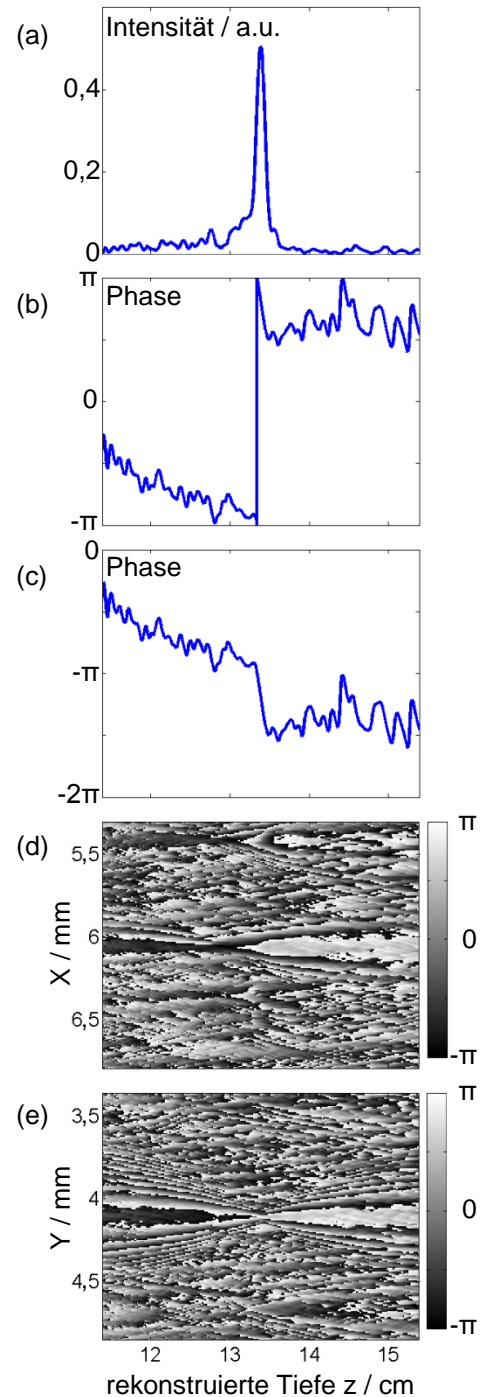


Abb. 5: Betrachtung einer rekonstruierten Partikelposition in Abhängigkeit von der rekonstruierten Tiefe z
(a) Relative Intensität,
(b) Phase
(c) entpackte Phase (unwrapped)
(d) x, z -Phasenverteilung in $[-\pi, \pi]$
(e) y, z -Phasenverteilung in $[-\pi, \pi]$

nur in einer Gesamttiefe von etwa 4,0 cm zu finden sind, das Probenvolumen also gestaucht erscheint. Dies wird im Folgenden diskutiert.

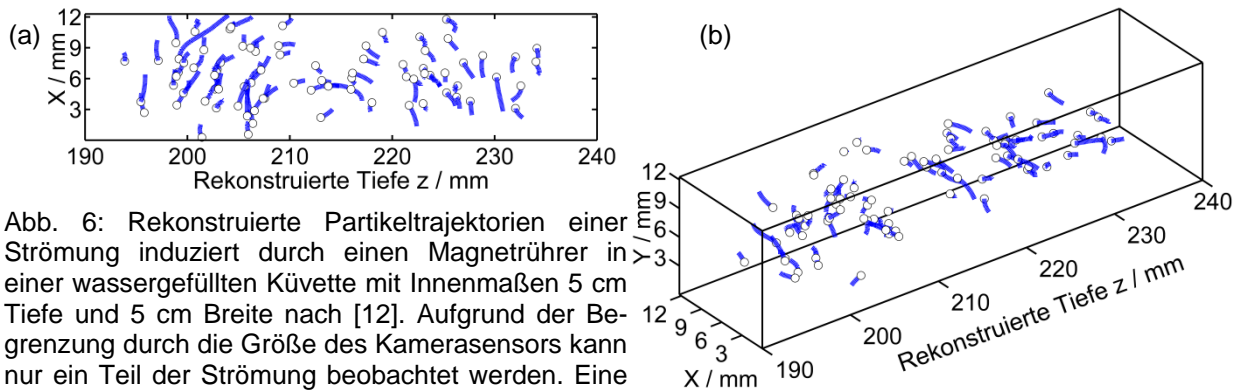


Abb. 6: Rekonstruierte Partikeltrajektorien einer Strömung induziert durch einen Magnetrührer in einer wassergefüllten Küvette mit Innenmaßen 5 cm Tiefe und 5 cm Breite nach [12]. Aufgrund der Begrenzung durch die Größe des Kamerasensors kann nur ein Teil der Strömung beobachtet werden. Eine Ecke des Sensors definiert den Ursprung.

Rekonstruierte Stauchung des Probenvolumens

Bei Betrachtung des abbildenden Systems und des Untersuchungsobjekts fällt auf, dass das Objektlicht, d.h. das an den Mikropartikeln gestreute Licht, bevor es auf dem Kamerasensor ein Interferenzmuster mit dem Referenzlicht erzeugt, Medien verschiedener Brechungsindizes durchläuft. Daraus folgern wir den Effekt, dass die konzentrischen Strukturen, die aufgrund dieser Interferenz entstehen, verzogen werden. In diesem Fall so, dass das streuende Partikel in der Rekonstruktion näher erscheint.

Dieser Zusammenhang lässt sich, wie in Abb. 7 überzeichnet skizziert, strahlenoptisch verstehen. Als Hilfslinien sind ausgehend vom Streupartikel die Randstrahlen des zentralen Streukegels dargestellt, dessen Öffnungswinkel wir als $2\theta_{max} = 2\lambda/d$ mit d als Teilchendurchmesser [5] annehmen. Diese Randstrahlen werden nach Snellius an der Küvettinglaswand nach innen und, sobald sie auf die Luftschicht treffen, nach außen gebrochen. Neben diesen Brechungsindexänderungen bedingt durch das Untersuchungsobjekt treten weitere auf, wenn die Kamera ein Schutzfenster und hinter dem Schutzfenster eine Gasschicht besitzt, bevor der eigentliche Sensor getroffen wird. Sind n_1 und n_5 die Brechungsindizes von Wasser und Gasschicht, ergibt sich eine Abhängigkeit zwischen rekonstruiertem Teilchenabstand f_2 zur Küvettingwand vom ursprünglichen Abstand des Streuteilchens zur Wand f_1 :

$$f_2 = f_1 \frac{\tan \theta}{\tan \left[\arcsin \left(\frac{n_1}{n_5} \sin \theta \right) \right]} + C \quad (3)$$

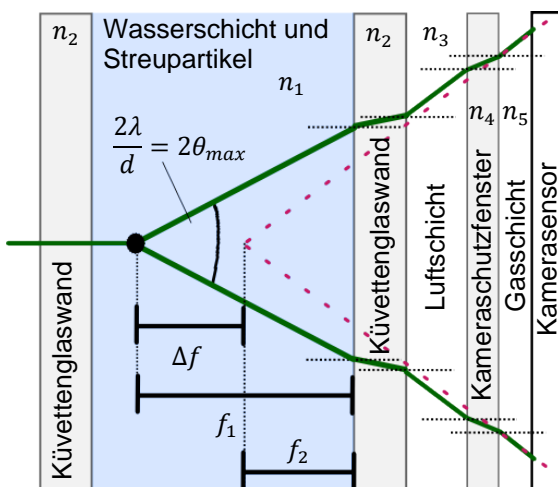


Abb. 7: Skizze zur Veränderung der rekonstruierten Fokusposition durch Brechungsindexänderungen zwischen Objekt und Sensor

mit der systemabhängigen Konstante C . Hat die Kamera kein Schutzfenster, beschreibt n_5 den Brechungsindex von Luft. Für den vorgestellten Aufbau ergibt sich so eine Verkürzung der rekonstruierten Küvettingtiefe auf etwa 3,8 cm, was in Anbetracht der Fokustiefe in recht guter Übereinstimmung zu den rekonstruierten 4 cm ist. Zusätzlich erscheint der Abstand zwischen Sensor und Untersuchungsobjekt verkürzt, was zu berücksichtigen ist, wenn der Mindestabstand zwischen der Probe und dem Kamerachip nach Gleichung (2) bestimmt wird. Aus Gleichung (3) geht außerdem hervor, dass die Verschiebung Δf der rekonstruierten Abstände proportional von f_1 abhängt. Für den in dieser Arbeit verwendeten

Aufbau nimmt Δf proportional mit f_1 zu. Dies wirkt sich auf die Berechnung der Kerne aus Gleichung (1) aus, denn, um die komplette Tiefe der Probe in gleichmäßige Schichtabständen zu rekonstruieren, muss der Wert der Tiefe z abhängig vom Wert f_1 in dieser Tiefe definiert werden. So sollte sich auch die Positionsbestimmung für weiter von der Kamera entfernt befindliche Partikel verbessern lassen, woran momentan gearbeitet wird.

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit konnten erfolgreich physikalisch sinnvolle Bahnen von Mikropartikeln in Wasserströmungen in zeitlicher Auflösung von mehr als 600 Hz mittels digitaler Holographie verfolgt werden. Hierzu wurde ein Algorithmus in der Entwicklungsumgebung Matlab genutzt, der das reelle Bild rekonstruiert und auswertet. Eine Stauchung des Probenvolumens in der Rekonstruktion mit Folgerungen sowohl für den Messaufbau als auch für die Auswerteroutinen wurde dargestellt. Die experimentelle Untersuchung der Phasensignaturen von Mikropartikeln wurde begonnen und soll weitergeführt werden, da, wie klar geworden ist, die Phase eine vielversprechende Informationsquelle zur Detektion und Validierung von Partikelpositionen ist. Zu diesem Zweck soll in zukünftigen Experimenten eine Küvette mit fest eingegossenen Partikeln genutzt werden. Bekannte Partikelpositionen ließen sich so mit rekonstruierten Positionen zur Fehleranalyse vergleichen und die Phasencharakteristika von Speckle und Partikeln analysieren.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich beim Niedersächsischen Ministerium für Wissenschaft und Kultur (MWK), das die hier vorgestellten Arbeiten finanziell unterstützt hat.

Literatur

- [1] Schnars, U. and Jüptner, P.O., 2002: „Digital recording and numerical reconstruction of holograms“, Meas. Sci. Technol., Vol. 13 (9), pp. R85-101
- [2] Goodman, J.W., 2005: „Introduction to Fourier Optics“, 3rd Edition, Roberts & Company Englewood, Colorado
- [3] Zhang, Y.; Shen, G.; Schröder, A. and Kompenhans, J., 2006: „Influence of some recording parameters on digital holography particle image velocimetry“, Opt. Engineering, Vol. 45 (7), p. 075801
- [4] Meng, H. and Fazole, H., 1995 „In-line recording and off-axis viewing technique for holographic particle velocimetry“ Col. 34 (11) pp.1827-40
- [5] Meng, H; Pan, G. and Woodward, S.H., 2004: „Holographic particle image velocimetry: from film to digital recording“, Meas. Sci. Technol., Vol. 15 (4), pp. 673-685
- [6] written by Lic. on Physics Carlos Adrián Vargas Aguilera , Physical Oceanography MS candidate, Universidad de Guadalajara, Mexico, 2004, from <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange>, submitted at 2006-09-14
- [7] Blair, D. and Dufresne, E. “The Matlab Particle Tracking Code Prepository” <http://physics.georgetown.edu/matlab/>
- [8] Crocker, J.C. and Grier D.G., 1996: “Methods of Digital Video Microscopy for Colloidal Studies”, Vol. 179 (1), pp. 298-310
- [9] de Jong, J. and Meng, H. 2007: “Digital holographic particle validation via complex wave“, Appl. Opt. Vol. 46 (31), pp. 7652-61
- [10] Pan, G. and Meng, H., 2003: „Digital Holography of Particle Fields: Reconstruction by Use of Complex Amplitude“, Appl. Opt., Vol. 42 (2), pp. 827-833
- [11] Yang, W.; Kostinski, A.B. and Shaw, R.A., 2006: “Phase signature for particle detection with digital in-line holography“, Opt. Let., Vol. 31 (10), pp. 1399-1401
- [12] Hindriksen, C., 2011 „Analyse von dreidimensionalen Strömungen mit Hilfe digitaler In-Line-Holographie unter Verwendung einer Hochgeschwindigkeitskamera“, Masterarbeit, Institut für Physik, Universität Oldenburg