

Bachelorarbeit aus der Physik

**Kalibration eines optischen
Talbotinterferometers durch
Messung von Stickstoff und Test
eines optischen Bonse-Hart
Aufbaus**

vorgelegt von
Philipp Amon

13 November 2020

Erlangen Centre for Astroparticle Physics
Department of Physics
Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg



Betreuerin: Prof. Dr. Gisela Anton

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	5
2 Theorie	7
2.1 Wellen in Materie	7
2.2 Phasenkontrastbildgebung	8
2.3 Talboteffekt	9
2.4 Gitter	10
2.5 Fourierbildgebung	11
3 Methoden	13
3.1 Talbotinterferometer	13
3.1.1 Komponenten des Aufbaus	14
3.1.2 Software	19
3.1.3 Optimierung des Aufbaus	20
3.2 Versuchsaufbau	30
4 Experimente und Erkenntnisse	31
4.1 Prozess der Datengewinnung	31
4.2 Bestimmung der Dicke des Gasstrahls	37
4.3 Bestimmung des Brechungsindexes	39
4.4 Neuer Aufbau	43
4.4.1 Single-shot Methode	45
4.4.2 Messung nach Prinzip von Bonse und Hart	50
5 Zusammenfassung und Ausblick	55
Literatur	57

1 Einleitung

Die Untersuchung von Plasmaschocks ist in vielen Forschungsbereichen relevant, da diese zum Beispiel in Supernovaüberresten auftreten [Rem+99] und Teil der Laserfusions- [Eps97] und Kernwaffentechnikforschung [Dlo99] sind. Der Brechungsindex sowie die Elektronendichte des Plasmas beeinflussen den Phasenschub von Wellen darin [Aks19]. Phasenschübe zwischen Röntgenstrahlen untersuchten U. Bonse und M. Hart bereits 1965 mit einem Interferometer, welches aus einem Kristallblock bestand, der unter anderem als Strahlteiler fungierte [BH65], wobei Phasenschübe und Plasmen auch im optischen Bereich untersucht werden [Pez+11]. Ziel dieser Arbeit ist es, ein optisches Talbotinterferometer aus [Aks19] zu optimieren, sodass reproduzierbare Messungen mit Stickstoffgas möglich werden. Des Weiteren wird untersucht, ob nach Bonse und Harts Prinzip mit gitterbasiertem Phasenkontrast und Fourierbildgebung im optischen Wellenlängenbereich mit Gittern als Strahlteiler gemessen werden kann, um dann etwaige Probleme zu erkennen, welche bei einer Übersetzung des Aufbaus in den Röntgenbereich auftreten könnten, damit eine effiziente Nutzung von 'Strahlzeit' an einer Forschungseinrichtung mit kohärenter und monochromatischer Synchrotronstrahlung gewährleistet werden kann.

2 Theorie

2.1 Wellen in Materie

Licht kann als elektromagnetische Welle beschrieben werden. Ihr Verhalten ändert sich, wenn sie durch Materie propagiert. Die Auswirkung von Materie auf die Welle ist in Abbildung 2.1 dargestellt und wird in diesem Kapitel angepasst an [Sch16] beschrieben. Darin sind zwei ebene Wellen zu sehen, die in z-Richtung propagieren. Eine Welle befindet sich im Vakuum, die andere durchläuft ein Medium mit komplexem Brechungsindex

$$\tilde{n} = 1 - \delta + i\beta = n + i\beta, \quad (2.1)$$

mit dem Realteil des Brechungsindex n , dem Brechungsindexdekrement δ und dem Extinktionskoeffizient β [Web13; KH08]. Die lilafarbenen Linien markieren Orte gleicher Phase. Senkrecht zu diesen Phasenfronten steht der Wellenvektor \vec{k} , der in z-Richtung verläuft und die Ausbreitungsrichtung der Welle beschreibt. Die Wellen unterscheiden sich erst, nachdem eine Welle das grau markierte Medium durchdrungen hat. Zum einen weisen sie eine Phasendifferenz zueinander auf, welche in Abbildung 2.1 mit $\Delta\Phi$ markiert ist. Zum anderen unterscheiden sie sich aufgrund von Absorption um die Amplitude ΔA . Mathematisch lässt sich die Auswirkung der Materie auf die mit der Zeit t in z-Richtung propagierenden Welle darstellen mit

$$\Psi(z,t) = \Psi_0 \exp(i(k_0 z - \omega t)) \cdot \exp(-k_0 \beta z) \cdot \exp(-i\delta k_0 z), \quad (2.2)$$

mit der Kreisfrequenz ω und dem Betrag des Wellenvektors im Vakuum k_0 . Der erste Faktor in der Gleichung entspricht einer ebenen Welle im Vakuum als Lösung der Wellengleichung [Nol13].

Die Intensität einer Welle ist durch ihr Betragsquadrat gegeben. Wendet man dies auf die Gleichung 2.2 an, so verschwinden alle imaginären Exponenten und es verbleibt nur noch der zweite Faktor, der den Imaginärteil des Brechungsindex β enthält und die einhüllende Funktion sowie den Effekt der Absorption beschreibt. Deshalb verringert sich die Strahlungsleistung nach dem Lambert-Beer Gesetz, genähert für eine monochromatische Strahlungsquelle und ein homogenes Medium nach

$$I(z) = I_0 \cdot \exp(-\mu z), \quad (2.3)$$

mit der ursprünglichen Intensität I_0 . μ entspricht dem linearen Schwächungskoeffizienten, welcher proportional zu β ist und sich aus den Wechselwirkungseffekten mit der Materie wie dem Photo- oder Comptoneffekt ergibt [Buz08]. Aus dieser Verringerung

der Intensität durch ein Objekt lässt sich, wie in Kapitel 2.2 beschrieben, ein Absorptionsbild berechnen.

Aus dem durch das Objekt hervorgerufenen Phasenschub, welcher für ein homogenes Medium dem mit i multiplizierten Exponenten des dritten Faktors aus Gleichung 2.2 entspricht, lässt sich ein differentielles Phasenbild bestimmen. Die Richtung des Wellenvektors \vec{k} , der senkrecht auf den Wellenfronten steht, wird durch den Phasenschub verändert. In Abbildung 2.1 ist dies dadurch zu sehen, dass sich die lilafarbene Wellenfront um einen Winkel zur ursprünglichen Ausrichtung, welche gestrichelt markiert ist, verschiebt. Steht ein Gitter im Strahlengang, so verändert sich dessen Talbotmuster, welches in Kapitel 2.3 beschrieben wird. Das Vorgehen zur Bestimmung des differentiellen Phasenbildes wird in den folgenden Kapiteln beschrieben.

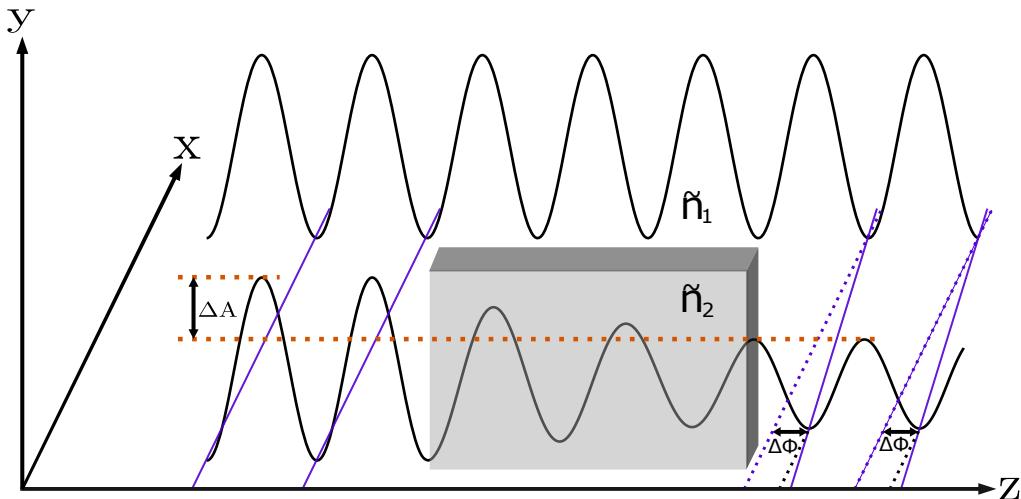


Abbildung 2.1: Schema zweier in z -Richtung propagierender Wellen. Die Orte gleicher Phase sind lila farbig markiert. Eine Welle befindet sich im Vakuum. Die andere durchdringt ein Medium mit Brechungsindex \tilde{n}_2 . Dadurch entsteht zwischen den Wellen ein Unterschied in der Amplitude ΔA und der Phase $\Delta\Phi$. Übernommen (und angepasst) aus [Sch16].

2.2 Phasenkontrastbildgebung

In dieser Arbeit wird mit gitterbasierter Phasenkontrastbildgebung gearbeitet. Damit lässt sich neben dem bereits genannten Absorptionsbild, ein differentielles Phasenbild und ein Dunkelfeld berechnen.

Aus der Verringerung der Intensität I_{Obj} durch ein Objekt in der Objektaufnahme nach Gleichung 2.3 ergibt sich durch den Vergleich zur Intensität I_{Ref} im Referenzbild ohne Objekt nach

$$\Gamma = -\ln \frac{I_{\text{Obj}}}{I_{\text{Ref}}} \quad (2.4)$$

pixelweise ein Absorptionsbild.

Das Dunkelfeldsignal entsteht unter anderem durch Kleinwinkelstreuung an kleinen Objekten und lässt sich aus der Visibilität

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (2.5)$$

mit der maximalen und minimalen Intensität I_{\max} und I_{\min} des Talbotmusters der optischen Gitter [M+08] nach der Gleichung

$$\Sigma = \frac{V_{\text{Obj}}}{V_{\text{Ref}}}, \quad (2.6)$$

mit der Visibilität in der Objektaufnahme und der Referenzaufnahme [Pfe+08], berechnen. Der durch transparente Medien hervorgerufene Phasenschub wird in dieser Arbeit mittels Fourierbildgebung aus dem Talbotmuster bestimmt. Alle genannten Aspekte werden im Folgenden ausführlich behandelt und es wird nur noch mit dem differentiellen Phasenbild weitergearbeitet.

2.3 Talboteffekt

Wird eine periodische Struktur mit einer kleinen Strahlungsquelle [FRS36] beleuchtet, tritt der sogenannte Talboteffekt auf [Fey02] und ist somit Bestandteil der gitterbasierten Phasenkontrastbildung. Der Effekt wurde erstmals 1836 von William Henry Fox Talbot beobachtet [FRS36] und sagt aus, dass im vollen Talbotabstand hinter der Struktur deren erstes Selbstbild entsteht. Der Abstand, welcher erstmals von Lord Rayleigh mathematisch dargestellt wurde, ist gegeben durch

$$Z = \frac{\lambda}{1 - \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{p^2}}}, \quad (2.7)$$

mit der Wellenlänge λ und der Gitterperiode p [FRS81]. Für den Fall $\lambda \ll p$ vereinfacht sich dieser Term durch Tailorentwicklung zu

$$Z = 2 \cdot \frac{p^2}{\lambda}. \quad (2.8)$$

Selbstbilder treten in diesem Abstand und in ganzzahligen Vielfachen davon auf. Abhängig vom bestrahlten Gitter können zudem in fraktionalen Talbotabständen verschobene Abbilder mit anderer Periode auftreten (siehe Kapitel 2.4). Der Talboteffekt ist ein Beugungsphänomen im Nahfeld, bei dem die gebeugten Wellenfronten nicht mehr als eben angesehen werden können [Ped+96]. Eine Vergrößerung der Entfernung der Kamera zum Gitter verändert in diesem Bereich nicht nur die Größe des Beugungsbildes, sondern auch dessen Struktur. Die mathematische Behandlung dieses Bildes ist in der Regel nur mit numerischen Verfahren möglich [Ped+96].

Werden zwei periodische Strukturen, wie beispielsweise Talbotmuster, überlagert, so kann ein sogenanntes Moiré-Muster entstehen, sofern sich die Strukturen leicht in ihrer Periode unterscheiden oder ein Kippwinkel zueinander vorliegt. Das Moiré-Muster erscheint dann in einem neuen Winkel und einer neuen Periode, welche mit kleiner werdendem Unterschied zwischen den Mustern zunimmt [Ami09].

Im Fernfeld treten Beugungsordnungen des Gitters auf. Deren Intensitätsmaxima erscheinen nach der Gittergleichung

$$\sin \alpha_{\max} = m \cdot \frac{\lambda}{p}, \quad (2.9)$$

mit $m \in \mathbb{Z}$, der Wellenlänge λ und der Gitterperiode p , unter dem Winkel α_{\max} .

2.4 Gitter

Optische Gitter sind periodische Strukturen, welche sich in Transmissions- und Reflexions- sowie Amplituden- und Phasengitter einteilen lassen [Ped+96]. Im Versuch wird die Amplitude oder die Phase des Lichtes durch Transmissionsamplituden- und Transmissionsphasengitter moduliert. Die Gitter sind Rechteckgitter. Das Amplitudengitter besteht aus periodisch angeordneten, idealerweise vollständig lichtabsorbierenden Stegen mit optisch transparenten Zwischenräumen. Diese werden auch mit dem sogenannten duty cycle des Gitters angegeben, welcher in dieser Arbeit als Zwischenraumbreite über der Summe aus Linienbreite und Zwischenraumbreite definiert wird. Das Gitter erzeugt wie in Kapitel 2.3 beschrieben ein Interferenzmuster. Jedoch treten charakteristisch für das Amplitudengitter mittig zwischen den vollen Talbotabständen zusätzliche Selbstbilder auf, welche allerdings in der Gitterebene senkrecht zu den Stegen um eine halbe Gitterperiode verschoben sind [Edg69]. Diese Abstände werden in dieser Arbeit als fraktionale Talbotabstände (siehe Formel 2.11) bezeichnet. Zu beachten ist, dass es zu kleineren Gitterperioden hin schwer wird, ausreichend dicke Stege zu bauen, welche das einfallende Licht absorbieren. Deswegen sind, vor allem bei Verwendung von hochenergetischen Röntgenstrahlen, Phasengitter von Vorteil [Clo+97]. Diese bestehen aus transparentem Material und absorbieren idealerweise kein Licht. Sie modulieren nicht wie die Amplitudengitter die Amplitude des Lichtes, sondern nur die Phase. Im Versuch wird ein binäres Phasengitter verwendet (siehe Abbildung 2.2). Dieses besteht aus einem Medium mit Brechungsindex n_1 , welches eine Grundfläche und Stege formt und von einem zweiten Medium mit Brechungsindex n_2 , in diesem Fall Luft, umgeben wird. Das Licht legt somit beim Propagieren durch das Gitter, je nachdem ob es auf einen Steg trifft oder nicht, unterschiedliche optische Weglängen zurück. Aufgrund der unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten in den Medien verzerrt die Phasenfronten um die sogenannte Phasentiefe

$$\Delta\Phi = 2\pi h \cdot \frac{n_1 - n_2}{\lambda}, \quad (2.10)$$

mit der Steghöhe h und der Wellenlänge des einstrahlenden Lichtes λ [GTP07]. Ist der duty cycle $= \frac{1}{2}$ und die phase-depth $\Delta\Phi = \pi$, so tritt im Fernfeld keine nullte und zweite Beugungsordnung auf [GTP07]. Zudem kommt es zur Frequenzverdopplung bei den fraktionalen Talbotabständen Z_F^m [Sul97]. Diese sind allgemein gegeben durch

$$Z_F^m = \frac{2m-1}{4\mu^2} \cdot Z, \quad (2.11)$$

mit $m \in \mathbb{N}$, $\mu \in \{1, 2\}$ und dem vollen Talbotabstand Z (siehe Formel 2.7) [YW15]. μ ist abhängig vom Gitter. Beispielsweise ist μ gleich zwei wenn $\Delta\Phi = \pi$ und eins wenn $\Delta\Phi = \frac{\pi}{2}$.

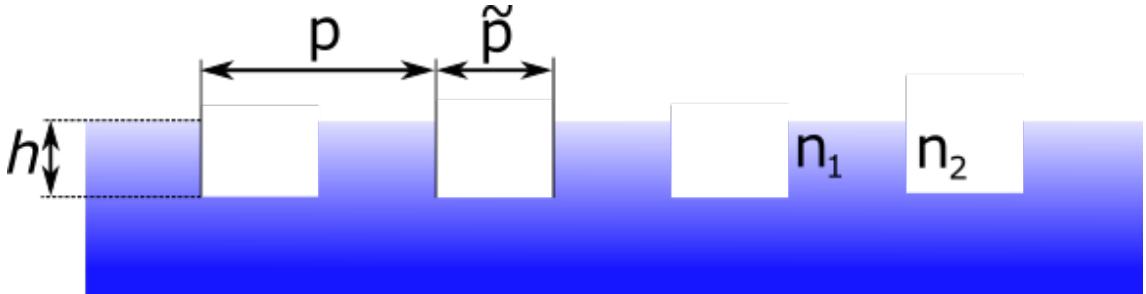


Abbildung 2.2: Schema eines binären Phasengitters mit Gitterperiode p , Steghöhe h , duty cycle $\frac{p}{p}$ sowie Brechungsindex n_1 der Stege und n_2 des umgebenden Materials, übernommen (und angepasst) aus [Aks19].

2.5 Fourierbildgebung

Wenn der Talboteffekt auftritt, entsteht idealerweise ein perfektes Selbstbild des Gitters im Talbotabstand. Befindet sich allerdings eine Probe im Strahlengang, so wird wegen der Variation des Brechungsindex im Vergleich zu einer sich frei ausbreitenden Welle die Phasenfront nach Gleichung 2.10 verschoben. In diesem Fall bezeichnet h allerdings die Dicke der Probe und $n_1 - n_2$ die Differenz des Realteils des Brechungsindexes von Probe zu umgebendem Material. Dadurch kommt es im Talbotmuster zu einer lateralen Verschiebung der Gitterstäbe [Sei+18]. Eine somit entstehende Intensitätsverteilung $I(x, y)$ lässt sich, im Falle eines Sinusgitters mit in y -Richtung verlaufenden Stegen, beschreiben mit

$$I(x, y) = I_0(x, y) + I_1(x, y) \cdot \cos(2\pi f_0 x + \Delta\phi(x, y)), \quad (2.12)$$

mit der Intensität des Hintergrundes $I_0(x, y)$ sowie der Oszillation $I_1(x, y)$, der Gitterfrequenz f_0 und dem differentiellen Phasenschub $\Delta\phi$ [TIK82]. Zu beachten ist,

dass dies nur eine Näherung für die im Versuch verwendeten Binärgitter ist. Der Phasenschub zieht somit eine Veränderung der Intensitätsverteilung nach sich. Die Verteilung wird mit dem Detektor gemessen. Daraus wird der durch die Probe verursachte Phasenschub berechnet. Dies geschieht mit dem nach dem Schema von Takeuda [TIK82] arbeitendem Matlaskript, welches in Kapitel 3.1.2 genauer beschrieben wird. Es arbeitet mit der Fourierbildungsmethode, welche eine single-shot Methode ist. Dies hat den Vorteil, dass nur eine Objekt- und eine Referenzmessung ohne Objekt im Strahlengang pro Messung durchgeführt werden muss. Wie in Kapitel 3.1.2 beschrieben, wird die Bildinformation der Objekt- und Referenzaufnahme getrennt und man erhält, neben den nicht weiter betrachteten Transmissions- und Dunkelfeldbildern, ein differentielles Phasenkontrastbild [Sei+18]. Die differentielle Phase ergibt sich, wenn eine senkrecht zum Gitter einfallende, ebene Welle von der Probe um den Winkel Θ abgelenkt wird zu

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{p_2} \cdot Z_F^m \cdot \tan \Theta, \quad (2.13)$$

mit dem fraktionalen Talbotabstand Z_F^m , in dem das Gitter zum Detektor steht und der aufgrund der Strahldivergenz auf dem Detektor vergrößerten Periode p_2 des Gitters mit Periode p [Rit15]. Die Formel ist von Aufbauten mit zwei Gittern an den hier verwendeten Aufbau angepasst, in dem das Gitter direkt aufgelöst werden kann. In dem differentiellen Phasenkontrastbild ist allerdings noch das phase-wrapping enthalten. Dieses wird mit einem weiteren Matlaskript der Arbeitsgruppe behoben, sodass der kontinuierliche Phasenschub auch kontinuierlich dargestellt wird (siehe Kapitel 3.1.2). Durch Integration in x-Richtung ergibt sich daraus, für die Näherung eines homogenen Brechungsindexes der Probe, der durch das gesamte Objekt hervorgerufene Phasenschub

$$\Delta\Phi = \frac{p_2}{\lambda \cdot Z_F^m} \int \Delta\phi dx, \quad (2.14)$$

mit der Wellenlänge λ [Rit15], wobei die Faktoren vor dem Integral dem Inversen der Phasensensitivität bei Vernachlässigung von Vergrößerung zwischen Objekt und Gitter entsprechen.

3 Methoden

3.1 Talbotinterferometer

Um die Komponenten des Versuchsaufbaus und die Software zu testen, als auch um optimierte Einstellungen zu finden, wird zuerst ein Talbotinterferometer realisiert, das an die Messungen aus [Aks19] angelehnt und in Abbildung 3.1 zu sehen ist. Der vom Diodenlaser (siehe Tabelle 3.1) erzeugte Laserstrahl wird durch ein Kepler-Fernrohr vergrößert und propagiert zum Teil durch einen Stickstoffstrahl. Dessen Druck wird mit einem Druckminderer (siehe Abbildung 3.2) reguliert und durch einen PVC-Schlauch zum Laserstrahl geleitet. Dieser erfährt somit einen Phasenschub und fällt danach auf ein Absorptionsgitter, welches mit einer Kamera (siehe Tabelle 3.2) abgebildet wird. Der Phasenschub wird aus der durch ihn bedingten lateralen Verschiebung des Gitters mithilfe eines Rekonstruktionsskriptes, dessen Funktionsweise in Kapitel 3.1.2 beschrieben ist, berechnet. Alle Bestandteile des Aufbaus werden in den folgenden Kapiteln einzeln beschrieben. Im Vergleich zu den Messungen aus [Aks19] wurde ein besserer Laser verwendet. Das zusätzliche Kepler-Fernrohr ermöglicht zudem, dass nun die Kamera schon bei kleineren Abständen zur Quelle voll ausgeleuchtet wird. Das untersuchte Butangas wurde mit Stickstoff ausgetauscht, mit dem reproduzierbar gemessen werden konnte. Deshalb war eine Datenselektion zu keinem Zeitpunkt notwendig, was eine Verbesserung im Bezug auf die vorherigen Butangas-Messungen mit dem Aufbau in [Aks19] ist. Somit kann der Aufbau mit dieser Probe kalibriert werden. Außerdem tritt kein phase-wrapping (siehe Kapitel 3.1.2) auf, weswegen ein unwrapping-Algorithmus als potentielle Fehlerquelle nicht angewandt werden muss.

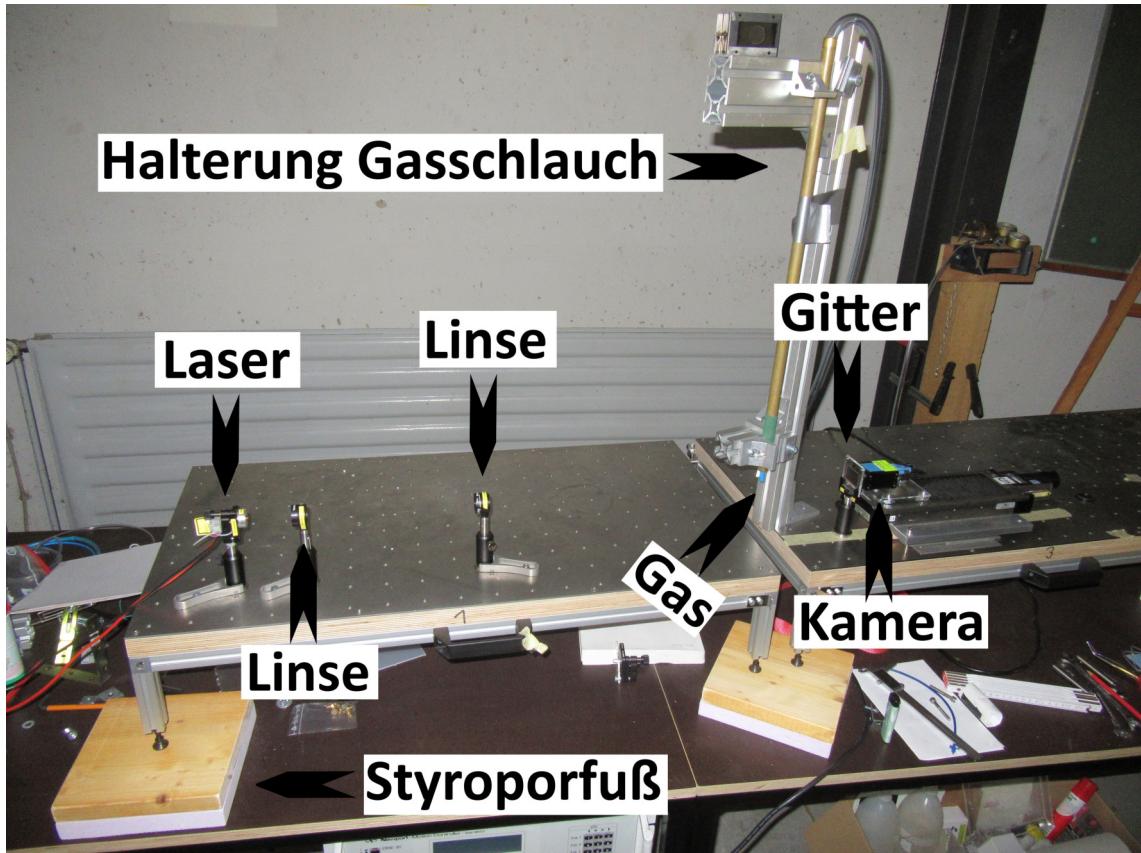


Abbildung 3.1: Bild des Versuchsaufbaus mit markierten, in Kapitel 3.1.1 beschriebenen Elementen. Der vom Laser ausgesendete Laserstrahl wird durch ein Linsensystem vergrößert und propagiert zum Teil durch Stickstoffgas. Danach fällt er zuerst auf ein Absorptionsgitter mit einer Periode von $61.5 \mu\text{m}$ und dann auf die Kamera. Um das Schwingen des Aufbaus zu verringern, wurde er auf Styroporfüßen gelagert.

3.1.1 Komponenten des Aufbaus

Laser

Der im Versuch verwendete Laser ist der Single Mode Diodenlaser DI650-0.4-3(8×21)-AP von der Picotronic GmbH. Die Produktinformationen sind in Tabelle 3.1 gelistet. Idealerweise erzeugt er monochromatisches Licht. Somit existieren in Abbildern im Talbotabstand nach Formel 2.7 keine Beiträge von anderen Wellenlängen, die ein störendes Hintergrundsignal erzeugen und die Visibilität verschlechtern würden. Zudem erfüllt er aufgrund seiner Eigenschaften als Laser die Anforderung an ausreichende räumliche Kohärenz [Fey02; Ped+96], die für das Auftreten des Talbotefektes notwendig ist [Lud20]. Das von ihm ausgesandte parallele Lichtbündel wird mit einem Kepler-Teleskop aus zwei Linsen vergrößert, sodass der gesamte Detektor

bestrahlt wird. Später im Versuch wird das Linsensystem, wie in Kapitel 3.1.3 beschrieben, angepasst, um eine homogene Ausleuchtung des Detektors zu erreichen. Der Laserstrahl propagiert dabei immer noch durch zwei Linsen. Falls aufgrund dessen keine ausreichende räumliche Kohärenz erzielt werden sollte, um in den Messungen ein Talbotmuster zu detektieren, muss dieses Vorgehen überdacht werden. Diese Befürchtung hat sich jedoch in keiner Messung bewahrheitet.

Laser	DI650-0.4-3(8x21)-AP
Betriebsspannung	2.7 – 3.3 V DC
Betriebsstrom	10 – 30 mA
Ausgangsleistung	0.4 mW
Wellenlänge	650 \pm 10 nm
Fokus	kollimiert
Strahldivergenz	1.5 mrad
Strahldurchmesser	2 mm
Laser Klasse	1
Betriebstemperatur	-20° - 50°

Tabelle 3.1: Produktinformationen zum Laser DI650-0.4-3(8×21)-AP [Gmb19].

Linsen

Um den gesamten Detektor mit seiner Breite von fast 1.25 cm mit dem Laserstrahl mit einem Durchmesser von 2 mm zu bestrahlen, werden zwei Linsen im Strahlengang platziert. Diese sind bikonvexe Sammellinsen, haben einen Durchmesser von 25.4 mm und sind von der Firma Thorlabs gekauft. Der Strahl trifft zuerst auf die Linse mit Brennweite $f_1 = 35$ mm und anschließend auf die mit Brennweite $f_2 = 300$ mm. Sind die Linsen in einem Abstand von 335 mm zueinander platziert, fallen die Fokuspunkte zusammen (Kepler-Teleskop) und das Licht hinter der zweiten Linse ist, bei der Annahme eines perfekt parallelen Lichtbündels und Vernachlässigung von Linsenfehlern, immer noch parallel. Der Laserstrahl wird dabei umgekehrt, um den Faktor

$$M = \frac{f_2}{f_1} = 8.6$$

vergrößert [EKS16] und hat somit einen Durchmesser von 1.72 cm. Im Versuch wurde dieser Aufbau zuerst ungenau mit einem Abstand zwischen den Linsen von 35 cm realisiert, was der Grund für die zu groß bestimmte Aufspaltung des Lichts im Kapitel 'Abstand Gitter zu Kamera' in 3.1.3 sein könnte. Danach wurden die Linsen wie

3 Methoden

in Kapitel 'Linsenposition' in 3.1.3 beschrieben versetzt, um eine homogenere Ausleuchtung der Kamera zu erreichen, wobei der Laserstrahl nach dieser Modifikation weiterhin den gesamten Detektor bestrahlt.

Gas

Die untersuchte Probe im Versuch ist Stickstoff, welcher in einer Gasflasche der Firma Linde verdichtet gelagert ist. Mit einem Flaschendruckminderer Hercules CK M70 der Kayser-Werk GmbH, welcher in Abbildung 3.2 zu sehen ist, kann der Druck des ausströmenden Gases variabel einstellbar auf unter zehn Bar reduziert werden. In allen Versuchen wurde ein Druck von 3 bar eingestellt. Das Gas wird mit einem PVC-Schlauch so zum Laserstrahl geleitet, dass das Endstück der Länge von 60 cm gerade und senkrecht von oben auf den Laserstrahl zeigt. Der Schlauch hat einen Innendurchmesser von 6 mm und einen Außendurchmesser von 9 mm. Diese Einstellungen wurden so gewählt, um eine laminare Strömung sowie die Reproduzierbarkeit des Versuches zu gewährleisten. Der Gasstrahl sollte sich nicht vermeidbar stark ausdehnen, weil das Gas von sich aus beim Austritt fallen sollte, da es bedingt durch seine Ausdehnung abkühlt. Weitere Effekte, die die Ausbreitung des Gases beeinflussen, werden allerdings als klein gegenüber der Ausrichtung des Schlauches angenommen und im Folgenden nicht näher untersucht. Es wurde Stickstoff als Probe gewählt, da es, wie in Kapitel 4.3 beschrieben, mit seinem geringen Unterschied im Brechungsindex gegenüber der umgebenden Luft nach Gleichung 2.10 einen geringen Phasenschub verursacht. Der Unterschied der Brechungsindizes liegt in einem ähnlichen Wertebereich wie bei typischen Messungen mit Röntgenstrahlung in der Arbeitsgruppe. Deshalb können in diesem Versuch Erfahrungen gesammelt und Probleme erkannt werden, welche bei einem Aufbau des Experimentes mit einer Röntgenquelle anstatt eines Lasers auftreten könnten.

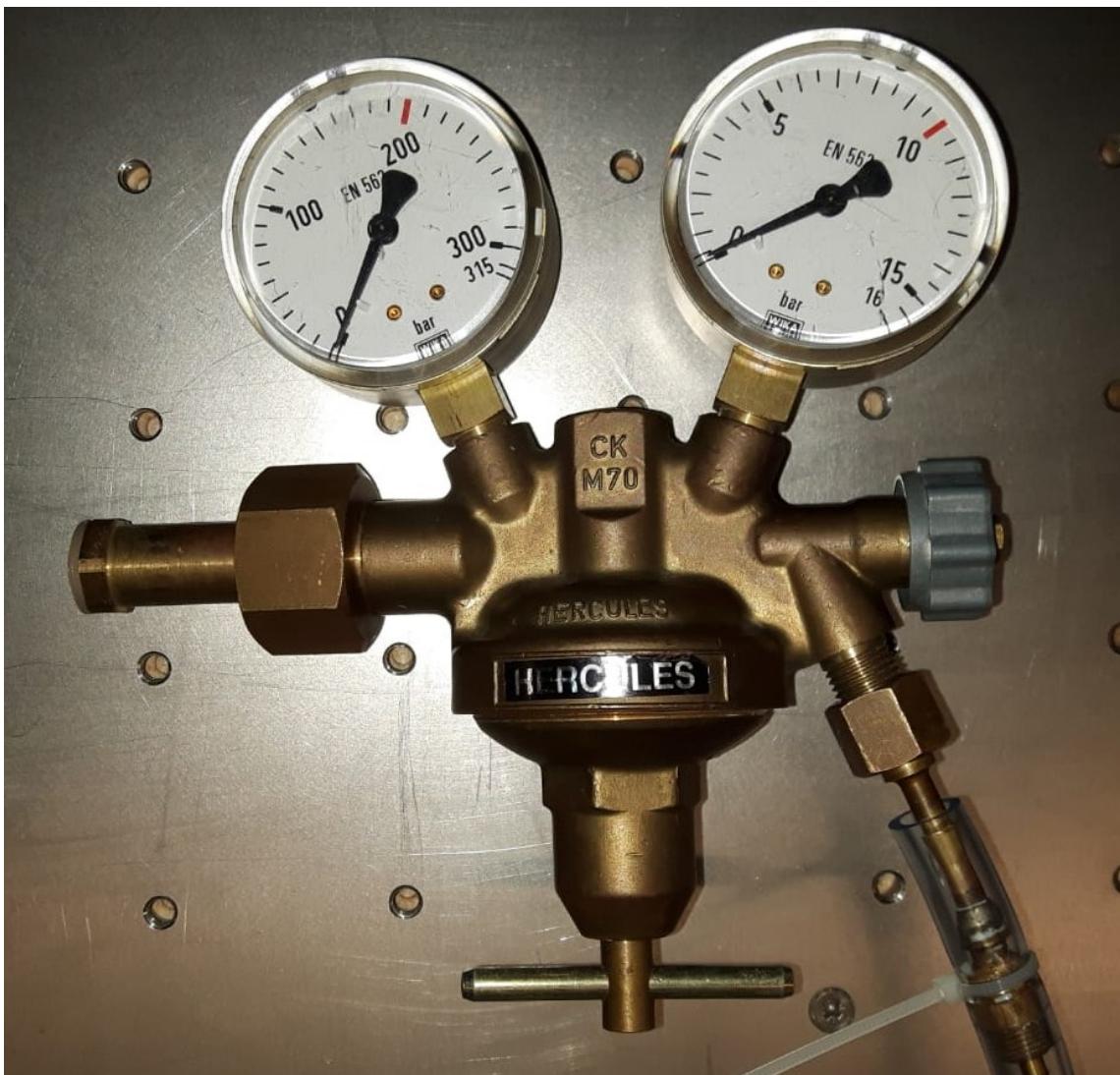


Abbildung 3.2: Druckminderer Hercules CK M70 zur Regulierung des Ausflusses des Stickstoffs.

Gitter

Im Versuchsaufbau wird ein Absorptionsgitter mit einer Periode von $61.5 \mu\text{m}$ und einem duty cycle = $\frac{1}{2}$ verbaut. Es ist gedruckt und besteht aus einem Diafilm, welcher zwischen Acrylglasplatten befestigt ist [Aks19]. Das Gitter wird auf das kleinstmögliche realisierbare Vielfache des fraktionalen Talbotabstandes Z_F von

$$\frac{3}{2} \cdot Z = \frac{3}{2} \cdot 11.6 \text{ mm} = 3 \times Z_F = 17.4 \text{ mm}, \quad (3.1)$$

mit dem Talbotabstand Z zum Detektor justiert, um den Effekt des Twinimages aufgrund der Beugung am Gitter (siehe Kapitel 3.1.3) zu minimieren. Der realisierbare Abstand zwischen Gitter und Detektor Z_F ist nach Gleichung $2.8 \propto p^2$, mit der Gitterperiode p , während der Abstand zwischen den Twinimages nach Gleichung 3.3 bei Kleinwinkelnäherung $\propto Z_F/p$ ist. Aus diesem Grund werden größere Perioden vermieden. Tatsächlich wurde im Experiment der Abstand von $18 \pm 1.1 \text{ mm}$ eingestellt. Die Detektorebene ist nur auf $\pm 0.6 \text{ mm}$ bekannt [Aks19] und ein Ablesen des Wertes ist nur auf 1 mm genau möglich. Kleinere Gitterperioden sind durch den verwendeten Algorithmus zur Phasenschubbestimmung beschränkt, da dieser nur ab 6.5 Detektorpixeln pro Periode verlässlich arbeitet [Mic17], was im Versuch mit dem Teleskopaufbau und somit keiner Vergrößerung zwischen Gitter und Detektor eine minimale Gitterperiode von $31.2 \mu\text{m}$ nach sich zieht. Dazu kommt, dass am Versuch bereitliegende gedruckte Amplitudengitter mit kleineren Gitterperioden eine geringe Visibilität von $\leq 30\%$ aufweisen [Aks19], welche in Formel 2.5 definiert ist. Dies könnte daran liegen, dass diese Gitter auf Filmmaterial abgebildet wurden, das 120 Linien pro Millimeter abbilden kann, was einer Gitterperiode von $16.6 \mu\text{m}$ entspricht [Dia20].

Detektor

Der im Versuch verwendete Detektor ist die DMK33GP5000e - Kamera von The Imaging Source Europe GmbH. Die Produktinformationen [Sou19] sind in Tabelle 3.2 gelistet. Die Kamera und durch die Kamera entstehende Fehler wurden in [Aks19] untersucht. Die optimierten Einstellungen und Ergebnisse werden übernommen. So mit wird während einer Messreihe die Belichtung nicht verändert, um sinnvolle Referenzaufnahmen zu messen und die Belichtungszeit wird so gewählt, dass die Pixel nicht stärker belichtet werden, als die Hälfte des maximal messbaren Wertes, sodass das Ausgangssignal des CMOS Sensors sich linear verhält [Aka+06]. Diese Einstellungen werden mit der Software IC Capture vorgenommen. Zudem wird die bestimmte Detektorebene ($7.5 \pm 0.6 \text{ mm}$ hinter Gehäusewand) analog verwendet. Ebenso wird die Kamera zum Erwärmen vor jeder Messung 30 Minuten lang geschlossen, um die Veränderung des Musters durch die Dünnfilm-Interferenz zwischen dem CMOS-Sensor und dessen Schutzglas [AG20] zu minimieren.

Kamera	DMK33GP5000e
Auflösung	2592×2048
Pixelgröße	$4.8 \mu\text{m}$
Belichtungszeit	$50 \mu\text{s}$ bis 10s
Sensortyp	CMOS
Verstärkung	0 bis 9.21 dB
Betriebstemperatur	-5 bis 45°C

Tabelle 3.2: Produktinformationen zum Detektor DMK33GP5000e [Sou19].

3.1.2 Software

Das verwendete Matlascript der Arbeitsgruppe zur Datenrekonstruktion arbeitet nach dem in [TIK82] beschriebenen Schema von Mitsuo Takeda mit der Analyse des Fourierspektrums. Es vergleicht eine Objekt- und Referenzmessung und die Angaben zur Wellenlänge des Lichtes, zur Pixelgröße des Detektors, zur Anzahl der Pixel pro Gitterperiode und zur Geometrie des Aufbaus sind notwendig. Die Geometrie wird mit dem Vergrößerungsfaktor zwischen Gitter und Detektor sowie zwischen Objekt und Gitter und dem Abstand zwischen Gitter und Kamera implementiert. Das Eingangssignal, bestehend aus einem nach der Abtasttheorie genügend aufgelösten Interferenzmuster, wird mathematisch beschrieben. Durch Anwenden der Fouriertransformation kann die Bildinformation aufgespalten werden. Dies liegt daran, dass die Frequenz des Gitters in der Regel räumlich schneller variiert als Effekte, die die Rekonstruktion stören. Dazu gehören beispielsweise Absorption von oder Reflexion an der Probe. Die störenden Effekte werden beseitigt, indem das Spektrum um die Gitterfrequenz ausgeschnitten wird. Danach wird dieser Frequenzbereich zum Ursprung verschoben, eine inverse Fouriertransformation angewandt sowie logarithmiert. Dadurch steht die Phaseninformation im Imaginärteil separiert und ist bis auf einen Faktor von 2π bestimmt. Dieser Faktor wird mit einem nach Takeda arbeitenden 'Unwrapping'-Algorithmus in Form eines Matlascriptes der Arbeitsgruppe korrigiert, sodass die Phasensprünge um den Faktor 2π , welche auch wrapping genannt werden, entfernt werden und das stetige Ergebnis, wie in Abbildung 3.3 zu sehen, auch stetig darstellbar wird. Ist die Differenz zwischen zwei Punkten einer Zeile im differentiellen Phasenbild zu groß, so wird ein Phasensprung detektiert und sein Vorzeichen bestimmt. Um den Sprung zu entfernen, wird auf ihn ein Faktor von 2π summiert oder subtrahiert. Der Algorithmus arbeitet zeilenweise. Problematisch ist dabei, dass Rauschen als Phasensprung interpretiert oder ein Phasensprung nicht erkannt werden kann, was sich als horizontale Linie in der Messung zeigt [Aks19]. Dieses Problem kann zum Teil behoben werden, indem Zeilen wiederholt ausgewertet werden, in denen die Phase am Bildrand nicht im Intervall von $-\pi$ bis π liegt. Dies muss gegeben sein, wenn das untersuchte Objekt nicht den Rand des Bildes

bedeckt. Allerdings bleibt zu beachten, dass zwei sich entgegengerichtete fehlinterpretierte Phasensprünge dadurch nicht erkannt werden.

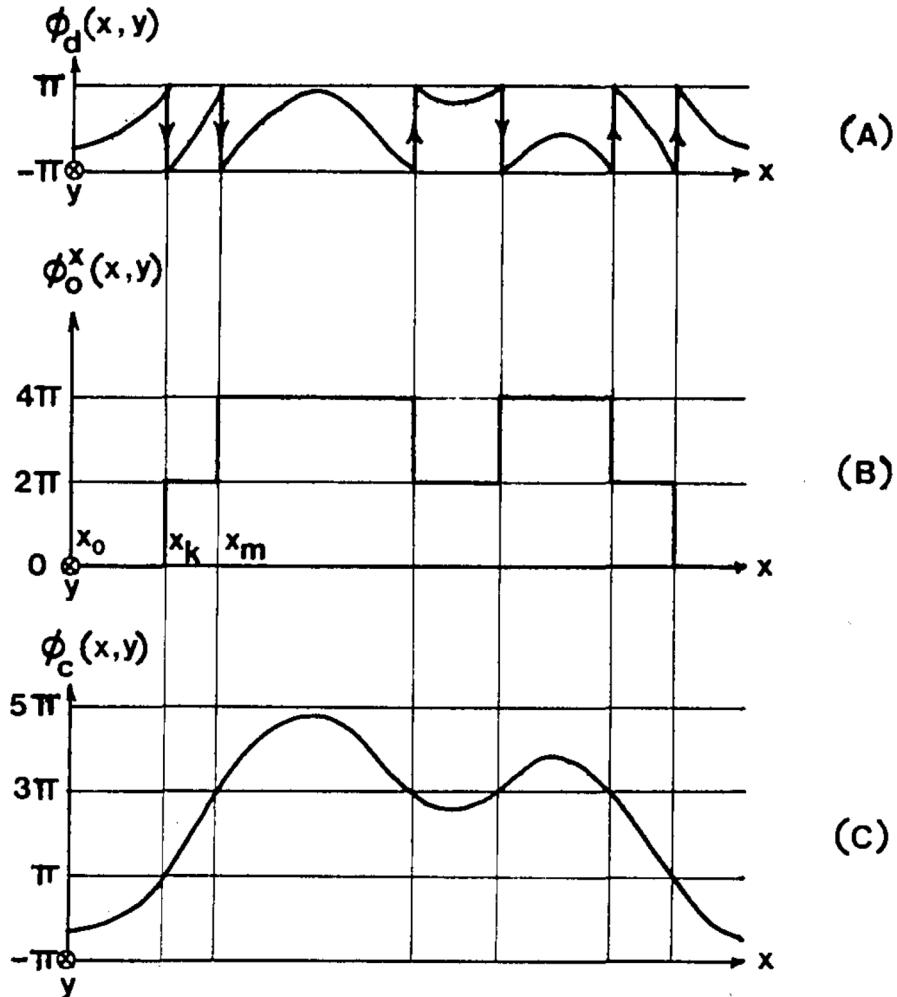


Abbildung 3.3: Schema des 'unwrapping'-Vorganges mit der unstetig abgebildeten Funktion in (A) entsprechend dem Ergebnis des Fourierimaging, dem Offset (B) und dem korrigierten, stetig dargestellten Resultat (C) [TIK82].

3.1.3 Optimierung des Aufbaus

Abstand Gitter zu Kamera

Die Signalstärke des differentiellen Phasenkontrastes nimmt mit größerem Abstand zwischen Detektor und Gitter nach Gleichung 2.13 zu. Im Testaufbau wird dennoch ein Abstand von 1.8 cm gewählt, von dem nur abgewichen wird, falls das gemessene Signal zu schwach sein sollte. Der Abstand wurde so klein wie möglich eingestellt,

um die Auswirkung des im Folgenden beschriebenen Effektes zu minimieren. Im Fernfeldbereich treten nach Gleichung 2.9 die sogenannten 'Twin-Images' auf, welche beispielsweise in folgender Messung mit einer Stecknadel als Objekt zu sehen sind. Bei der Aufnahme des Bildes 3.4 lagen im bereits beschriebenen Testaufbau

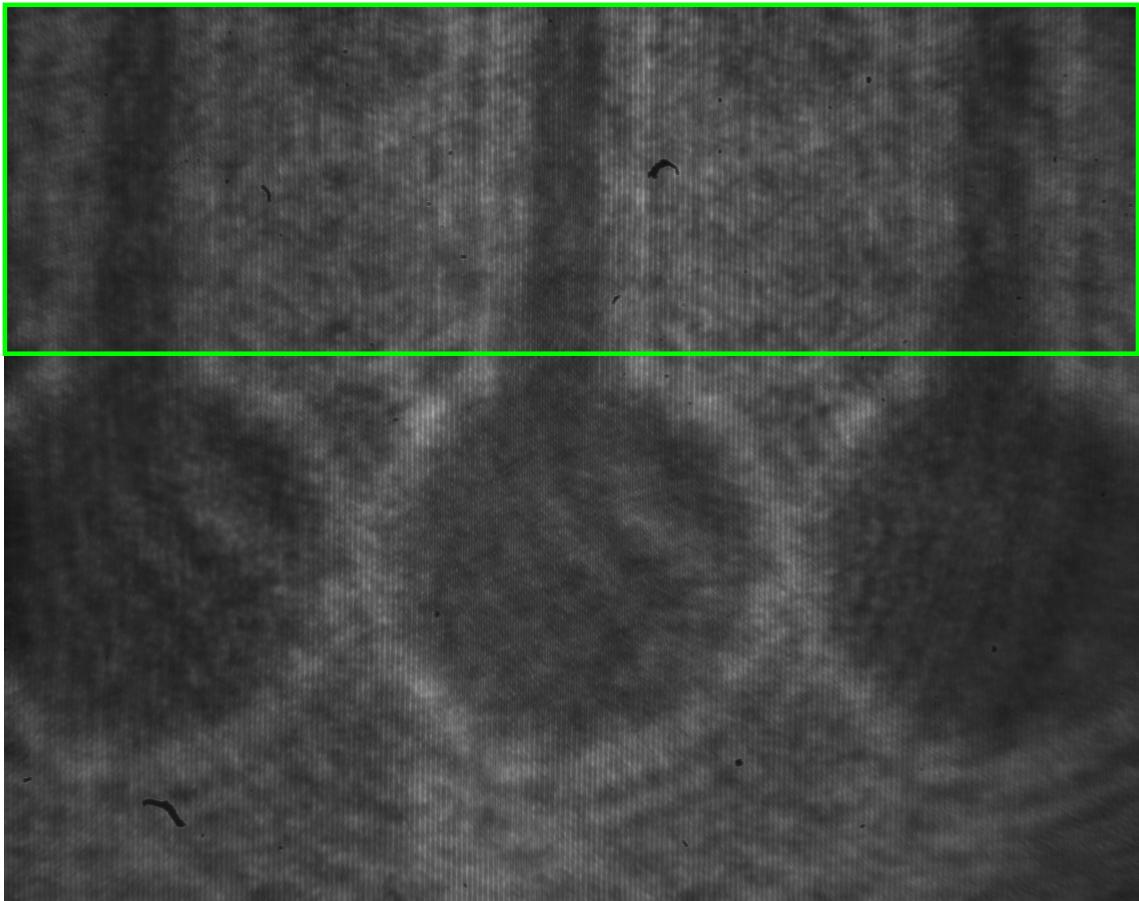


Abbildung 3.4: Beugungsbild einer Stecknadel im Fernfeld und Markierung der Pixelzeilen eins bis 800 (grüner Kasten).

aus Kapitel 3.1 die Abstände von 43 cm zwischen Detektor und Gitter und 13 cm zwischen Gitter und Stecknadel vor. Die Periode des Gitters beträgt unverändert $p = 61.5 \mu\text{m}$. Durch Zuschneiden der Abbildung 3.4 auf die Pixel-Zeilen eins bis 800 erhält man ein Teilbild (siehe grüner Kasten in Abbildung 3.4), in dem nur die Nadel, aber nicht der Nadelkopf, enthalten ist. Folglich kann der Mittelpunkt sowie die Mittelpunkte der 'Twin-Images' der Nadel bestimmt und das Problem der ungenauen Abgrenzung der Stecknadel aufgrund von Beugungseffekten umgangen werden. Die in Plot 3.5 enthaltenen Daten ergeben sich durch Mittelung über die Pixelspalten, wobei die Kamera pro einzelnen Pixel die Lichtintensität bei variabel einstellbaren Belichtungszeiten detektiert. Mit der Pixelgröße von $4.8 \mu\text{m}$ ergibt sich die Skala der x-Achse. Wie zu erwarten sind drei Minima zu erkennen, welche der nullten sowie den links und rechts abgelenkten ersten Ordnungen entsprechen.

Die lokalen Helligkeitsmaxima innerhalb der drei Minima entstehen vermutlich aufgrund des sogenannten Poissonfleck-Effektes bei der Beugung des Lichtes an der runden Nadel, liegen allerdings nicht im Zielbereich dieser Arbeit und werden somit vernachlässigt. Der Mittelpunkt der Nadel und ihrer 'Twin-Images' wird aufgrund der symmetrisch verteilten Messwerte mit einer Gaußfunktion bestimmt. Bei einem konstanten Offset d im gewählten Fitbereich ergeben sich beim Fitten der Gaußfittfunktion

$$f(x) = d + a \cdot \exp\left(-\frac{(x - b)^2}{c}\right), \quad (3.2)$$

mit der Amplitude a , dem Erwartungswert b und einem Maß für die Breite der Funktion c an die Messdaten die in Tabelle 3.3 gelisteten Parameter. Die Befürchtung,

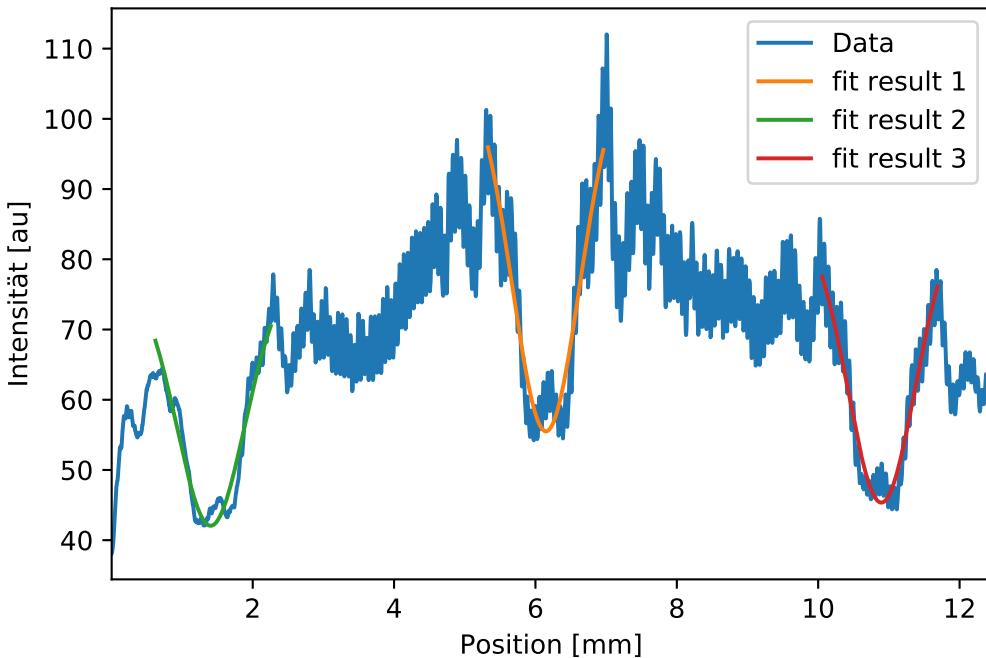


Abbildung 3.5: Über Pixelspalten gemittelte Helligkeit aus den Zeilen 1 bis 800 (siehe grüner Kasten in Abbildung 3.4) mit Fits an sichtbare Beugungsordnungen der Nadel.

dass die Nadel nicht senkrecht im Bild steht und deswegen die Fits eine erhöhte Standardabweichung aufweisen, hat sich nicht bewahrheitet, weswegen die Anzahl der Pixelzeilen nicht reduziert wurde. Beispielsweise verringert sich die Standardabweichung bei gleichen Einstellungen, aber einer Mittelung nur über die Zeilen 600 bis 700, nur bei dem rechten Fit mit dem Faktor $2/3$, während die anderen Standardabweichungen größer werden. Relevant ist als Ergebnis lediglich der Mittelwert b der Gaußfits. Die Aufspaltung berechnet sich aus dem Abstand der Mittelwerte des linken und rechten Fits zum Mittleren aus Tabelle 3.3 zu

Fitbereich [Pixel]	a	b [Pixel]	c [Pixel ² · 10 ³]	d
1110 - 1450	-52±4	1280.9±1.2	19.6±2.5	107±4
130 - 470	-35.8.0±1.7	292.7±0.8	19.9±1.7	77.9±1.8
2905 - 2435	-40.6±2.0	2269.4±0.9	19.3.5±1.8	86.0±2.2

Tabelle 3.3: Berechnete Fitparameter bei Fit an Daten aus Abbildung 3.5 für unterschiedliche Fitbereiche.

988.4 ± 0.3 Pixel. Der Fehler ergibt sich aus dem Unterschied der Abstände der Mittelwerte zum mittleren Fit. Die Abstände unterscheiden sich um weniger als einen Pixel. Diese Tatsache und die angegebenen Unsicherheiten auf die Fitparameter sind wenig aussagekräftig, da die Gaußkurve nur eine Annäherung an die Daten ist und sie nicht theoretisch exakt beschreibt. Deswegen werden die Unsicherheiten im Folgenden vernachlässigt. Daraus folgt mit dem vorliegenden Abstand zwischen Kamera und Gitter von 43 cm ein Ablenkungswinkel von

$$\alpha = \arctan \frac{4.74408}{430} = 0.6321 \pm 0.0026^\circ. \quad (3.3)$$

Die Unsicherheit ergibt sich aus Fehlerfortpflanzung bei der Annahme einer Abweichung der Gitterposition von 1.6 mm, bestehend aus der ungenau bekannten Position der Kamera von 1.1 mm und der des Gitters und der bestimmten Unsicherheit der Aufspaltung. Der nach Gleichung 2.9 theoretisch berechnete Wert von 0.606° liegt nicht im Fehlerbereich, was vermutlich daran liegt, dass eine Strahlauflaufweitung aufgrund eines unpräzise realisierten Teleskopaufbaus, welcher in Kapitel 3.1.1 beschrieben ist, nicht berücksichtigt wurde. Für folgende Messungen wird die Strahlauflaufweitung nach dem in Kapitel 4.1 beschriebenen Prinzip nicht mehr vernachlässigt und gemessen, sodass eine quantitative Aussage über die geometrische Vergrößerung, welche relevant für die Berechnung des Phasenschubes ist, getroffen werden kann.

Abstand Kamera zu Probe

Bei einem großen Abstand zwischen bestrahltem Objekt und Detektor bildet sich eine Intensitätsoszillation, wie in Abbildung 3.6 zu sehen, durch Beugung an der Kante des Objektes [Ann+11]. In der Messung zeigt sich eine sogenannte in-line Signatur als Bereich mit erhöhter Intensität an der Kante des Objektes. Im Versuch wird zwar eine optische Lichtquelle verwendet, allerdings besteht das übergeordnete Ziel der Arbeit darin, diesen optischen Testaufbau für die Anwendung mit Röntgenlicht zu optimieren, weswegen in Abbildung 3.6 eine Röntgenlichtquelle eingezeichnet ist. Der beschriebene Effekt ist Grundlage der Messung des sogenannten in-line Phasenkontrastes und ist in der hier verwendeten Berechnung der Phasenverschiebung

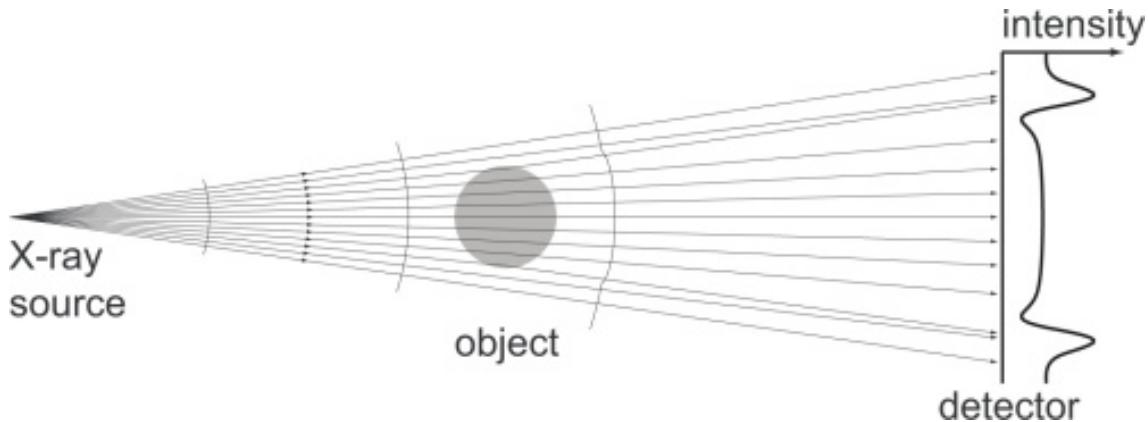
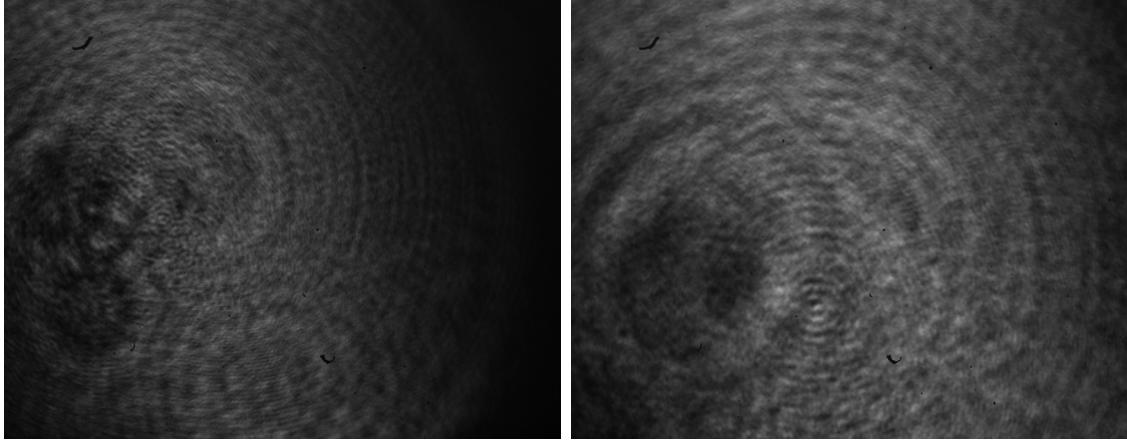


Abbildung 3.6: In Intensitätsmodulation sichtbare Kantenschärfung bedingt durch aus Brechung am Objekt und Propagationslänge entstehendem in-line Phasenkontrast am Beispiel einer Röntgenlichtquelle [Ann+11]. Die gebogenen Linien markieren die Phasenfronten. Das Objekt beugt die Röntgenstrahlen, sodass am Detektor eine inhomogene Intensitätsverteilung entsteht.

(siehe Kapitel 2.5) nicht berücksichtigt. Somit stellt er in dieser Anwendung eine Fehlerquelle dar, welche zu ungewollten Artefakten führen könnte. Wenn sich diese als problematisch für die Messungen erweisen, kann man den Abstand zwischen der Kamera und dem Objekt minimieren.

Linsenposition

In der ersten Installation des Versuches befanden sich die eingebauten Linsen im Abstand der Summe ihrer Brennweiten zueinander, also in einem sogenannten Tele-skopaufbau. Da mit dem Auge eine zum Detektorrand hin schwächere Ausleuchtung sichtbar war, wurde der Strahl aufgeweitet (siehe Abbildung 3.7), indem die Linsen im Vergleich zum ursprünglichen Aufbau um 10.3 cm auf 24.7 cm Abstand zueinander verschoben wurden, um eine homogener Ausleuchtung zu gewährleisten. Verglichen zum Mittelwert wurde eine Minimierung der Standardabweichung von 60% auf 36% erreicht.



(a) Kameraausleuchtung bei Abstand zwischen Linsen = 35 cm
 (b) Kameraausleuchtung bei Abstand zwischen Linsen = 24.7 cm

Abbildung 3.7: Ausleuchtung der Kamera bei Aufnahme ohne Objekt im Strahlengang bei alter Position der Linsen (links) und optimiertem Abstand (rechts).

Schwingungsanfälligkeit

Da der Versuch nicht schwingungsgedämpft aufgebaut ist, muss eine Abschätzung der durch Schwingungen bedingten Fehler vorgenommen werden. Hierzu werden unter verschiedenen Bedingungen (siehe Tabelle 3.4) 30 Bilder im Abstand von je einer Sekunde aufgenommen. Zwischen den aufeinanderfolgenden Bildern wird mit dem nach Takeda [TIK82] arbeitendem Skript (siehe Kapitel 3.1.2), äquivalent zur Bestimmung des differentiellen Phasenschubes, berechnet, um welchen Anteil von Gitterperioden sich das Gitter verschiebt. Über die berechneten Bilder wird jeweils gemittelt. Die Ergebnisse sind in ihrem zeitlichen Verlauf in Abbildung 3.8 zu sehen. Qualitativ ist die Auswirkung der Störungen bereits zu sehen. Für quantitative Aussagen wird über die somit erhaltenen Einzelergebnisse wiederum gemittelt. Daraus lässt sich mit dem Umrechnungsfaktor

$$\frac{61.5 \mu\text{m}}{2\pi},$$

welcher die Gitterperiode beinhaltet, die tatsächliche, mittlere räumliche Verschiebung des Gitters während der Aufnahme berechnen. Wie zu erwarten, ergibt sich im Mittel nur ein geringer Wert für den lateralen Versatz des Gitters. Er konnte nur bei Wackeln am Laser sowie bei Bewegung der messenden Person um den Aufbau detektiert werden. Somit verschiebt sich das Gitter nicht in eine Vorzugsrichtung auf dem Tisch. Allerdings schwanken die Messwerte um den Faktor 129 unterschiedlich stark um den Mittelwert. Dabei haben störende Einflüsse auf die Gassschlauchhalterung sowie das Gitter den größten Effekt. Dies liegt vermutlich daran, dass ein Schwingen der Halterung durch ihre Form wie ein Hebel den Versuchsaufbau bewegt. Zudem

3 Methoden

ist das Gitter das einzige Bauteil, welches nicht am Tisch angeschraubt ist. Generell führen die gelisteten Messreihen zu einem schlechteren Ergebnis als unter Normalbedingungen. Die untersuchten Faktoren sollten deshalb in anderen Messungen minimiert werden. Deswegen werden unter den Tischbeinen des optischen Tisches 20×20 cm große Styroporplatten zur Dämpfung von Schwingungen, wie in Abbildung 3.1, angebracht sowie das Gitter mechanisch am Tisch befestigt. Unter diesen Bedingungen wird äquivalent zum ungedämpften Aufbau wiederum das Wackeln des Gitters untersucht, um herauszufinden, in welchem Maß das Gas das Gitter zum Schwingen bringt (siehe Abbildung 3.9 und Tabelle 3.5). Dazu wurde der Stickstoff durch eine Düse mit Innendurchmesser von 0.55 cm unter dem Druck von 3 bar zugeführt, während unterschiedliche Abstände zwischen Gas und Gitter eingestellt wurden. Um keine zusätzliche Verschiebung des Gitters aufgrund eventuell turbulenter Gasströmung zu detektieren, wurde der untersuchte Bereich der gemessenen Bilder wie in Bild 3.10 zu sehen, beschränkt. Die Unterschiede von unbefestigter zu befestigter Kamera und Gitter wurden analysiert, weil zu kleinen Abständen hin eine Befestigung am optischen Tisch nicht immer realisierbar ist. Es zeigt sich, dass durch die Dämpfung mit Styroporplatten die Standardabweichung der Verschiebung des Gitters bei keinen störenden Einflüssen von 7 auf 5 mrad/Pixel verkleinert werden konnte. Sobald Gasmessungen aufgenommen werden, nimmt bei unbefestigtem Gitter dessen Schwingen zu, wenn der Abstand zwischen Gitter und Gasdüse verkleinert wird. Bei Messungen in kurzem Abstand kann diese Schwingung durch eine Befestigung des Gitters minimiert werden. Allerdings zeigt sich nicht, dass das befestigte Gitter weniger stark wackelt, wenn zudem der Abstand wiederum vergrößert wird. Dies lässt darauf schließen, dass sobald Gas fließt, der gesamte Aufbau in Schwingung versetzt wird. Für zukünftige Messungen kann daher ein vom Aufbau separierter Gasschlauch hilfreich sein. Der große Wert bei Wackeln an der Schlauchhalterung aus Tabelle 3.4 untermauert diese Vermutung. Aus diesem Grund wird im Folgenden ein möglichst kleiner Abstand zwischen Gitter und Gasdüse von 11 cm eingestellt, bei dem es möglich ist, sowohl Gitter als auch Kamera zu befestigen. Da bei Messungen mit Gas zum Teil eine Verschiebung des Gitters im Mittel gemessen wurde, wird zudem ein möglichst kleiner zeitlicher Abstand zwischen zukünftigen Objekt- und Referenzmessungen angestrebt. Die Ergebnisse der Messungen sind als Fehler für alle Messungen des durch die Probe verursachten differentiellen Phasenschubes zu den jeweils gleichen Bedingungen zu berücksichtigen.

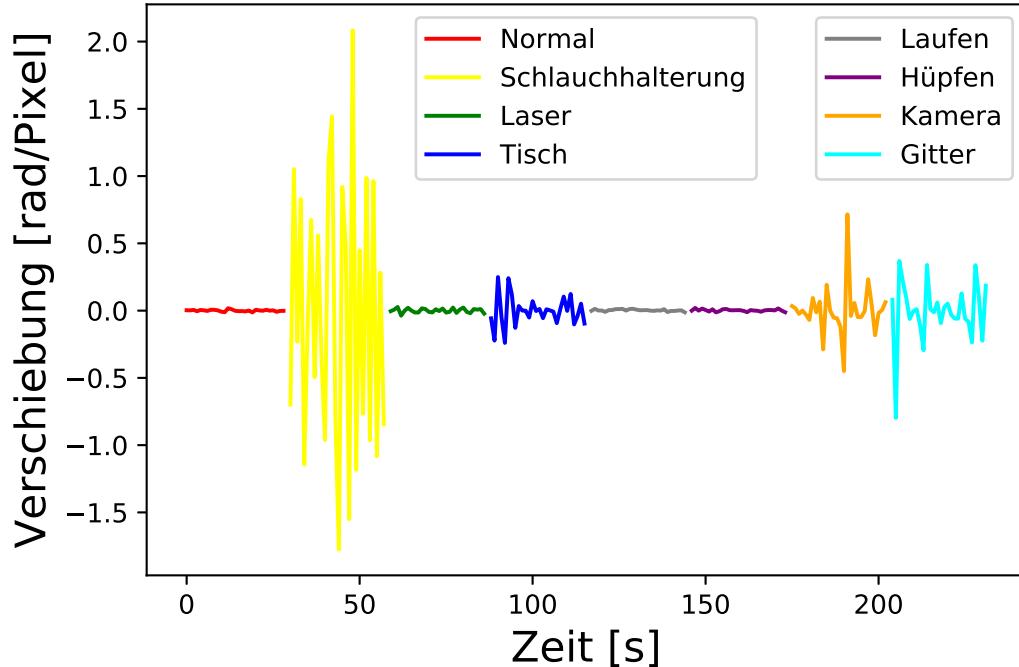


Abbildung 3.8: Verschiebung des Gitters zwischen im Abstand von einer Sekunde aufgenommenen Bildern zu Normalbedingungen und bei Störungen in Form von Wackeln an sowie Bewegen um den Aufbau.

Messung	Verschiebung [$\frac{\text{mrad}}{\text{Pixel}}$]
Normalbedingung	0 ± 7
Laser	1 ± 16
Kamera	0 ± 23
Hüpfen	1 ± 12
Laufen	2 ± 11
Tisch	$0 \pm 11 \cdot 10^1$
Gitter	$0 \pm 28 \cdot 10^1$
Schlauchhalterung	$0 \pm 9 \cdot 10^2$

Tabelle 3.4: Mittelwert und Standardabweichung der Verschiebung des Gitters von zwischen 30, im Abstand von einer Sekunde, aufgenommen Bildern bei normalen Bedingungen, Hüpfen und Laufen um den Versuchsaufbau sowie Wackeln an den optischen Elementen.

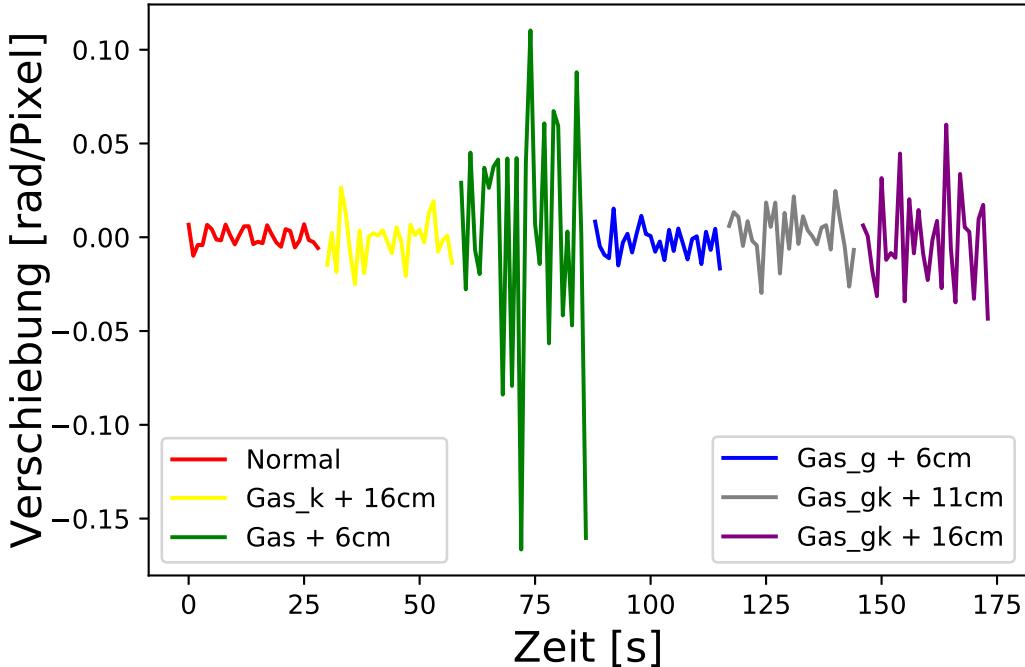


Abbildung 3.9: Verschiebung des Gitters zwischen im Abstand von einer Sekunde aufgenommenen Bildern mit schwingungsgedämpftem Aufbau zu Normalbedingungen und bei Gasfluss mit Druck von 3 bar durch 0.55 cm dicke Düse während Kamera ($_k$) oder Gitter ($_g$) am Versuchstisch befestigt sind und der angegebene Abstand zwischen Gasdüse und Gitter vorliegt.

Messung	Verschiebung [$\frac{\text{mrad}}{\text{Pixel}}$]
Normalbedingung	0 ± 5
Gas_k + 16 cm	-1 ± 13
Gas + 6 cm	$0 \pm 7 \cdot 10^1$
Gas_g + 6 cm	3 ± 13
Gas_gk + 11 cm	1 ± 14
Gas_gk + 16 cm	0 ± 26

Tabelle 3.5: Mittelwert und Standardabweichung der Verschiebung des Gitters von zwischen 30, im Abstand von einer Sekunde, aufgenommen Bildern bei schwingungsgedämpftem Aufbau unter normalen Bedingungen sowie bei Gasfluss mit Druck von 3 bar durch 0.55 cm dicke Düse während Kamera ($_k$) oder Gitter ($_g$) am Versuchstisch befestigt sind und der angegebene Abstand zwischen Gasdüse und Gitter vorliegt.

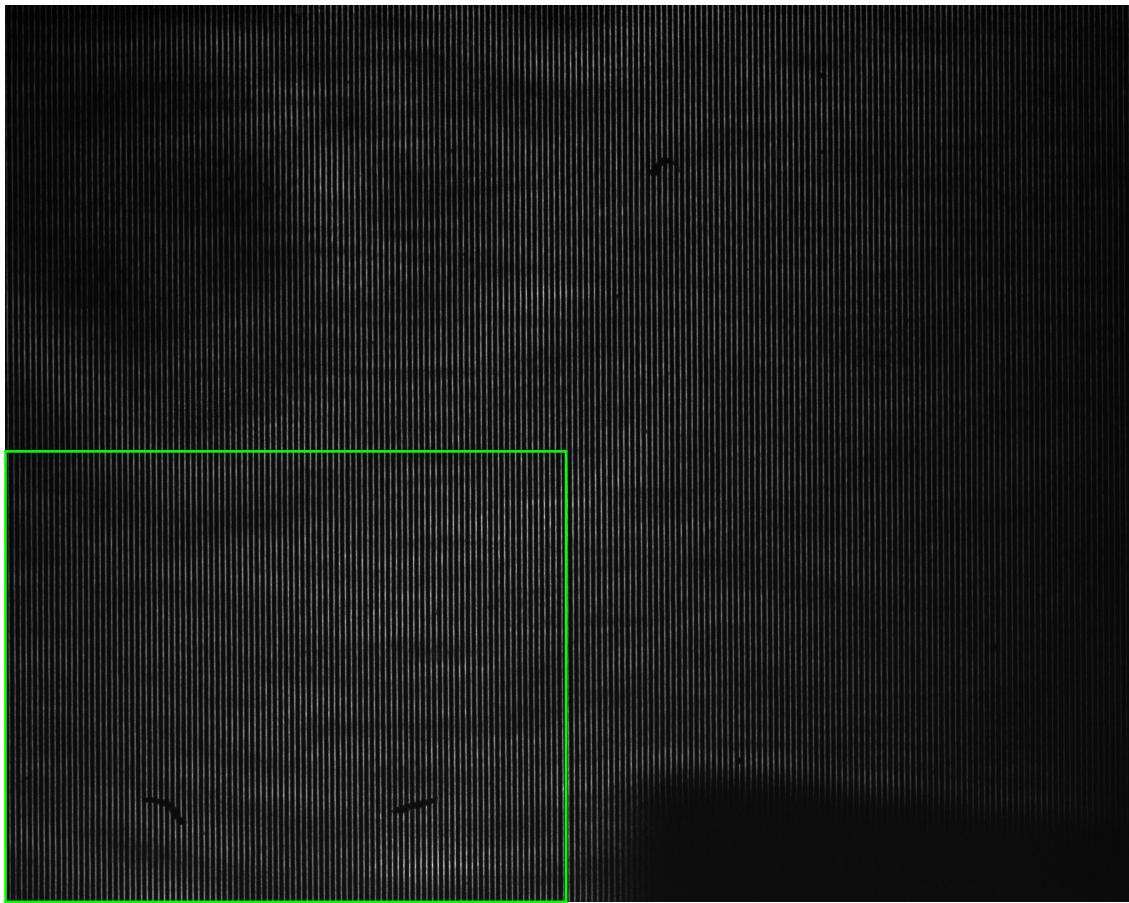


Abbildung 3.10: Aufnahme zur Bestimmung des Gitterwackelns bei ausströmendem Gas (Düse unten rechts) und Markierung des ausgewerteten Bereiches (grüner Kasten).

Bestandteil	Abstand zum Laser [cm]
Laser	0.0
Linse	6.5
Linse	31.2
Gas	76.2
Gitter	87.2
Kamera	89.0

Tabelle 3.6: Komponenten des optimierten Talbotinterferometers und ihre Abstände zum Laser.

3.2 Versuchsaufbau

Aus den genannten Gründen wurde für die Rekonstruktion in Kapitel 4.1 ein Versuchsaufbau, in Laserstrahlrichtung bestehend aus einer Linse mit Brennweite $f = 35\text{ mm}$, einer Linse mit $f = 300\text{ mm}$ und dem Absorptionsgitter mit einer Periode von $61.5\text{ }\mu\text{m}$, wie in Tabelle 3.6 beschrieben, aufgebaut.

Mit diesem Aufbau wird Stickstoff als Probe getestet. Ziel ist es, diese reproduzierbar zu messen, da bei vorherigen Messungen mit dem Aufbau dies nicht erreicht wurde. Das in [Aks19] untersuchte Butangas war in der Regel turbulent und der Druck, unter dem es ausströmte, konnte nicht kontrolliert werden. Der Unterschied des Brechungsindexes von Stickstoff zur umgebenden Luft liegt in einem ähnlichen Wertebereich wie bei typischen Messungen mit Röntgenstrahlung in der Arbeitsgruppe. Eine derartige Probe wurde mit dem optischen Versuchsaufbau noch nicht untersucht.

Mit den gewonnenen Informationen aus den Messungen mit dem Versuchsaufbau wird in Kapitel 4.4 ein neuer Aufbau realisiert. Ziel ist es, eine tatsächliche single-shot Methode sowie den Bonse-Hart Aufbau bei optischen Wellenlängen zu realisieren. Dafür wird im Strahlengang ein weiteres Gitter zwischen erstem Gitter und Detektor hinzugefügt. Das erste Gitter fungiert somit als Strahlteiler. Im optischen Wellenlängenbereich erfüllen normalerweise halbdurchlässige Spiegel diese Funktion. Es wurde allerdings absichtlich ein Gitter gewählt, da sich dieses auch für Röntgenstrahlen als Strahlteiler eignet. Die Beugungsordnungen fallen auf das nächste Gitter. Dieses beugt das Licht wiederum, sodass sich verschiedene Beugungsordnungen auf dem Detektor abbilden lassen. Für die Realisierung der single-shot Methode werden die Beugungsordnungen nebeneinander auf dem Detektor aufgenommen, sodass in dieser Aufnahme sowohl Objekt, als auch Referenzbild enthalten sind. Für den Bonse-Hart Aufbau wird der Detektor so positioniert, dass sich die Beugungsordnungen überlagern. Da die Detektorgröße limitiert ist und für die Messungen der Detektor an unterschiedlichen Positionen befestigt werden muss, wird die Strahlaufweitung mit nur noch einer Linse hinter dem Laser kontrolliert. Damit die nullte Beugungsordnung des ersten Gitters mit ihrer hohen Intensität nicht die anderen Ordnungen überlagert, wird zwischen den Gittern ein Stahlblocker platziert. Um einen symmetrischen Aufbau zu gewährleisten, in dem der Propagationslängenunterschied minimiert ist, werden immer die ersten Beugungsordnungen der beiden Gitter, wie in Abbildung 4.12 zu sehen, auf dem Detektor abgebildet. Die Einstellungen des neuen Aufbaus sind in Kapitel 4.4 zu sehen.

4 Experimente und Erkenntnisse

4.1 Prozess der Datengewinnung

Mit den gefundenen optimierten Einstellungen wird mit dem Talbotinterferometer Stickstoff als Probe untersucht, indem mit dem Rekonstruktionsskript das differentielle Phasenbild und daraus das Phasenbild bestimmt wird. Dabei wird wie folglich beschrieben vorgegangen. Zuerst werden zwei separate Bilder aufgenommen. Diese sind eine Referenzaufnahme und ein Objektbild, in dem im Unterschied zur Referenz Stickstoff zugeführt wird (siehe Abbildung 4.2). In diesem Fall weist die Referenzaufnahme eine Visibilität nach Formel 2.5 von 63% bis 80% auf. Die Werte wurden aus zwei ROIs am Rand und in der Mitte der Referenzaufnahme, wie in Abbildung 4.1 markiert, bestimmt. Dabei wurde die Visibilität vorsichtig abgeschätzt, indem aus dem Wertebereich per Hand das kleinste Maximum ausgelesen wurde und die Visibilität mit dem größeren Wert der angrenzenden Minima berechnet wurde. Die ROIs wurden so gewählt, dass der für die Rekonstruktion relevante und ein vermeintlich schlecht ausgeleuchteter Bereich untersucht werden.

Auf die Aufnahmen wird, wie in Kapitel 3.1.2 beschrieben, ein Matlabskript angewandt. Dazu muss für jede Messung die Anzahl der Pixel pro Periode, der Abstand zwischen Kamera und Gitter sowie die Vergrößerungsfaktoren zwischen Objekt und Gitter ebenso wie zwischen Gitter und Detektor eingetragen werden. Die Vergrößerungen werden bestimmt, indem aus einer Aufnahme des Gitters in einem bekannten Abstand zwischen Gitter und Kamera über zehn Perioden die Pixel gezählt werden. Daraus lässt sich auf den Öffnungswinkel des Strahles schließen und ein virtueller Strahlursprung berechnen. Über den Strahlensatz folgt damit die Vergrößerung zwischen den Elementen des Aufbaus. Für die Rekonstruktion der Dicke des Gasstrahls muss zudem der Unterschied des Brechungsindexes der Probe zum Brechungsindex der umgebenden Luft angegeben werden. Dieser kann nur mit geringer Genauigkeit bestimmt werden. Durch Anwenden der Rekonstruktion erhält man dann ein Dunkelfeld- sowie ein Transmissions- und differentielles Phasenbild (siehe Abbildung 4.3 und Abbildung 4.4).

Zwischen Referenz und Objekt in Abbildung 4.2 lässt sich mit bloßem Auge kein Unterschied erkennen, ebenso wie in Abbildung 4.3 keine Variation der Intensität des durch das Objekt transmittierten Lichts sichtbar ist. Im unteren Bereich des Bildes ist die Düse zu sehen. Wie zu erwarten, ist aufgrund ihrer Absorption des Lichtes keine Intensitätsänderung zu sehen. Dass im Mittel ein Anstieg der Intensität im restlichen Bild vorliegt, lässt darauf schließen, dass vermutlich der Laser mit einer

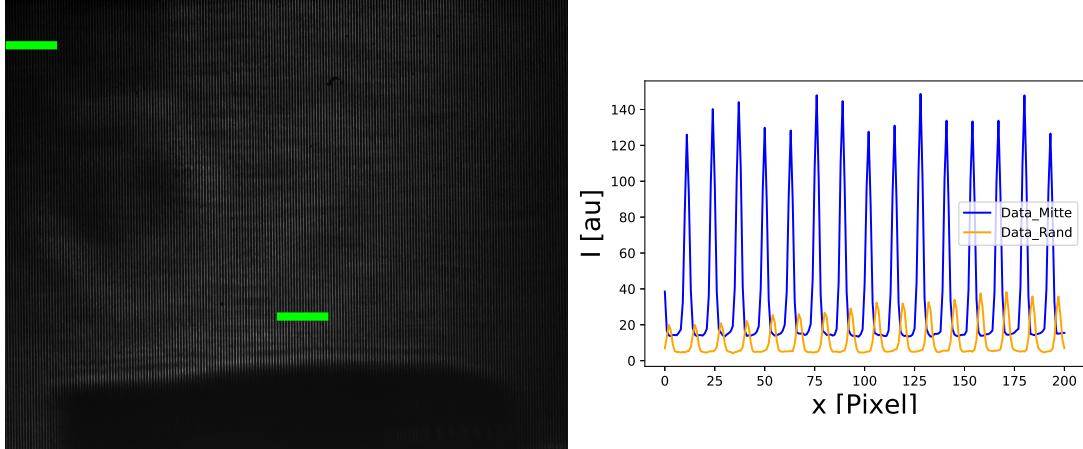


Abbildung 4.1: Referenzaufnahme mit Markierung der ROIs von 200×50 Pixeln (links) und durch Mittelung über die Pixelspalten ergebende Intensität (rechts) zur Berechnung der Visibilität.

variierenden Helligkeit strahlt. Oberhalb der Düse lassen sich Newton-Ringe erkennen. An den Rändern kommt es zudem zu Ausleseartefakten, welche weder durch Beschrneiden der Rohbilder noch durch ein Erweitern der Ränder der Rohbilder mit konstanten Werten behoben werden können. Die genannten Fehlerquellen müssen in der Datenaufnahme berücksichtigt werden. Um die Auswirkung der Artefakte an den Rändern zu minimieren, wird in folgenden Messungen darauf geachtet, dass das Objekt nicht das gesamte Bild füllt. Nach der Rekonstruktion wird eine ROI ausgewählt und somit der Rand entfernt.

Im differentiellen Phasenbild in Abbildung 4.4 ist das Gas hingegen gut zu erkennen und es ist der Erwartung entsprechend zu sehen, dass der differentielle Phasenkontrast sich proportional zum Gradienten der Dicke des Gasstrahls verhält (siehe Gleichung 2.10). Da die Düse einen Teil des Laserlichtes absorbiert, hat Rauschen im Bild in dem Bereich der Düse eine größere störende Wirkung. Dieses Rauschen würde auch bei Anwenden eines Unwrapping-Algorithmus fälschlich als Signal interpretiert werden. Zudem ist schon bei der Rekonstruktion für den Algorithmus problematisch, dass das Gittermuster hinter der Düse durch diese gestört wird. Deshalb werden in zukünftigen Messungen Objekt und Referenz oberhalb der Gasdüse, wie an der Linie bei der Pixelzeile 1650 in Abbildung 4.4 zu sehen, abgeschnitten, um die durch sie verursachten Störungen zu vermeiden. Da somit in der ROI bei Messungen mit dem Talbotinterferometer keine Phasensprünge auftreten, wird dort auf das Anwenden des Unwrapping-Algorithmus verzichtet. Den erhöhten Werten links oben im Bild kann keine physikalische Ursache zugeordnet werden. Aufgrund des systematischen Auftretens und aufgrund ihrer Größe können sie nicht durch Rauschen beschrieben werden, welches in Kapitel 4.3 auf $1.3 \text{ mrad}/\text{Pixel}$ bestimmt wurde. Wie bereits ausgeführt, wird bei zukünftigen Messungen dieser Randbereich abgeschnitten.

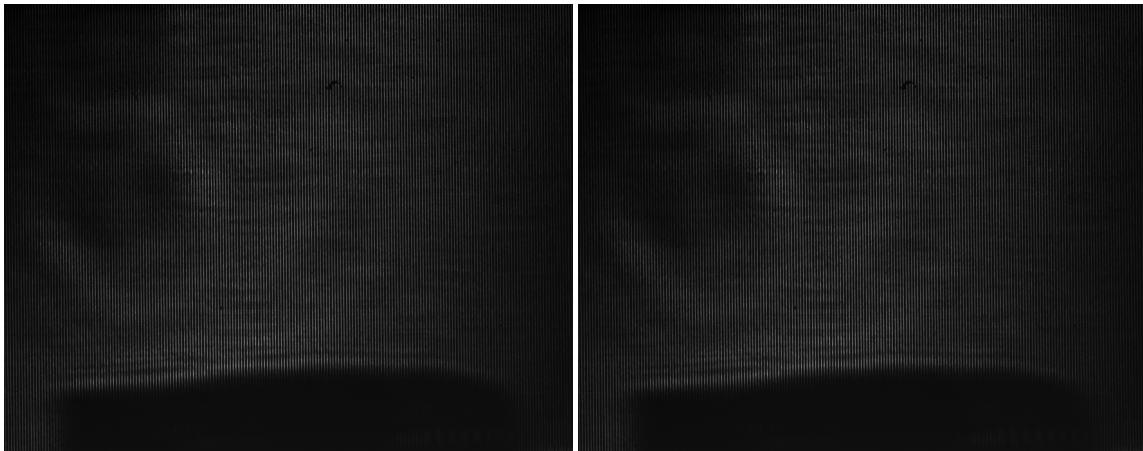


Abbildung 4.2: Im Abstand von 10 s aufgenommene Referenz ohne Gasfluss (links) sowie das Objektbild mit Gas unter einem Druck von 3 bar (rechts) und der Gasdüse von 9 mm Außen- und 6 mm Innendurchmesser unten im Bild sowie dem Talbotmuster des Absorptionsgitters mit einer Periode von 61.5 μm .

Durch Anwenden der Rekonstruktion wird das differentielle Phasenbild zudem im Fourieraum 2D-integriert und eine Glättung zwischen den Zeilen vorgenommen, sodass sich ein Phasenbild wie in Abbildung 4.5 ergibt. Unterschiedlich zum bisher beschriebenen Vorgehen wurde lediglich das Objekt- und Referenzbild oberhalb der Düse bei Zeile 1650 abgeschnitten. Der durch den Gasstrahl verursachte Phasenschub lässt sich in diesem Schritt allerdings noch nicht klar erkennen. Dadurch, dass das differentielle Phasenbild, wie in Kapitel 3.1.2 beschrieben, nur bis auf eine Konstante genau bestimmt ist, beinhaltet das Phasenbild aufgrund der Integration dieser Konstanten einen linearen Offset, welcher noch korrigiert werden muss. Um den linearen Offset zu bestimmen, wird über die Zeilen von Abbildung 4.5 gemittelt. An das Ergebnis wird die Funktion

$$f(x) = e + d \cdot x + a \cdot \exp\left(-\frac{(x - b)^2}{c}\right) \quad (4.1)$$

angepasst, wobei e und d den linearen Offset und die Gaussfunktion den Phasenschub des Gasstrahls beschreibt. Die Parameter sind in Tabelle 4.1 gelistet und das Ergebnis ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Die x-Achse wurde über die Pixelgröße in die Einheit mm umgerechnet. Wie sich bereits aufgrund der Artefakte im linken Randbereich im differentiellen Phasenbild in Abbildung 4.4 vermuten lässt, zeigt sich hier eine Abweichung des Fits bei kleinen x-Werten. Diese zeigt sich systematisch in jeder Rekonstruktion und konnte weder durch Zuschneiden der Rohdaten noch durch Erweitern des Randes mit konstanten Werten behoben werden. Somit entsteht diese Abweichung vermutlich aus der Rekonstruktion, wobei für sie keine exakte Ursache gefunden werden konnte.

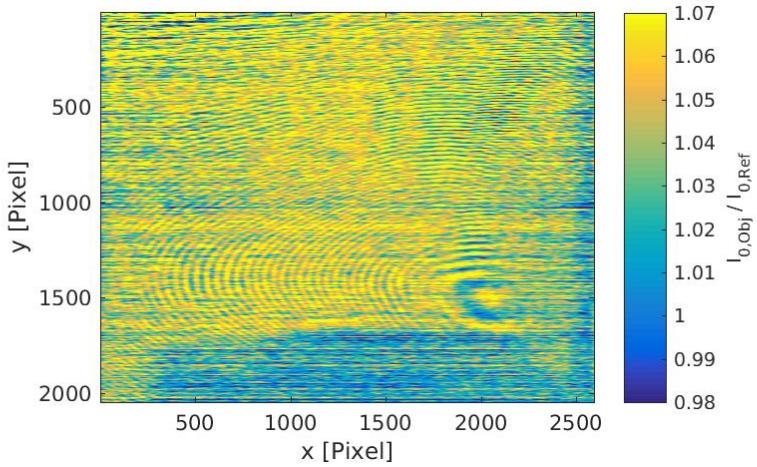


Abbildung 4.3: Aus Abbildung 4.2 bestimmte Transmission mit keinem erkennbaren Signal, der Gasdüse unten sowie Newton-Ringen darüber und einem Artefakt am rechten Rand.

Fitbereich [Pixel]	a [mrad]	b [Pixel]	c [kPixel ²]	d [μrad]	e [mrad]
gesamt	326.5 ± 1.9	1331.2 ± 2.8	387 ± 7	-544.4 ± 1.1	605.7 ± 2.1
200-250	399.1 ± 3.0	1410 ± 4	520 ± 11	-498.4 ± 1.7	499.6 ± 2.9
500-550	312.8 ± 1.7	1293.3 ± 2.4	315 ± 5	-542.3 ± 1.0	620.5 ± 1.9
800-850	305.9 ± 2.1	1269 ± 4	337 ± 7	-583.7 ± 1.2	666.3 ± 2.3
1100-1150	332.7 ± 2.1	1280.4 ± 3.0	386 ± 7	-619.9 ± 1.2	702.3 ± 2.4
1400-1450	351.2 ± 2.0	1370.8 ± 2.8	393 ± 7	-600.0 ± 1.2	668.8 ± 2.1

Tabelle 4.1: Berechnete Fitparameter bei Fit von Gleichung 4.1 an Daten aus Abbildung 4.5 für unterschiedliche Fitbereiche.

Zur Korrektur der Abbildung 4.5 wird der lineare Offset aus Abbildung 4.6 abgezogen. Dadurch ergibt sich Abbildung 4.7. Der Gasstrahl ist darin qualitativ zu sehen und der hervorgerufene Phasenschub ist, wie nach Gleichung 2.10 zu erwarten, proportional zur Dicke des Gasstrahls, die in diesem Zusammenhang der Steghöhe h entspricht. Allerdings ergeben sich, bedingt durch die Abweichung des Fits in Abbildung 4.6 und die Artefakte links oben in Abbildung 4.4, Fehler im Randbereich, welche den Gasstrahl dort verzerrt aussehen lassen. Aufgrund dieser genannten Fehler wird zur quantitativen Datenerhebung beim späteren Versuchsaufbau nur noch mit einem Teil oberhalb der Düse des differentiellen Phasenbildes gearbeitet. Der Phasenschub wird dann aus dem Integral über das durch das Objekt verursachte Signal im differentiellen Phasenbild berechnet, was äquivalent zur Amplitude der Phase im Phasenbild ist.

Für die Bestimmung des durch Stickstoff verursachten Phasenschubes mit diesem Aufbau mussten zu keinem Zeitpunkt Daten selektiert werden. Durch die Führung des Gasschlauches wurde erreicht, dass das Gas kontrolliert und nicht mehr turbulent, wie in den Messungen mit Butan in [Aks19], austritt und reproduzierbar gemessen werden konnte.

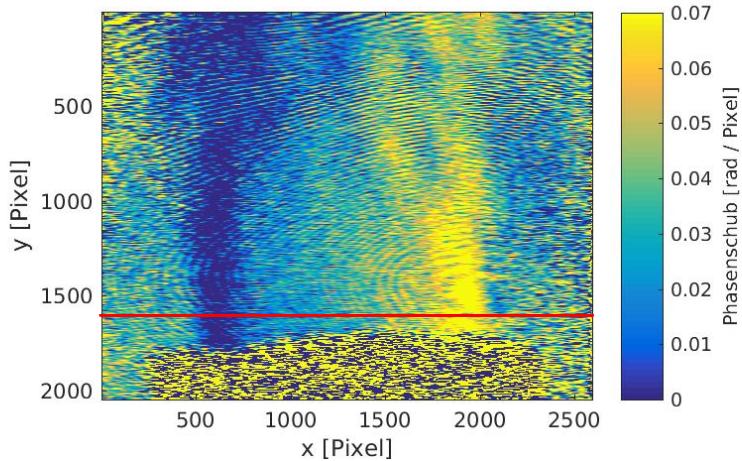


Abbildung 4.4: Aus Abbildung 4.2 bestimmte differentielle Phase mit der Erwartung entsprechendem sowie durch das Gas verursachtem Signal, der Gasdüse unten, der roten Markierung der Pixelzeile 1650 sowie einem Ausleseartefakt oben links. Die Ringe oberhalb der markierten Zeile sind als Newtonringe zu interpretieren. Obwohl der vermessene Stickstoff aufgrund seines Brechungsindexes nur ein gewollt kleines Signal erzeugt und deshalb Rauschen im Bild eine große Rolle spielt, ist der Gasstrahl klar sichtbar. Seine Ränder sind im Bild als vertikale Bereiche mit den höchsten und niedrigsten Werten zu sehen.

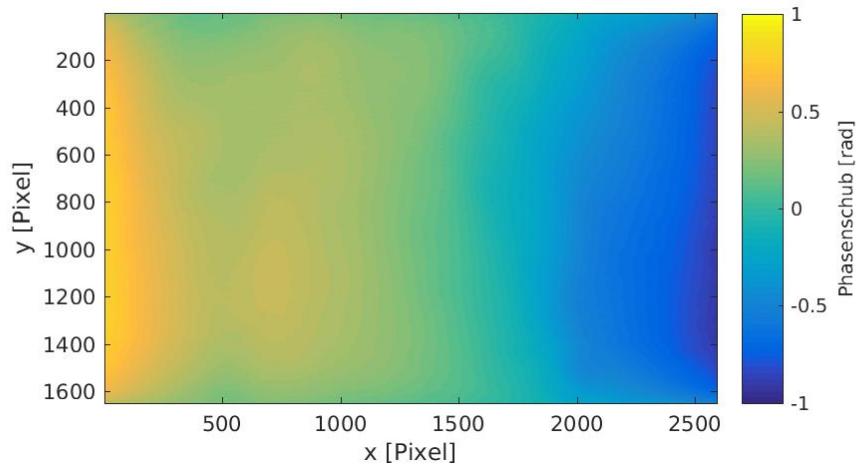


Abbildung 4.5: Aus dem Teil oberhalb der Zeile 1650 der Abbildung 4.2 bestimmte Phase ohne Korrektur des linearen Offsets.

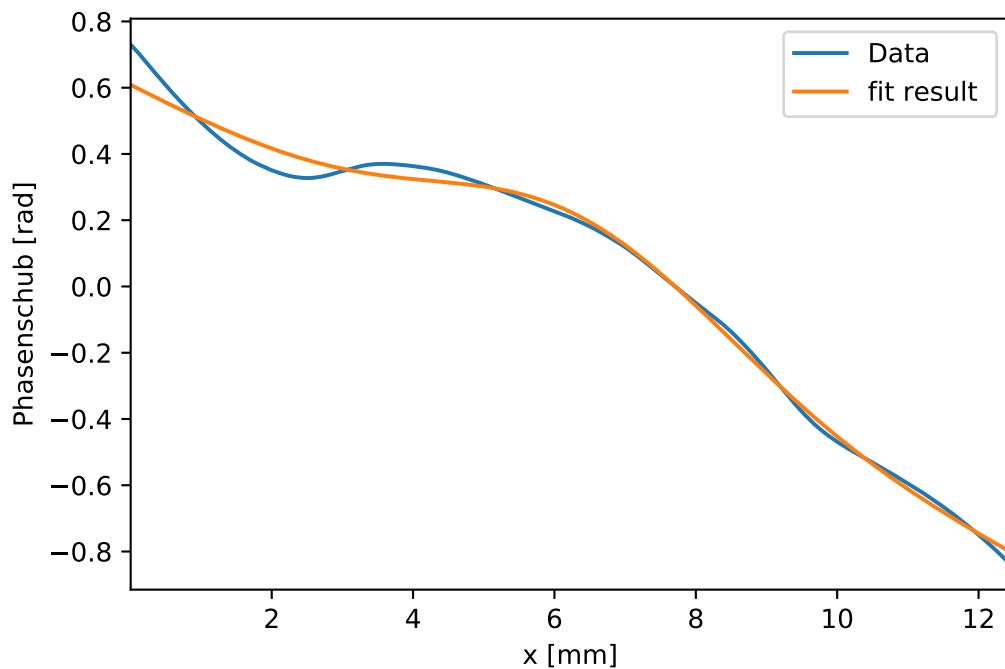


Abbildung 4.6: Mittelung über alle Zeilen der Abbildung 4.5 und Fit der Gleichung 4.1 daran mit systematischer, durch Rekonstruktion bedingter Abweichung zu kleinen x-Werten hin.

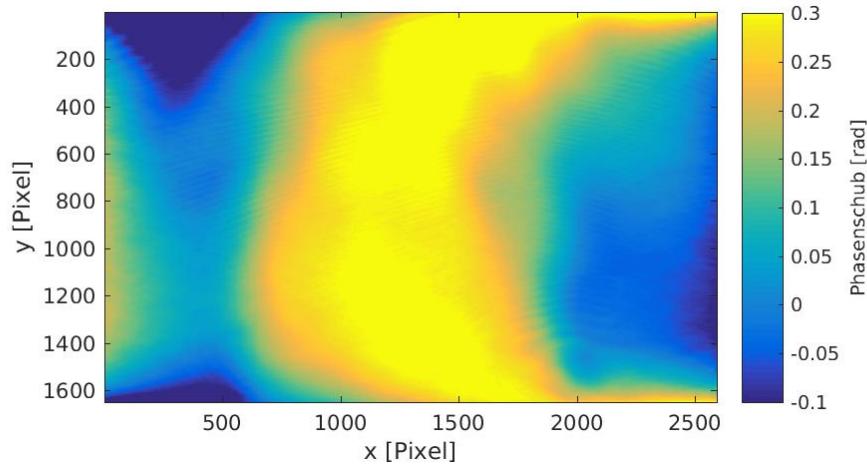


Abbildung 4.7: Aus dem Teil oberhalb der Zeile 1650 der Abbildung 4.2 bestimmte Phase nach Korrektur des linearen Offsets mit dem durch den Gasstrahl bedingten und erwartetem Signal in der Mitte des Bildes und Fehler im Randbereich mit Ursprung im differentiellen Phasenbild in Abbildung 4.4 und der Abweichung des Fits in Abbildung 4.6.

4.2 Bestimmung der Dicke des Gasstrahls

Um Kenntnisse über die Dicke des Gasstrahls nach Austreten aus der Düse zu erhalten, wird in unterschiedlichen Höhen, äquivalent zum Vorgehen in Abbildung 4.6, aber mit einem Fitbereich von jeweils nur 50 Zeilen, Gleichung 4.1 an das Phasenbild 4.5 gefittet. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.8 dargestellt, wobei die aus den unterschiedlichen Fitbereichen gewonnenen Daten aus Anschauungsgründen jeweils um ein Vielfaches von 0.2 rad versetzt abgebildet sind. Wie bereits in Kapitel 4.1 diskutiert, kommt es erneut bei kleinen x-Werten zu größeren Abweichungen der gestrichelten Fits von den Daten. Die Fitparameter sind in Tabelle 4.1 gelistet. Um damit auf die Dicke des Gasstrahls und deren Veränderung abhängig vom Abstand zur Düse zu schließen, wird das $\frac{1}{e}$ -Kriterium angewandt. Somit wird die Kante des Gasstrahls an dem Wert definiert, an dem der Gaussfit auf circa 36.8% seines Maximalwertes abgefallen ist. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Werte ergeben sich aus den Fitparametern b und der Wurzel aus c in Tabelle 4.1. Die Definition des Randes des Gasstrahls ist legitim, da die Dicke nahe oberhalb der Düse 0.60 cm entspricht, was unter Berücksichtigung der Vergrößerung einer tatsächlichen Breite des Strahls von 0.52 cm gleichkommt. Dieser Wert liegt nahe des Innendurchmessers der Düse von 0.6 cm. Zu beachten ist, dass die angegebenen y-Werte relativ zur Bildunterkante gegeben sind und nicht zur Gasdüse, da ihr Rand nicht klar bestimmt werden kann. Der Plot zeigt einen Gasstrahl, welcher sich zu kleineren und dann zu größeren x-Werten hin ausbreitet. Ob dies tatsächlich der Fall ist, müsste mit einer weiteren Messmethode untersucht werden. Allerdings könnte dies auch auf die bereits diskutierten Artefakte am Bildrand zurückzuführen sein.

4 Experimente und Erkenntnisse

Betrachtet man lediglich die mittleren drei Messwerte, so schwankt der Mittelwert nur um 0.12 mm. Die Breite des Gasstrahls verjüngt sich kontinuierlich in seiner Strömungsrichtung mit Ausnahme des Wertes am oberen Bildrand, welcher konträr auf eine Weitung des Strahls schließen lässt. Wiederum liegen nicht genügend Informationen vor, um dieses Verhalten physikalisch zu begründen oder die Wechselwirkung des Gases mit der umliegenden Luft zu beschreiben. Wählt man beispielsweise als Kante des Gasstrahls nicht das $\frac{1}{e}$ -Kriterium, sondern das $\frac{1}{e^2}$ -Kriterium, so ergibt sich aus $\sqrt{2 \cdot c}$ mit Parameter c aus Tabelle 4.1 eine Strahlbreite nahe der Düse von 7.4 mm. Dieser Wert ist größer als die Düsenbreite, was gegen eine Verjüngung des Gasstrahls spricht. Zusätzlich verändert sich die Breite des Strahls zwischen den Werten nahe der Düse nur um 0.91% um 54 μm , was kleiner als eine Gitterperiode ist und somit nahe der Auflösungsgrenze liegt. Deshalb wird der Wertebereich zukünftig auf diesen Teil des Bildes beschränkt und von einer dortigen Ausbreitung des Gases mit einer konstanten Dicke, entsprechend dem Innendurchmesser der Düse, ausgegangen. Als Fehler wird ± 1.4 mm, was der größeren Abweichung der Düsenbreite zu den aus den zuvor bestimmten Breiten entspricht, angenommen. Positiv ist auch, dass sich in diesem Bereich Parameter a , welcher die Amplitude des Gaussfits und somit den Phasenschub beschreibt, nur um weniger als 5.6% ändert, was eine geringe Geschwindigkeitsänderung des Gases in diesem Bereich vermuten lässt. Zudem wird auf eine senkrechte Ausrichtung der Düse geachtet.

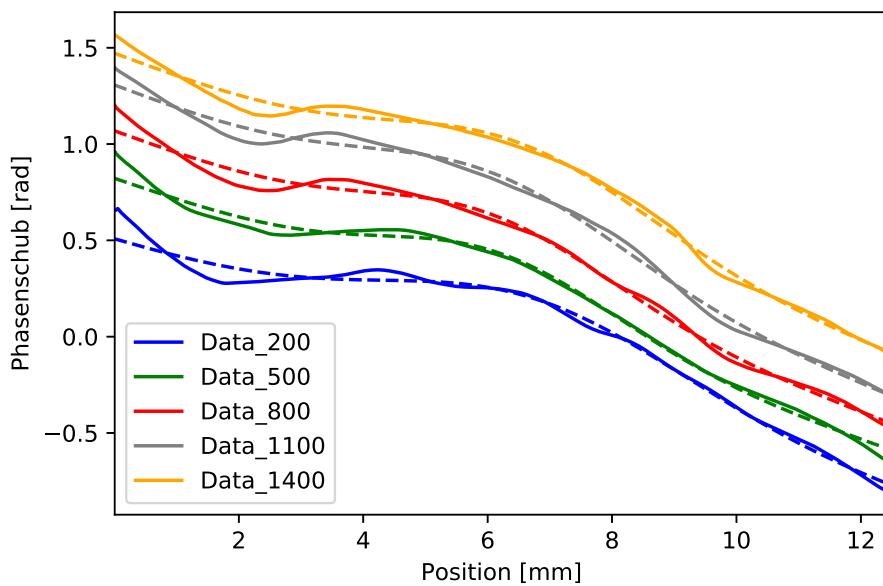


Abbildung 4.8: Aus einem Bereich von den angegebenen Zeilen und den jeweils 49 Zeilen darunter gemittelte Phase aus dem Phasenbild in Abbildung 4.5 und gestrichelte Fits von Gleichung 4.1 daran mit Abweichungen zu kleinen x-Werten hin. Die Daten und Fits sind aus Anschauungsgründen um Vielfache von 0.2 rad verschoben abgebildet.

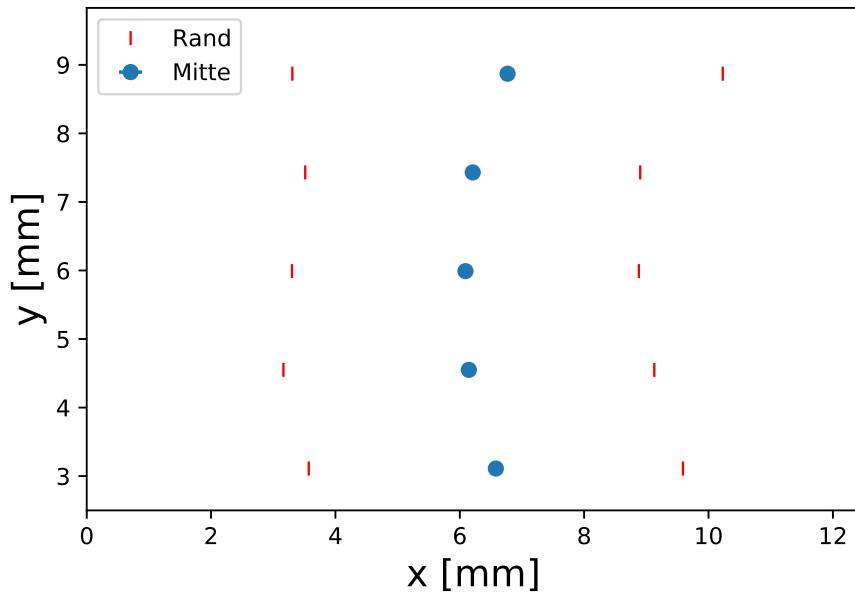


Abbildung 4.9: Mit $\frac{1}{e}$ -Kriterium aus Abbildung 4.8 bestimmter Rand des Gasstrahls sowie sein Mittelwert mit Standardabweichung in unterschiedlichen Höhen nach Austreten aus der Düse. Die Standardabweichungen sind so klein, dass sie von den Datenpunkten verdeckt werden.

4.3 Bestimmung des Brechungsindexes

Der durch das Gas verursachte Phasenschub lässt sich äquivalent aus der Amplitude des Gaussfits im rekonstruierten Phasenbild als auch aus der Fläche zwischen dem differentiellen Phasenschub und seinem konstanten Offset bestimmen. Zur Auswertung wird hier die letztere Methode gewählt. Somit werden die beschriebenen Probleme, welche durch die 2D-Integration im Fourieraum und einer Glättung von Sprüngen zwischen den Zeilen des Phasenbildes entstehen, umgangen.

Die differentielle Phase wird durch Mittelung über die Zeilen 1100 bis 1400 aus Abbildung 4.4 errechnet. Der Randbereich mit einer Breite von 100 Pixeln wird jeweils links und rechts abgeschnitten. Diese ROI ist in Abbildung 4.10 zu sehen. Die Fitbereiche werden vom Mittelpunkt zwischen den maximalen Werten in Abbildung 4.10 begrenzt und haben eine Breite von 850 Pixel. Der restliche Bereich dient der Bestimmung des konstanten Offsets und des Rauschens und ergibt sich aus Mittelwert und Standardabweichung zu 29.2 ± 1.3 mrad/Pixel. Nach Gleichung 2.10 ist der Phasenschub proportional zur Höhe h der Gitterstege, was in diesem Fall der Dicke des Gasstrahls entspricht. Diese Dicke entlang der optischen Achse ist bei Erwartung eines zylindersymmetrischen Strahls gleich der zuvor in Kapitel 4.2 senkrecht dazu bestimmten Dicke in der Gitterebene von 0.60 ± 0.14 cm. Bei Annahme eines konstanten Brechungsindexes im Stickstoff ist demnach der differentielle Phasenschub

4 Experimente und Erkenntnisse

proportional zum Gradienten der Dicke des Gasstrahls. Entsprechend der Erwartung einer Zylinderscheibe als Dickeprofil wird zur Anpassung an die Daten

$$f(x) = \frac{\frac{x-b}{d}}{\sqrt{(1 - (\frac{x-b}{d})^2)}} \cdot e, \quad (4.2)$$

mit den Fitparametern b, d und e verwendet. Um die Unschärfe aufgrund des begrenzten räumlichen Auflösungsvermögens sowie um den Übergang von Luft zu Gas zu beschreiben, wird diese Funktion noch mit der Gaußfunktion

$$g(x) = a \cdot \exp\left(-\frac{(x-b)^2}{c}\right) \quad (4.3)$$

gefaltet. Das Ergebnis wird mit dem bestimmten Offset addiert und an die Messdaten gefittet. Die bestimmten Fitparametere sind in Tabelle 4.2 gelistet. Allerdings versagt hierbei im Allgemeinen der Fit mit `scipy.optimize.curve_fit` in Python. Der Fit wird getrennt für die linke und rechte Hälfte des Gasstrahls durchgeführt. Für den rechten Fitbereich ergeben sich Fitparameter mit bis zu 6 Größenordnungen größeren Fehlerangaben. Die angegebenen Parameter in Tabelle 4.2 sind unabhängig vom Fehler gerundet, sobald sich diese um mehr als eine Ordnung unterscheiden. Im linken Bereich wurden gar keine optimierten Parameter gefunden. Deswegen wird unter der Annahme eines symmetrischen Signals der Phasenschub aus der Anzahl der Pixel im rechten Fitbereich bestimmt. Die Summe ergibt sich zu 16.75 rad. Das Signal-Rausch-Verhältnis, abgekürzt SNR, bestimmt aus der Amplitude des Fits zur wie oben beschriebenen Standardabweichung im Randbereich, beträgt 48.5 mrad geteilt durch 1.3 mrad = 37.3.

Um daraus die Differenz der Brechungsindizes von Luft zur Probe zu berechnen, muss dieser Wert in Gleichung 2.10 eingesetzt werden, wobei $\Delta\Phi$ dabei der berechneten Summe geteilt durch die Sensitivität

$$S = \frac{A \cdot \lambda}{d \cdot ppp} \cdot \frac{M}{d},$$

mit dem Abstand A zwischen Gitter und Detektor und der Vergrößerung M zwischen Objekt und Gitter, der Wellenlänge des Lasers λ , der Pixelgröße d und der Anzahl der Pixel pro Periode ppp , der Messung entspricht. Dieser Faktor ist notwendig, da die Einheit rad im Phasenbild die Phase des Laserlichtes beschreibt, während sie im differentiellen Phasenbild eine Verschiebung des Gitters bezüglich der Gitterperiode definiert. Daraus folgt eine Differenz der Brechungsindizes von $\Delta n = 7.4 \pm 1.8 \times 10^{-6}$. Der Fehler wurde per Fehlerfortpflanzung aus der größten Fehlerquelle, der Dicke des Gasstrahls, bestimmt. In diesem Fehlerbereich liegt der Literaturwert von $\Delta n = 5.68 \times 10^{-6}$ von trockener Luft zu Stickstoff bei 15°C für die Wellenlänge $\lambda = 650$ nm [Pol18].

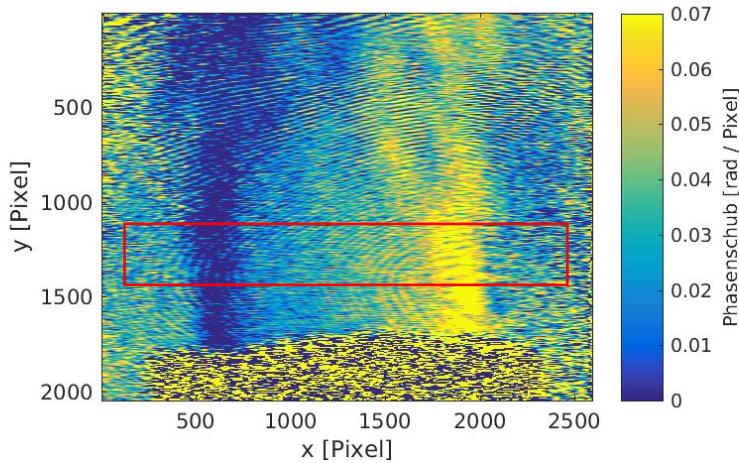


Abbildung 4.10: Mittlerer differentieller Phasenschub aus Abbildung 4.4 mit Markierung der ROI zur Bestimmung des Phasenschubs und des Brechungsindexes des Gases.

Fitbereich [Pixel]	a	b [Pixel]	c [Pixel ²]	d [Pixel]	e
265-1140	0.011	1371	17415	643	0.007
1140-2015	0.013±4000	1371.1 ± 2.6	17415±600	642.9±2.5	0.008±2200

Tabelle 4.2: Berechnete Fitparameter der Fits aus Abbildung 4.11. Parameter und Fehler sind unabhängig gerundet sobald sie sich um mehr als eine Potenz unterscheiden. Im linken Fitbereich wurden keine optimierten Parameter gefunden.

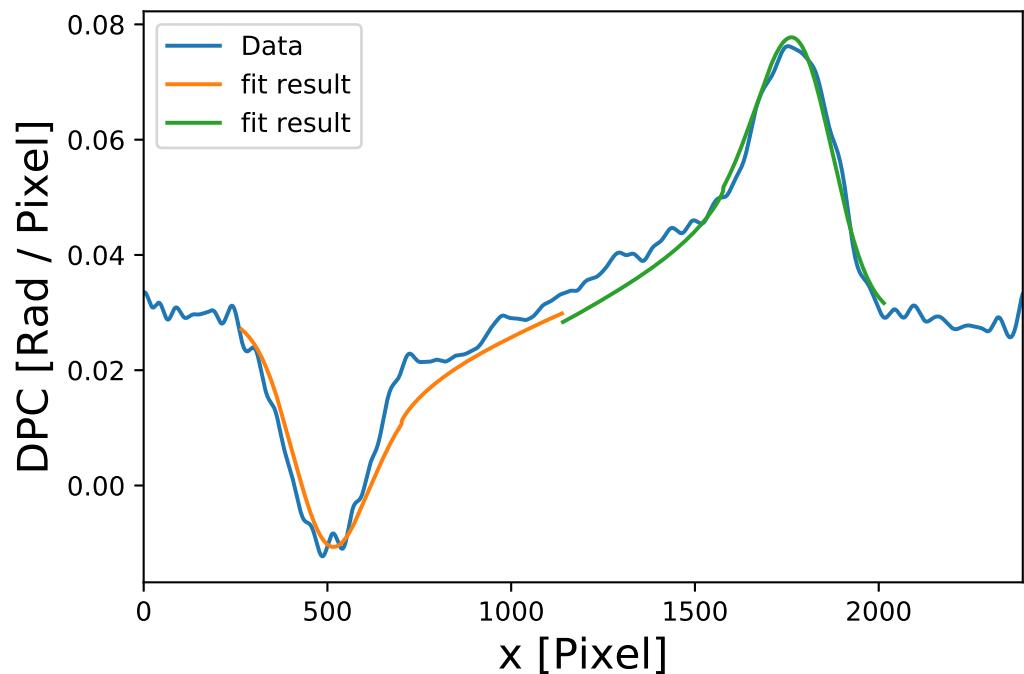


Abbildung 4.11: Mittlerer differentieller Phasenschub aus rotem Kasten aus Abbildung 4.10 mit Fit von Gleichung 4.2 gefaltet mit Gaussfunktion 4.3 daran.

4.4 Neuer Aufbau

Für die weiteren Messungen, in denen eine single-shot Methode und ein Aufbau nach Bonse-Hart getestet werden, müssen zwei Beugungsordnungen des gesamten Laserstrahls nebeneinander, beziehungsweise übereinander auf dem Detektor abgebildet werden. Dies ist in der Skizze des Aufbaus in Abbildung 4.12 dargestellt. Die nullte Beugungsordnung des ersten Gitters muss geblockt werden, da sie bei einem symmetrischen Aufbau sonst auf die anderen Beugungsordnungen mit ihrer großen Intensität fällt und diese überlagert. Das Blocken kann nur geschehen, wenn die Beugungsordnungen des ersten Gitters getrennt erscheinen, was einen minimalen Abstand zwischen Gitter und Blocker nach sich zieht. Damit die Beugungsordnungen nach dem zweiten Gitter im Strahlengang passend auf den Detektor fallen, kann für jede Gitter-Konstellation nur ein bestimmter Abstand zwischen den Gittern aufgebaut werden. Somit ist die Länge des optischen Tisches ein limitierender Faktor. Zudem ist die Konstellation der Gitter eingeschränkt, da das zweite Gitter eine kleinere Gitterperiode vorweisen muss, sodass die Beugungsordnungen nicht divergent sind. Durch die festen Abstände in den Aufbauten kann somit auch nur jeweils eine passende Linse eingebaut werden, sodass der Laserstrahldurchmesser die richtige Größe an der Position des Detektors hat. Die Vergrößerung der Gitter zur Kamera, und somit die PPP, sind somit nicht variabel einstellbar. Ein Shutter erwies sich, aufgrund von Beugung an ihm, zur Einstellung des Laserstrahldurchmessers als untauglich. Aus den genannten Gründen wurde für die single-shot Messung der in Tabelle 4.3 beschriebene Aufbau mit einer Linse mit 200 mm Brennweite, einem ersten Gitter mit einer Periode von $35 \mu\text{m}$ und einem zweiten Gitter mit einer Periode von $10 \mu\text{m}$ gewählt. Das Butangas wurde 6.5 cm vor der Kamera platziert. Für den Bonse-Hart-Aufbau wurde das zweite Gitter mit einem Phasengitter mit einer Periode von $4 \mu\text{m}$ getauscht und der Abstand zwischen diesem und der Kamera auf 5.1 cm justiert. Hier wurde das Objekt 5 cm vor dem Phasengitter postiert. Es wurde anstatt des Stickstoffs mit Butan gemessen, da es mit einem Brechungsindex von $n = 1.001263$ [Aks19] einen größeren Phasenschub verursacht. Kann kein Signal des Butans gemessen werden, so gilt dies im Allgemeinen auch für den Stickstoff.

Bestandteil	Abstand zum Laser [cm]
Laser	0.0
Linse	16.5
Gitter	46.0
Gitter	90.2
Gas	93.6
Kamera	100.1

Tabelle 4.3: Komponenten des neuen Aufbaus für die single-shot Messung und ihre Abstände zum Laser.

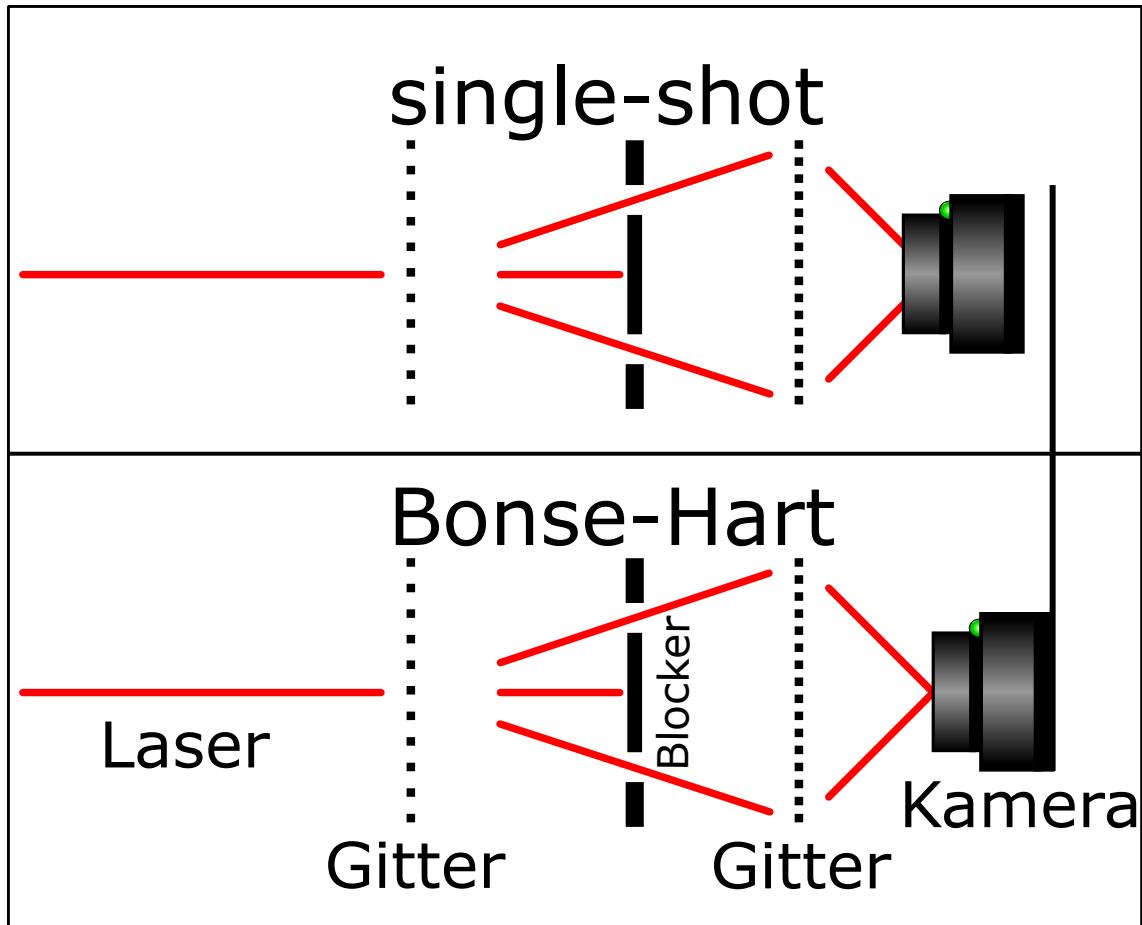


Abbildung 4.12: Skizze des Aufbaus für die single-shot Messung und des Bonse-Hart Interferometers. Der Laserstrahl trifft auf ein als Strahlteiler fungierendes Gitter. Dessen nullte Beugungsordnung wird geblockt, sodass auf das zweite Gitter nur die ersten Ordnungen treffen. In der single-shot Messung fallen dann die ersten Beugungsordnungen des zweiten Gitters nebeneinander auf die Kamera. Im Bonse-Hart Aufbau wird die Kamera verschoben, sodass die Ordnungen aufeinander liegen.

4.4.1 Single-shot Methode

Für manche Anwendungsgebiete ist es problematisch oder sogar unmöglich, eine zeitlich getrennte Objekt- und Referenzaufnahme abzubilden. Dies gilt beispielsweise für dynamische Prozesse oder für Proben, die bei der Messung, wie beispielsweise der Erzeugung von Plasmen, zerstört werden. Zudem können manche Strahlungsquellen nur einmalig feuern oder ihre Schüsse sind untereinander nicht vergleichbar. Deshalb wird eine single-shot Methode getestet, die nicht mit zeitlicher, sondern mit räumlicher Trennung von Objekt und Referenz arbeitet. Da, wie in Kapitel 3.2 beschrieben, die linke und rechte erste Beugungsordnung des ersten Gitters in Richtung des Laserstrahls nebeneinander abgebildet werden, sollten Charakteristika des Lasers sowohl in Objektbild, als auch im Referenzbild enthalten sein und somit zu keinen zusätzlichen Störungen im Vergleich zur vorherigen Messmethode führen. Ein Merkmal des Laserstrahls sind beispielsweise die großen, breiten Ringe in Abbildung 4.13. Zusätzlich wird der durch das Schwingen des Versuchsaufbaus verursachte Fehler minimiert.

Die mit dem in Kapitel 4.4 beschriebenen Aufbau erhaltenen Messdaten für die single-shot Methode sind in Abbildung 4.13 zu sehen. Die markierten ROIs sind 601 Pixel hoch und 301 Pixel breit. Um sie passend überlagern zu können, wurden sie um den händisch ausgelesenen Mittelpunkt des Laserstrahls gelegt. Im Bereich der linken ROI lässt sich als heller Streifen der Gasstrahl des Feuerzeugs erkennen. Dies ist aufgrund des Effekts der Kantenschärfung durch den in Kapitel 3.1.3 beschriebenen in-line Phasenkontrast möglich. Unter Berücksichtigung der Vergrößerung erwartet man 2.4 PPP für das $10\text{ }\mu\text{m}$ - Gitter sowie 32.7 PPP für das $35\text{ }\mu\text{m}$ - Gitter. In Abbildung 4.14, in der die rechte ROI aus Abbildung 4.13 zu sehen ist, sind schwach ausgeprägt die erwarteten 33 PPP zu sehen. Die kleinere Periode kann nicht beobachtet werden. Vermutlich liegt das daran, dass sie nahe der Auflösungsgrenze liegt. Allerdings erkennt man vom Bildmittelpunkt aus, mit schwächer werdender Intensität, 5 PPP. Das Gittermuster liegt außerdem leicht schräg im Bild. Dies spricht dafür, dass ein Moiré-Effekt zwischen den ersten Beugungsordnungen des ersten Gitters auftritt. Darunter ist die Intensität aus der markierten ROI (rot) abgebildet. Sie wurde in einem schlecht ausgeleuchteten Bereich mit großem Abstand zum Mittelpunkt der Rohdaten gewählt, weswegen das Moiré-Muster dort nur schwach ausgeprägt ist. Damit wird, äquivalent zu Kapitel 4.1, die Visibility nach unten abgeschätzt. Sie ergibt sich zu $V = 1.4\%$. Die dunklen und hellen Flecken im Bild sind auf Verschmutzungen auf Detektor und Gitter zurückzuführen. Mit der linken ROI als Objekt und der rechten ROI als Referenz wird die Rekonstruktion durchgeführt. Danach wird das Skript phase_unwrap der Arbeitsgruppe darauf angewandt. Dadurch ergibt sich Abbildung 4.15. Darin ist am Mittelpunkt des Laserstrahls ein negatives differentielles Phasensignal zu sehen. Dies ist unerwartet, da dort kein Gas strömt. Zudem tritt wieder ein Artefakt in der oberen linken Ecke auf. Im Bereich rechts des Mittelpunkts, wo das Signal des Gases erwartet wird, lässt sich lediglich eine Veränderung der Struktur des Bildes erkennen. Dieser Effekt tritt auch auf, wenn eine Rekonstruktion ohne Gas im Bild durchgeführt wird. Dies schließt aus, dass der

4 Experimente und Erkenntnisse

Effekt durch das Gas hervorgerufen wird. Der Lineplot in Abbildung 4.15, welcher aus der Pixelzeile 150 der Rekonstruktion gewonnen wurde, zeigt quantitativ, dass kein durch das Gas hervorgerufenes Signal gemessen werden konnte.

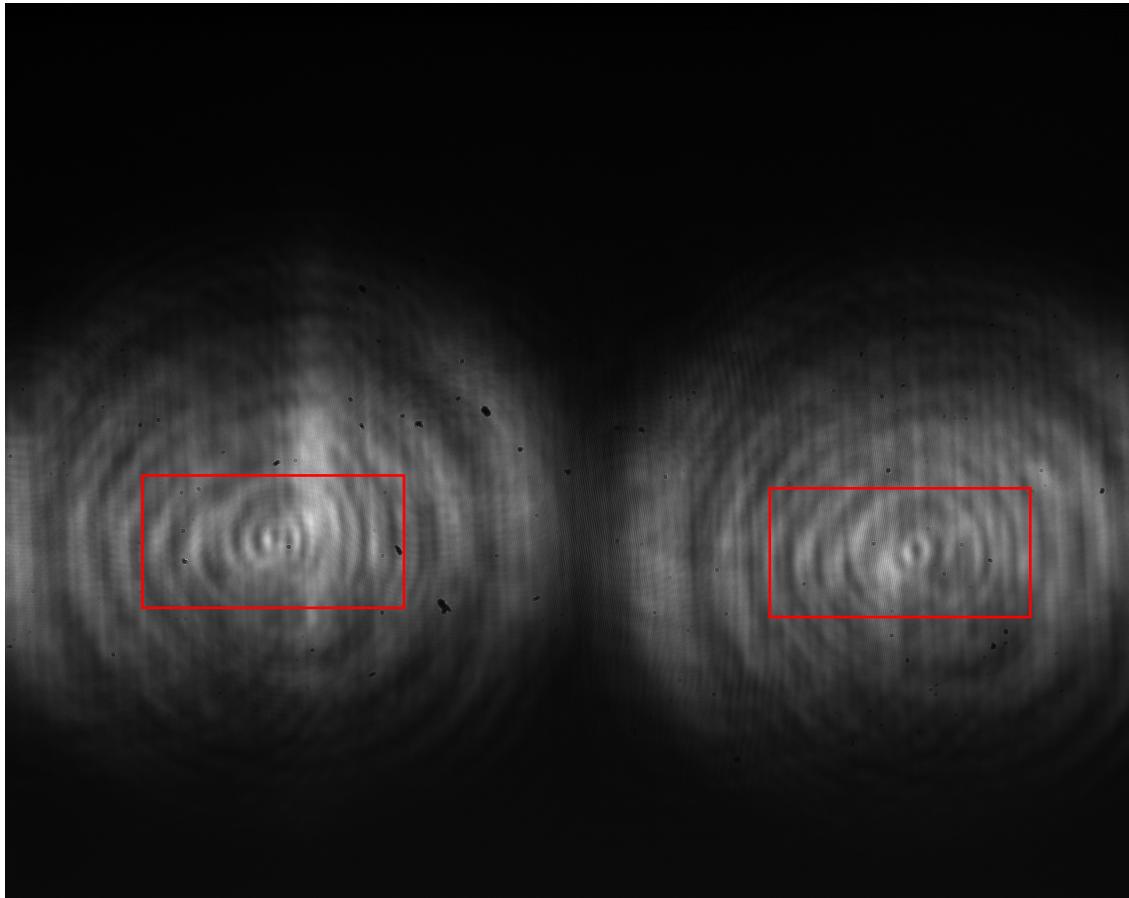


Abbildung 4.13: Rohdaten der single-shot-Methode mit Markierung der ROIs mit durch in-line Phasenkontrast sichtbarem Gas aus Feuerzeug (links) sowie der Referenz (rechts).

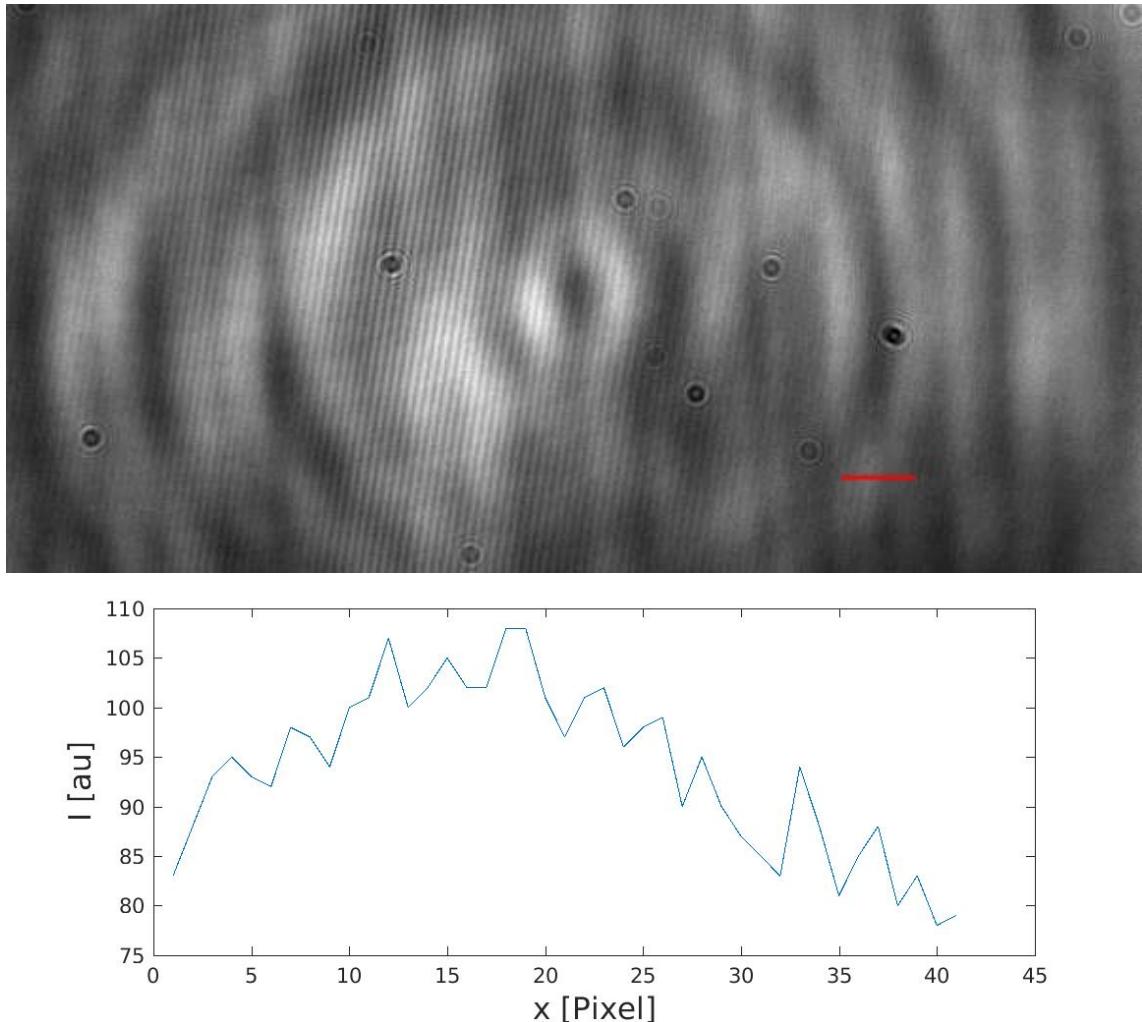


Abbildung 4.14: Rechte ROI aus Rohdaten in Abbildung 4.13 mit schwach ausgeprägten 33 PPP und vom Bildmittelpunkt aus, mit schwächer werdender Intensität, schräg liegende 5 PPP. Verschmutzungen auf Gitter und Kamera erzeugen helle und dunkle Störstellen. Aus dem Plot der Intensität, welcher aus der ROI (rot) bestimmt wurde, wird die Visibility nach unten abgeschätzt.

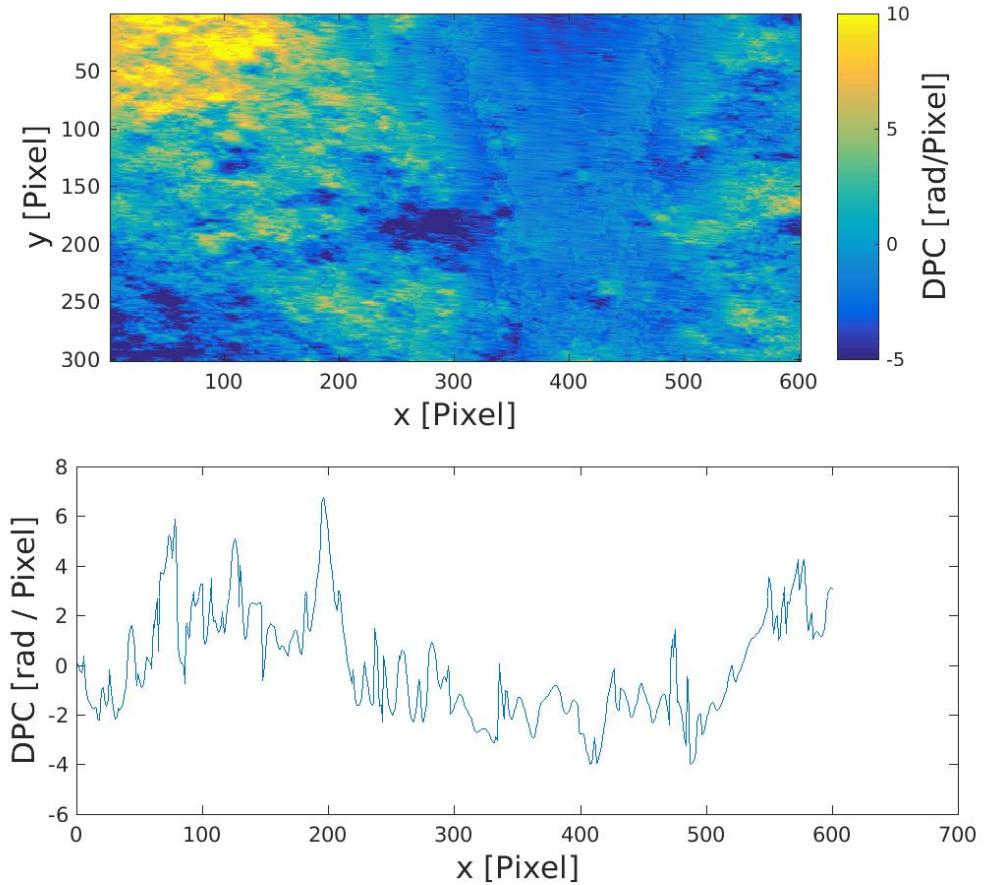


Abbildung 4.15: Aus Abbildung 4.13 rekonstruierte differentielle Phase mit negativem Signal im Bereich des Laserstrahlmittelpunktes und Artefakt am oberen linken Bildrand. Im Bereich des Gasstrahls zeigt sich eine Veränderung der Struktur des Bildes, welche allerdings nicht auf das Gas als Ursache zurückzuführen ist. Der Plot zeigt Pixelzeile 150 aus der Rekonstruktion und es lässt sich kein durch das Gas hervorgerufenes Signal erkennen.

Dies kann an vielen der bei der Messung auftretenden Problemen liegen. Die Charakteristika des Laserstrahls sind in Objekt und Referenz zwar gleich, aber im Bild entstehen auch Unterschiede aufgrund von Dreck und Staub auf der Kamera sowie auf dem zweiten Gitter. Diese zeigen sich in Abbildung 4.14 als dunkle und helle Punkte. Zudem beeinträchtigen Gitterfehlstellen und Charakteristika der Kamera die Aufnahme. Objekt und Referenz können nicht klar definiert werden, was ein perfektes Überlagern unmöglich macht. Je nach Orientierung der Gitter verschieben sich die Beugungsordnungen lateral und vertikal. Auch unter Zuhilfenahme eines Markers lässt sich dieses Problem nicht beheben, da sich aufgrund von Beugung daran nie eine auf Pixelgröße exakte Kante bestimmen lässt. Darauf hinaus führen die 'Ringe' im Muster des Laserstrahls zu einem ungewollten, negativen Signal zur Mitte des Strahls hin. Das vermutlich größte Problem stellt jedoch das Gittermuster dar. Mit 5 PPP ist es für die Rekonstruktion kritisch klein. Es entsteht, entgegen dem Sinn des Aufbaus, aus dem Moiré-Effekt, weswegen es von der mittleren Spalte der Rohdaten weg an Visibilität abnimmt. Im Objekt geschieht dies also von rechts, in der Referenz von links aus und ist somit in den beiden ROIs nicht symmetrisch. Mit $V = 1.4\%$ im rechten Bereich der Referenz ist sie des Weiteren für diese Messung problematisch klein.

Alle Ansätze, diese Probleme zu lösen, haben zu keiner Verbesserung geführt. Dazu gehört das Verschieben der ROIs um wenige Pixel in laterale und horizontale Richtung und das Verwenden der größeren Periode in den Rohdaten als PPP in der Rekonstruktion.

Um die Messung zukünftig zu verbessern, sollte ein anderer Laser mit einem homogenen Strahl verwendet werden. Des Weiteren sollte er mit einem zum Detektor passenden Durchmesser strahlen, sodass die Linse als Fehlerquelle aus dem Strahlengang entfernt werden kann. Alternativ könnten auch bessere Linsen verbaut werden. Mit einem breiteren Detektor könnte ein Ansatz für die Messung auch ein Aufbau ohne zweites Gitter mit einer direkten Abbildung der ersten Beugungsordnungen sein. Vor allem sollte aber mit einer anderen Konstellation an Gittern gemessen werden, welche ein direktes Abbilden des zweiten Gitters im Strahlengang mit einer besseren Visibilität möglich macht. Um den störenden Anteil des Moiré-Musters zu minimieren, könnte eine bessere Abschirmung der Beugungsordnungen voneinander hilfreich sein, welche nicht nur aus einem Blocker der nullten Ordnung besteht.

Als Fazit lässt sich festhalten, dass in dieser Messung die Probleme durch die räumliche Trennung von Objekt und Referenz viel größer sind als die Vorteile durch ihre gleichzeitige Aufnahme. Zwar konnte das Objekt mit dem jetzigen Messaufbau nicht gefunden werden, allerdings könnte ein Aufbau mit einem direkt auflösbarer zweiten Gitter die Lösung sein. Beispielsweise könnte nach der Beschaffung eines größeren $35 \mu\text{m}$ - Gitters der selbe Aufbau nach Tausch des $10 \mu\text{m}$ - Gitters mit dem $35 \mu\text{m}$ - Gitter funktionieren.

4.4.2 Messung nach Prinzip von Bonse und Hart

In dieser Messung wurden die ersten Beugungsordnungen des ersten Gitters überlagert abgebildet, indem die Kamera im Vergleich zur single-shot Methode weiter vom Gitter entfernt platziert wurde. Der Aufbau entspricht dem der single-shot Methode mit einem 4 μm -Gitter als zweitem Gitter, welches im Abstand von 5.1 cm zur Kamera steht. In den Messungen ist somit nur ein Moiré-Muster enthalten, da das 4 μm -Gitter nicht aufgelöst werden kann. Der Moiré-Effekt ist nun kein störender Faktor mehr, sondern Grundlage der Messung. Dadurch ergeben sich die Aufnahmen in Abbildung 4.16. Die darin enthaltenen horizontalen Linien sind ein Charakteristikum des 4 μm -Gitters und treten nur bei Messungen mit ihm auf. Das Talbotmuster des 35 μm -Gitters mit aufgrund der Vergrößerung erwarteten 30 PPP ist nicht zu beobachten, da es vermutlich aufgrund seiner geringen Visibilität von dem Moiré-Muster des 4 μm -Gitters mit 8 PPP überdeckt wird. Es wird angenommen, dass das Moiré-Muster durch das Überlagern der Beugungsordnungen entsteht, da bei der Messung mit der single-shot Methode ein Moiré-Muster mit von der Mitte weg abfallender Intensität beobachtet wurde. Das Gas aus dem Feuerzeug ist in der Objektaufnahme aufgrund des in-line-Effektes mit bloßem Auge kaum sichtbar, kann aber in Abbildung 4.17 beobachtet werden, in der das Objektbild durch die Referenz geteilt wurde.

In Abbildung 4.18 ist die über die in Abbildung 4.16 grün markierten, zehn Zeilen gemittelte Intensität bei verschiedenen horizontalen Positionen abgebildet. Es wurde nicht über mehr Zeilen gemittelt, da das Moiré-Muster nicht senkrecht im Bild liegt. In dem Plot sind die gemittelten Intensitäten aus Objekt- und Referenzaufnahme gemeinsam abgebildet. Bei deren Vergleich zeigt sich, dass links von der erwarteten Position des Gases bei kleinen x-Werten die Peaks der Referenz links deren des Objektes liegen. Zu größeren x-Werten hin überlagern sich die Peaks, trennen sich dann wieder, sodass die Referenzpeaks rechts deren des Objektes liegen, bis sie sich letztendlich wieder überlagern. Somit ist gezeigt, dass das gemessene Gittermuster auf das Objekt reagiert. Dies war zuvor nicht trivial ersichtlich, da in dieser Messung ein Talbotmuster mit einem durch das Gas verzerrten Talbotmuster überlagert wird.

Theoretisch sollte eine gitterbasierte Rekonstruktion möglich sein. Im Folgenden wird die zuvor verwendete Rekonstruktion angewandt. Zur Rekonstruktion wird eine ROI, welche in Abbildung 4.16 rot markiert ist, mit einer Höhe von 300 Pixel und der Breite von 800 Pixel gewählt, in der das Gas gut zu sehen ist und eine möglichst homogene Strahlungsintensität vorherrscht. Man erhält durch dieses Vorgehen, welches dem der zuvor verwendeten Bestimmung des differentiellen Phasenschubes mit dem Talbot-Interferometer entspricht, Abbildung 4.19. Darin ist ein zur Mitte des Gasstrahls hin ansteigender Signalverlauf zu sehen, der einem integrierten Phasenkontrast bei der vorher getätigten Bildgebung ähnelt. Zu beachten ist, dass die Rekonstruktion nicht für diese Datenaufnahme konzipiert ist. Das gemessene Signal ist allerdings zweifelsfrei durch das Gas hervorgerufen, da es immer an der erwarteten Position des Gasstrahls auftritt und es nicht gemessen wird, wenn mit zwei

Referenzbildern rekonstruiert wird. Außerdem tritt das wrapping dort auf, wo nach Abbildung 4.18 ein händisch ausgelesener Versatz der Intensitätspeaks von 4 PPP, also der Hälfte der PPP, vorliegt. Zudem wird nach dem in Abbildung 4.18 diskutierten Verhalten des Abstandes zwischen den Intensitätspeaks der Objektaufnahme zu denen der Referenz, der bestimmte Signalverlauf erwartet. Wieso dieser Verlauf zustande kommt, muss zukünftig mathematisch noch nachvollzogen werden. Für eine sinnvolle Datenauswertung ist vermutlich ein neues Rekonstruktionsskript nötig. Als Randeffekt treten am linken Bildrand periodisch wiederkehrende Sprünge im Abstand von 25 Zeilen auf. Das erhöhte Rauschen im rechten oberen Bildbereich lässt sich mit einer dortigen geringen Intensität des Laserstrahls in den Rohdaten in Abbildung 4.16 begründen. Nach Anwenden des unwrapping-Algorithmus erhält man Abbildung 4.20. Darin ist die repräsentative, unwrapped Zeile 70 aus der Abbildung 4.19 abgebildet, in der nur noch bei den x-Werten 335, 349 und 556 wrapping-Artefakte enthalten sind. Es lässt sich ein zur Mitte des Gasstrahls hin ansteigendes Signal erkennen. Die Vermutung, dass dieses lediglich den Verlauf der Intensität im Objektbild wiedergibt, wird bei Überlagern mit der gemessenen Intensität nicht bestätigt. Neben der beschriebenen Position, bei der das wrapping auftritt, ist dies ein weiteres Indiz dafür, dass das rekonstruierte Signal durch den Versatz des Talbotmusters durch die Probe entsteht.

Für weitere Messungen ist zu beachten, dass nach der Rekonstruktion mit dem zuvor verwendeten Stickstoff als Objekt, welches einen geringeren Phasenschub hervorruft, mit diesem Aufbau noch keine Auswirkung auf die rekonstruierten Daten gezeigt werden konnte. Zudem ist bisher kein Vorteil der Messung nach dem Prinzip von Bonse-Hart mit dem Moiré-Muster gegenüber der vorherigen Talbot-Bildgebung oder der von der Arbeitsgruppe verwendeten Moiré-Bildgebung ersichtlich.

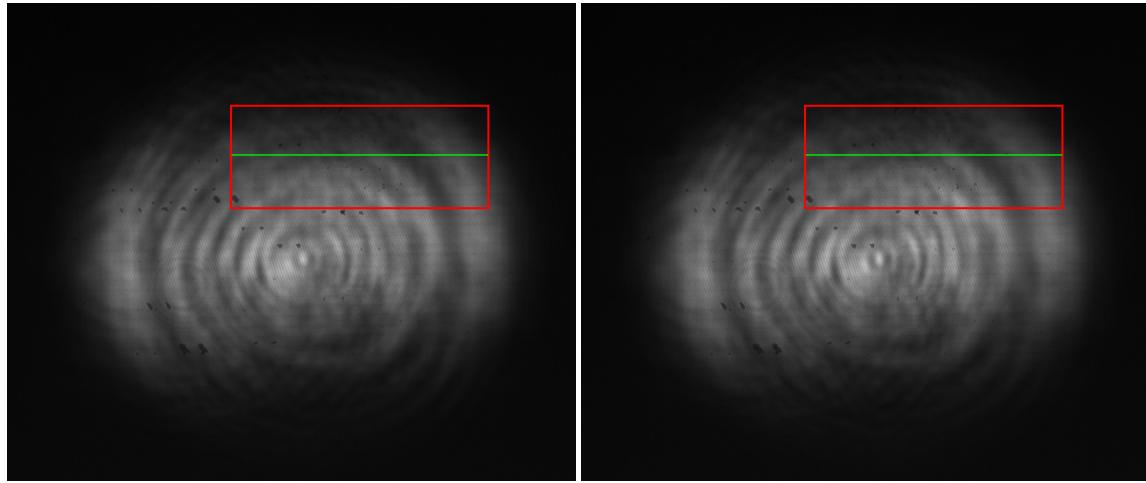


Abbildung 4.16: Rohdaten der Messung nach dem Prinzip von Bonse und Hart mit der Referenz ohne Gasfluss (links) und dem Objektbild mit Butangas (rechts), sowie die Markierung der ROIs für die Rekonstruktion in Abbildung 4.19 (rot) und der zehn Zeilen, über die in Plot 4.18 gemittelt wird (grün). Der Gasstrahl ist kaum zu erkennen.

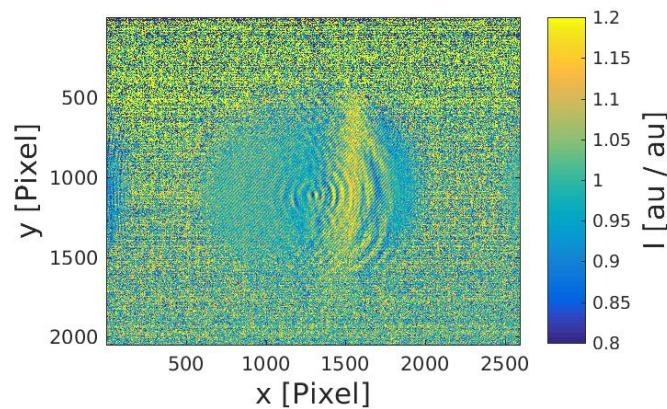


Abbildung 4.17: Quotient aus in Abbildung 4.16 dargestelltem Objekt zu Referenz zur Veranschaulichung des durch den in-line-Effekt sichtbaren Butangasstrahls.

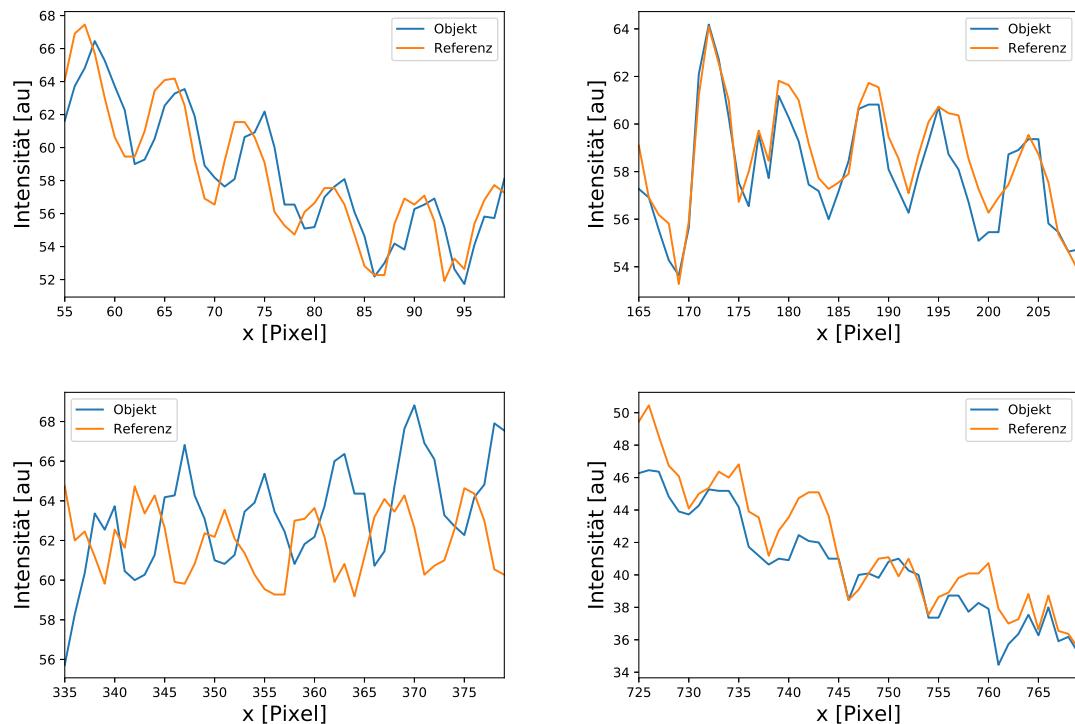


Abbildung 4.18: Ausschnitte der Intensitäten nach Mittelung über zehn grün markierte Zeilen aus Objekt- und Referenzaufnahme aus Abbildung 4.16 zur Darstellung der lateralen Verschiebung des Gitters durch das Butangas. Die ausgewählten Bereiche auf der x-Achse spannen sich über die Pixel 55 bis 100 (oben links), 165 bis 210 (oben rechts), 335 bis 380 (unten links) und 725 bis 770 (unten rechts) der 900 Pixel breiten ROI.

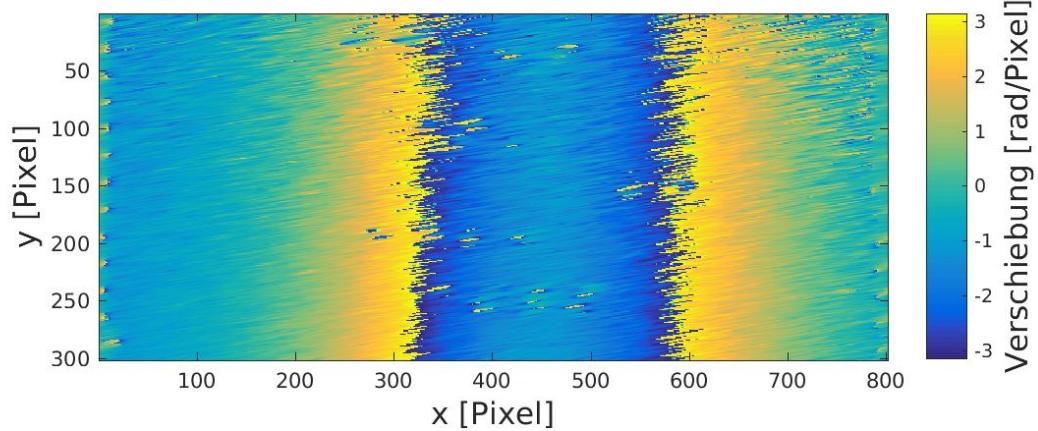


Abbildung 4.19: Aus ROI in Abbildung 4.16 rekonstruiertes Signal durch selbes Vorgehen zur vorherigen Bestimmung des differentiellen Phasensignals mit dem Talbot-Interferometer ohne Anwendung eines unwrapping-Algorithmus mit phase-wrapping im Bereich der nach Abbildung 4.18 händisch bestimmten Verschiebung von 4 Pixel = $\text{PPP}/2$ zwischen Intensitätspeaks aus Objekt- und Referenzaufnahme.

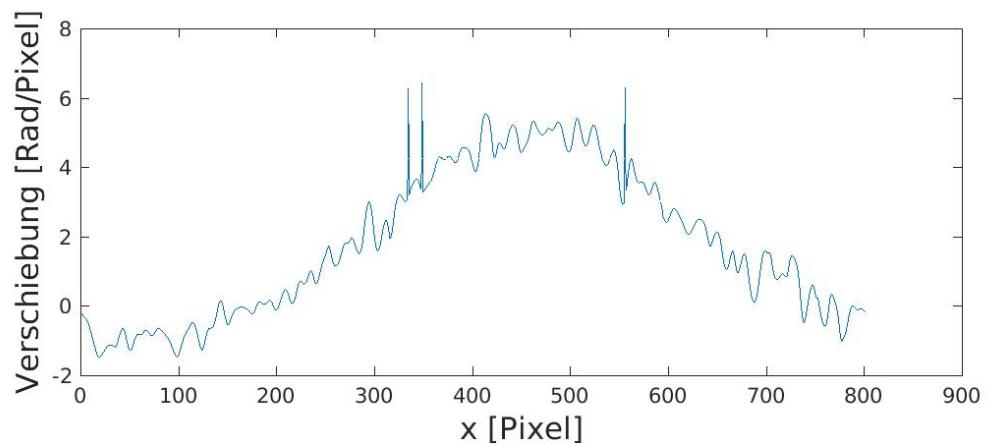


Abbildung 4.20: Nach Anwenden des unwrapping-Algorithmus auf Zeile 70 in Abbildung 4.19 erhaltenes Signal mit wrapping-Artefakten bei $x = 335, 349$ und 556 und zur Mitte des Gasstrahls ansteigendem Verlauf.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Zielsetzung dieser Arbeit war es, mit einem optischen Talbot-Interferometer Stickstoff zu untersuchen und dadurch eine reproduzierbare Messung zu gewährleisten. Mit dem gewonnenen Wissen sollte eine neue Messapparatur, bestehend aus einem auf Strahlteilung, nach dem Prinzip von Bonse und Hart basierenden Interferometer, realisiert und getestet werden.

Um eine optimierte Messung zu gewährleisten, wurden störende Einflüsse auf das Talbot-Interferometer und seine Komponenten untersucht und wenn möglich minimiert. Ein Stickstoffstrahl konnte mit dem Aufbau reproduzierbar gemessen und seine Dicke und sein Brechungsindex untersucht werden. Mit dem strahlteilenden Interferometer wurde zuerst eine single-shot Methode erprobt. Die Probleme mit diesem Aufbau wurden erörtert und Lösungsmöglichkeiten vorgeschlagen. Anschließend konnte die theoretische Möglichkeit der Messung eines gitterbasierten Phasenkontrastes mit dem Interferometer nach dem Prinzip von Bonse und Hart gezeigt werden. Für quantitative Messungen ist noch eine mathematische Untersuchung der Messung sowie ein angepasstes Skript für die Datenrekonstruktion notwendig.

Literatur

- [AG20] Basler AG. *Newton's Rings*. 2020. URL: <https://www.baslerweb.com/en/sales-support/knowledge-base/>.
- [Aka+06] N. Akahane u. a. *A sensitivity and linearity improvement of a 100-dB dynamic range CMOS image sensor using a lateral overflow integration capacitor*. 2006. DOI: 10.1109/JSSC.2006.870753.
- [Aks19] Bernhard Akstaller. *Phase-Contrast Imaging in the Optical Wavelength Regime*. Masterarbeit aus der Physik, Erlangen Centre for Astroparticle Physics, FAU, Feb. 2019.
- [Ami09] Isaac Amidror. *The Theory of the Moiré Phenomenon*. 2009. DOI: 10.1007/978-1-84882-181-1.
- [Ann+11] Burvall Anna u. a. *Phase retrieval in X-ray phase-contrast imaging suitable for tomography*. Opt. Express, May 2011. DOI: 10359–10376.
- [BH65] U. Bonse und M. Hart. *An X-RAY Interferometer*. 1965. DOI: 10.1063/1.1754212.
- [Buz08] Thorsten M Buzug. *Computed tomography: from photon statistics to modern cone-beam CT*. Springer-Verlag, 2008.
- [Clo+97] P. Cloetens u. a. *Fractional Talbot imaging of phase gratings with hard x rays*. OSA, Juli 1997, S. 1059–1061. DOI: 10.1364/OL.22.001059.
- [Dia20] Diabelichtung. 2020. URL: <https://diabelichtung.info/>.
- [Dlo99] Dana D. Dlott. *Ultrafast Spectroscopy of shock waves in molecular materials*. PMID: 15012413. 1999. DOI: 10.1146/annurev.physchem.50.1.251.
- [Edg69] R.F. Edgar. *The Fresnel Diffraction Images of Periodic Structures*. Taylor Francis, 1969, S. 281–287. DOI: 10.1080/713818186.
- [EKS16] Hans Joachim Eichler, Heinz-Detlef Kronfeldt und Jürgen Sahm. *Linsen und optische Instrumente*. Springer Berlin Heidelberg, 2016. DOI: 10.1007/978-3-662-49023-5_8.
- [Eps97] R. Epstein. *Reduction of time-averaged irradiation speckle nonuniformity in laser-driven plasmas due to target ablation*. 1997. DOI: 10.1063/1.366021.
- [Fey02] Dietmar Fey. *Optik in der Rechentechnik*. Jan. 2002. DOI: 10.1007/978-3-322-86769-8.

Literatur

- [FRS36] H.F. Talbot Esq. F.R.S. *LXXVI. Facts relating to optical science. No. IV.* Taylor Francis, 1836, S. 401–407. DOI: 10.1080/14786443608649032.
- [FRS81] Lord Rayleigh F.R.S. *XXV. On copying diffraction-gratings, and on some phenomena connected therewith.* Taylor Francis, 1881, S. 196–205. DOI: 10.1080/14786448108626995.
- [Gmb19] Picotronic GmbH. *DI650-0.4-3(8x21)-AP.* März 2019. URL: [https://media.picotronic.de/datasheets/DI650-0.4-3\(8x21\)-AP.pdf](https://media.picotronic.de/datasheets/DI650-0.4-3(8x21)-AP.pdf).
- [GTP07] E. Gamet, A. V. Tishchenko und O. Parriaux. *Cancellation of the zeroth order in a phase mask by mode interplay in a high index contrast binary grating.* OSA, Sep. 2007, S. 6719–6726. DOI: 10.1364/AO.46.006719.
- [KH08] Konrad Kopitzki und Peter Herzog. *Einführung in die Festkörperphysik.* Springer-Verlag, 2008.
- [Lud20] Veronika Ludwig. *Development of image acquisition and alignment methods for X-ray dark-field and phase-contrast imaging.* Doktorarbeit aus der Physik, Erlangen Centre for Astroparticle Physics, FAU, 2020.
- [M+08] Engelhardt M u. a. *The fractional Talbot effect in differential x-ray phase-contrast imaging for extended and polychromatic x-ray sources.* 2008. DOI: 10.1111/j.1365-2818.2008.02072.x.
- [Mic17] Gallersdörfer Michael. *Untersuchungen zur Nutzung des Moiré-Effektes für die gitterbasierte Phasenkontrast-Röntgenbildgebung.* Masterarbeit aus der Physik, Erlangen Centre for Astroparticle Physics, FAU, 2017.
- [Nol13] Wolfgang Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik 3: Elektrodynamik.* Springer-Verlag, 2013.
- [Ped+96] Frank Pedrotti u. a. *Optik für Ingenieure.* 1996.
- [Pez+11] T. Pezeril u. a. *Direct Visualization of Laser-Driven Focusing Shock Waves.* American Physical Society, Mai 2011. DOI: 10.1103/PhysRevLett. 106.214503.
- [Pfe+08] Franz Pfeiffer u. a. *Hard-X-ray dark-field imaging using a grating interferometer.* Nature materials, 2008. DOI: 10.1038/nmat2096.
- [Pol18] Mikhail Polyanskiy. *Refractive index database.* 2018. URL: www.refractiveindex.info.
- [Rem+99] Bruce A. Remington u. a. *Modeling Astrophysical Phenomena in the Laboratory with Intense Lasers.* American Association for the Advancement of Science, 1999. DOI: 10.1126/science.284.5419.1488.
- [Rit15] André Ritter. *X-ray Talbot-Lau interferometry: Simulation and optimization.* Doktorarbeit aus der Physik, Erlangen Centre for Astroparticle Physics, FAU, 2015.
- [Sch16] Max Schuster. *Design und Charakterisierung eines TalbotInterferometers mit Mikrofokus-Röntgenröhre.* Masterarbeit aus der Physik, Erlangen Centre for Astroparticle Physics, FAU, 2016.

- [Sei+18] Maria Seifert u. a. *Improved Reconstruction Technique for Moire Imaging Using an X-Ray Phase-Contrast Talbot-Lau Interferometer*. 2018. DOI: 10.3390/jimaging4050062.
- [Sou19] The Imaging Source. *DMK 33GP5000e Technical Reference Manual*. Apr. 2019. URL: https://s1-dl.theimagingsource.com/api/2.5/packages/documentation/manuals-trm/trmdmk33gp5000e/06a5fda8-74d9-59e4-b8be-b7490ed08bee/trmdmk33gp5000e.en_US.pdf.
- [Sul97] Thomas J. Suleski. *Generation of Lohmann images from binary-phase Talbot array illuminators*. OSA, Juli 1997, S. 4686–4691. DOI: 10.1364/AO.36.004686.
- [TIK82] Mitsuo Takeda, Hideki Ina und Seiji Kobayashi. *Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry*. OSA, Jan. 1982. DOI: 10.1364/JOSA.72.000156.
- [Web13] Thomas Weber. *Untersuchungen zur gitterbasierten PhasenkontrastRöntgenbildgebung in polychromatischen Strahlungsfeldern*. Doktorarbeit aus der Physik, Erlangen Centre for Astroparticle Physics, FAU, 2013.
- [YW15] Armin Yan und Xizeng Wu. *A general theory of interference fringes in x-ray phase grating imaging*. Medical Physics, Mai 2015. DOI: 10.1118/1.4921124.

Erklärung

Hiermit bestätige ich, Philipp Amon, dass ich diese Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel und Quellen angefertigt habe.

Erlangen, den 02.11.2020

Philipp Amon