

Nicht-invasive Bestimmung der Gastemperatur mit Rayleigh-Streuung

Bachelorarbeit

im

Studiengang

"Bachelor of Science"

im Fach Physik

an der Fakultät für Physik und Astronomie
der Ruhr-Universität Bochum

von

Till Marth

aus

Dülmen

Bochum 2019

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Produktion eines ersten Aufbaus zur Bestimmung der Gastemperatur wenige Millimeter über Oberflächen anhand von Rayleigh-Strahlung beschrieben. Das Ziel dieser Arbeit war es, Informationen zu sammeln, um einen zukünftigen Aufbau zur Messung an Mikroplasmen zu ermöglichen.

Hierzu wurde ein Dioden-Laser über einer mit Heizschlaufen durchzogenen Folie ausgerichtet und das im 90° Winkel gestreute Licht mit einer ICCD-Kamera aufgenommen. Die dabei aufgetretenen Probleme und dafür angewandten Lösungen werden beschrieben und beurteilt.

Abstract

This thesis describes the steps taken for the creation of a first setup to measure the temperature of a gas few millimetre above a surface by measurement of Rayleigh-scattering. It intends to present information necessary for the creation of a setup to determine the temperature of microplasmas in an array.

A diode-laser was used to scatter above a foil with heating coils, and the scattered light was gathered behind a filter in an ICCD-camera in a 90° angle.

The problems, that were encountered are described as well as judged based on their severity.

Erklärung zur Selbstständigkeit

Hiermit versichere ich, dass ich die vorgelegte Bachelorarbeit selbst und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt, alle in Anspruch genommenen Quellen und Hilfsmittel in der Bachelorarbeit angegeben habe und die Bachelorarbeit nicht bereits anderweitig als Prüfungsarbeit vorgelegen hat.

Datum, Ort

Unterschrift

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation und Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	2
2.1	Rayleigh-Streuung	2
2.2	Dielektrischer Filter	5
3	Aufbau	8
3.1	Dielektrischer Filter	9
3.2	Dioden-Laser	10
3.3	Heizfolien	11
4	Rayleigh-Messungen	15
4.1	Auswertung	16
4.1.1	Messungen der Druckabhängigkeit	17
4.1.2	Messungen der Temperatur	18
4.2	Ergebnis	20
4.2.1	Vergleich der Temperaturmessungen	20
5	Probleme der Messungen	22
5.1	Mie-Streuung an Staub	22
5.2	Luftblasen in Heizfolie	23
5.3	Falsch-Licht	25
6	Ergebnis und Aussicht	26
7	Quellen	28

1 Motivation und Einleitung

Mikroplasmen besitzen eine Vielzahl von Anwendungsgebieten, da sie sich aufgrund ihrer großen Oberfläche für die Interaktion mit anderen Stoffen ausgezeichnet eignen. Sie finden sowohl für das Ätzen als auch für das Beschichten von Oberflächen Anwendung. Zudem können sie andere chemische Prozesse katalysieren und werden daher ebenfalls für die Wasser- und Luftwiederaufbereitung in Betracht gezogen.

Da viele dieser Prozesse temperaturabhängig sind, ist die genaue Ermittlung der Temperatur des Plasmas von hoher Wichtigkeit. Dies stellt jedoch ein Problem dar, da traditionelle Messmethoden der Temperatur, wie Schwarz-Körper-Strahlung oder Sonden, nicht genutzt werden können. Ersteres ist nicht anwendbar aufgrund der nicht thermisch induzierten Emissionen eines Plasmas, während die Messung über Sonden aufgrund ihrer Invasivität und dem geringen Durchmesser von Mikroplasmen nicht geeignet ist.

Die Messung anhand von Rayleigh-Streuung hingegen ist eine nicht invasive Methode, bei der das vom Gas gestreute Licht eines Lasers gemessen wird. Der Durchmesser des Lasers und damit der untersuchte Bereich lässt sich durch das einfache Anbringen von Linsen steuern.

Bisher wurde jedoch noch kein Aufbau erstellt, um die Temperaturen in einem Mikroplasmen-Array in ausreichender Genauigkeit zu bestimmen.

Diese Arbeit dient dem ersten Aufbau eines Messstandes zur Bestimmung der Gastemperatur nahe der Oberfläche eines Objektes variabler Oberflächentemperatur. Hierfür wird zunächst eine Heizfolie in Betrieb genommen und deren Oberflächentemperatur mithilfe einer Sonde ausgemessen.

Anschließend wird die Temperatur des Gases wenige Millimeter oberhalb des Objektes durch die Rayleigh-Streuung eines Lasers gemessen. Zum Schluss werden die so ermittelten Temperaturen verglichen und so entschieden, ob eine Messung der Temperatur anhand von Rayleigh-Streuung weiter in Betracht gezogen werden sollte.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Rayleigh-Streuung

Als Rayleigh-Streuung bezeichnet man die elastische Streuung an Teilchen, deren Durchmesser deutlich kleiner als die Wellenlänge des gestreuten Lichtes ist. Es ist einer der Hauptgründe für die blaue Farbe des Himmels, welche durch die Streuung des Sonnenlichts an den Gasen in der oberen Tröpfchen- und Staub-freien Atmosphäre erzeugt wird und ist stark von der Wellenlänge λ abhängig.

Bei Rayleigh-Streuung werden die Photonen elastisch an gebundenen Elektronen gestreut. Die dabei entstehende Strahlung kann wie die Strahlung eines Dipols behandelt werden. Hierbei kann der Durchmesser des Atoms als Dipollänge angesehen werden.

Die Strahlung eines Hertzschen Dipols hat in einem Abstand r unter einem Winkel ϕ zu dem Dipol mit dem Moment $\vec{p}$ das E-Feld

$$|\vec{E}_s(r, \phi)| = \frac{\omega^2 |\vec{p}| \sin \phi}{4\pi r \epsilon_0 c^2} \quad (1)$$

mit ϵ_0 als die elektrische Permittivität des Vakuums und die Intensität

$$I_s(r, \phi) = \frac{\epsilon_0 c |E_s(\vec{r}, \phi)|^2}{2} = \frac{\omega^4 |\vec{p}|^2 \sin^2 \phi \epsilon_0 c}{4^2 * 2\pi^2 r^2 \epsilon_0^2 c^4} \quad (2)$$

Folglich ist die abgestrahlte Intensität mit der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi c/\lambda$ mit c als der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum als

$$I_s(r, \phi) = \frac{\pi^2 c |\vec{p}|^2 \sin^2 \phi}{2 \epsilon_0 \lambda^4 r^2} \quad (3)$$

gegeben. Wie zu sehen ist, liegt eine starke Wellenlängenabhängigkeit in der vierten Potenz vor.

Wenn das Dipolmoment $\vec{p}$ durch

$$\vec{p} = \alpha \vec{E}_I \quad (4)$$

gegeben ist und die Intensität der anregenden Strahlung

$$I_I = \frac{\epsilon_0 c}{2} |\vec{E}_I|^2 \quad (5)$$

in Abhängigkeit des E-Feldes der anregenden Strahlung beträgt, ergibt sich die Intensität der abgestrahlten Leistung schließlich zu :

$$I_s(r, \phi) = \frac{\pi^2 \alpha^2 \sin^2 \phi}{\epsilon_0^2 \lambda^4} \frac{1}{r^2} I_I \quad (6)$$

Hierbei wird $\frac{\pi^2 \alpha^2 \sin^2 \phi}{\epsilon_0^2 \lambda^4}$ häufig als differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}$ zusammengefasst.

Die Polarisierbarkeit eines Teilchens ist basierend auf der Lorentz-Lorenz-Gleichung mit der Loschmidt-Zahl N_0 und dem Brechungsindex n gegeben als:

$$\alpha = \frac{3\epsilon_0 n^2 - 1}{N_0 n^2 + 2} \quad (7)$$

Bei einem Beobachtungspunkt, welcher im Vergleich zur Wellenlänge weit entfernt ist, ist die Gesamtintensität als Summe der Intensitäten der Streuung an jedem Teilchen gegeben.

$$\begin{aligned} I_s(r, \phi) &= N \frac{\pi^2 \sin^2 \phi}{\epsilon_0^2 \lambda^4} \left(\frac{3\epsilon_0 n^2 - 1}{N_0 n^2 + 2} \right)^2 \frac{1}{r^2} I_I \\ &= N \frac{9\pi^2}{N_0^2 \lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 I_I \frac{1}{r^2} \sin^2 \phi \end{aligned} \quad (8)$$

Diese Proportionalität zu N führt anhand des Allgemeinen Gasgesetzes (Gleichung 9) mit der Teilchenanzahl N , dem Druck p , dem Volumen V und der Boltzmann-Konstante k_B bei der Temperatur T zu

$$Nk_B T = pV \quad (9)$$

Für einen festen beobachteten Raumwinkel in fester Entfernung

$$I_s = \frac{pV}{k_B T} * \frac{9\pi^2}{N_0^2 \lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 I_I \quad (10)$$

$$\text{für } u_{\text{allg}} = \frac{9\pi^2}{N_0^2 \lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \quad (11)$$

$$\text{gilt } I_s = u_{\text{allg}} \frac{pV}{k_B T} I_I \quad (12)$$

$$I_s = u \frac{1}{T} I_I \quad (13)$$

wobei u die Proportionalitätskonstante ist, welche sich durch Zusammenfassung der anderen Konstanten ergibt. Wie hierbei zu erkennen ist, ist eine Temperaturmessung durch Intensitätsunterschiede nur bei stabiler Laser-Intensität möglich.

Für zwei verschiedene Temperaturen T_1 und T_2 bei anderweitig gleichen Bedingungen ergibt sich aus Gleichung 13:

$$I_1 = u \frac{1}{T_1} I_I \quad (14)$$

$$I_2 = u \frac{1}{T_2} I_I \quad (15)$$

$$I_1 T_1 = u I_I \quad (16)$$

$$I_2 T_2 = u I_I \quad (17)$$

Falls u und I_I konstant sind, gilt also für zwei beliebige Temperaturen:

$$I_1 T_1 = I_2 T_2 \quad (18)$$

$$T_1 \frac{I_1}{I_2} = T_2 \quad (19)$$

Reale Signale I_{real1} und I_{real2} setzen sich wie folgt aus dem Rayleigh-Signal und dem Falsch-Licht, der Summe der Intensitäten von allen anderen Streuungsarten und Reflexionen, zusammen:

$$I_{\text{real1}} = I_1 + I_{\text{falsch1}} \quad (20)$$

$$I_{\text{real2}} = I_2 + I_{\text{falsch2}} \quad (21)$$

Durch Messung des Falsch-Lichtes kann die Temperatur eines Zustandes in Abhängigkeit eines zweiten Zustandes mit bekannter Temperatur bestimmt werden durch

$$T_1 \frac{I_{\text{real1}} - I_{\text{falsch1}}}{I_{\text{real2}} - I_{\text{falsch2}}} = T_2 \quad (22)$$

$$(23)$$

Falls das Falsch-Licht jedoch nicht bestimmt werden konnte, kann die Temperatur für die Annahme von gleichem Falsch-Licht in beiden Zuständen, also $I_{\text{falsch2}} = I_{\text{falsch1}}$, durch die Differenz der realen Intensitäten anhand der Proportionalität, welche in Gleichung 13 zu sehen ist, berechnet werden. Es gilt hierbei $u * I_l = \text{const} = k$:

$$I_1 = k/T_1 \quad (24)$$

$$I_2 = k/T_2 \quad (25)$$

$$I_{\text{real1}} - I_{\text{real2}} = I_1 - I_2 = I_{\text{diff}} \quad (26)$$

$$I_{\text{diff}} = \frac{k}{T_1} - \frac{k}{T_2} \quad (27)$$

$$I_{\text{diff}} = k \frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2} \quad (28)$$

$$k = \frac{T_1 T_2 I_{\text{diff}}}{T_2 - T_1} \quad (29)$$

Da $k = \text{const}$ für alle Temperaturen gilt, sofern Druck, Volumen, Intensität des gestreuten Lasers und Gasgemisch gleich bleiben, kann bei bekannter Temperatur T_1 für alle Orte auf dem Laser-Weg und Kennen der Temperatur T_2 an bestimmten Orten zunächst k bestimmt werden und anschließend T_2 an allen anderen Positionen auf dem Laser-Weg berechnet werden:

$$k = \frac{T_1 T_2 I_{\text{diff}}}{T_2 - T_1} \quad (30)$$

$$k(T_2 - T_1) = T_1 T_2 I_{\text{diff}} \quad (31)$$

$$T_2(k - T_1 I_{\text{diff}}) = k T_1 \quad (32)$$

$$T_2 = \frac{k T_1}{k - T_1 I_{\text{diff}}} \quad (33)$$

Bei molekularen Gasen können aufgrund der zusätzlichen Freiheitsgrade durch Schwingungen und Rotation neben der elastischen Streuung auch inelastische Prozesse in Form der Rotations- und Vibrations-Raman-Linien beobachtet werden. Außerdem ist ein Korrekturfaktor für die Polarisierbarkeit notwendig, um den Unterschied zu dem als Kugel angenommenen Teilchen auszugleichen.

Die Polarisierbarkeit sphärischer Teilchen kann in Abhängigkeit des Volumens V_s bestimmt werden als

$$\alpha = 3\epsilon_0 V_s \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \quad (34)$$

und damit der differentielle Wirkungsquerschnitt zu

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} = \frac{9\pi^2 V_s^2}{\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \sin^2 \phi \quad (35)$$

Die starke Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes und somit des gestreuten Lichtes von dem Radius der Teilchen in der sechsten Potenz sorgt dafür, dass die Streuung an einem einzigen Staubpartikel ($d = 0,1 \mu\text{m}$ bis $10 \mu\text{m}$) oder Wassertropfchen ($d = 0,1 \mu\text{m}$ bis $100 \mu\text{m}$) eine um Größenordnungen stärkere Intensität aufweist als die Streuung an Molekülen. Diese Streuung an großen Teilchen, welche als Mie-Streuung bezeichnet wird, muss für die Beobachtung von Rayleigh-Streuung verhindert werden.

Die Summe der Intensitäten der anderen Streuungsarten und Reflexionen an Objekten wird im Folgendem als Falsch-Licht oder Stör-Licht bezeichnet.

Da die temperaturabhängige Rayleigh-Streuung wellenlängenerhaltend ist, sollte ein Filter schmaler Bandbreite verwendet werden, um andere Streuungen wegzufiltern. Hierfür wird häufig ein dielektrischer Filter verwendet.

Als Quelle für die Information über die Rayleigh-Strahlung diene das Buch *Gerthsen Physik* von Meschede [1], der Artikel “Laser Rayleigh scattering” von Miles, Lempert und Forkey [2] und die Präsentation *Rayleigh scattering at the GREMI* von S. Kreuznacht [3].

2.2 Dielektrischer Filter

Dielektrische Filter beruhen auf der Interferenz in dünnen Schichten. Hier wird ein Lichtstrahl mehrfach zwischen den Wänden einer Schicht reflektiert und jeweils ein Teil des Lichtes transmittiert. Der Gangunterschied Δl zwischen den transmittierten Anteilen t_0, t_1 muss einem Vielfachen (m) der Wellenlänge des transmittierten Lichtes λ_T entsprechen.

Der Gangunterschied entspricht hierbei dem optischen Weg des Lichtes $\Delta l = s_1 - 2 * s_2 + \lambda \Phi$ in Kombination mit den durch die Reflexion und dem Wechsel der Medien gegebenen Phasensprüngen. Im Folgenden wird mit $\Phi = 0$ die Transmissionswellenlänge hergeleitet. Zunächst ist der Gangunterschied in Abhängigkeit der Wege s_1 und s_2 und der Brechungsindizes n_1 und n_2 anhand der Geometrie, wie sie in Abbildung 1 zu sehen

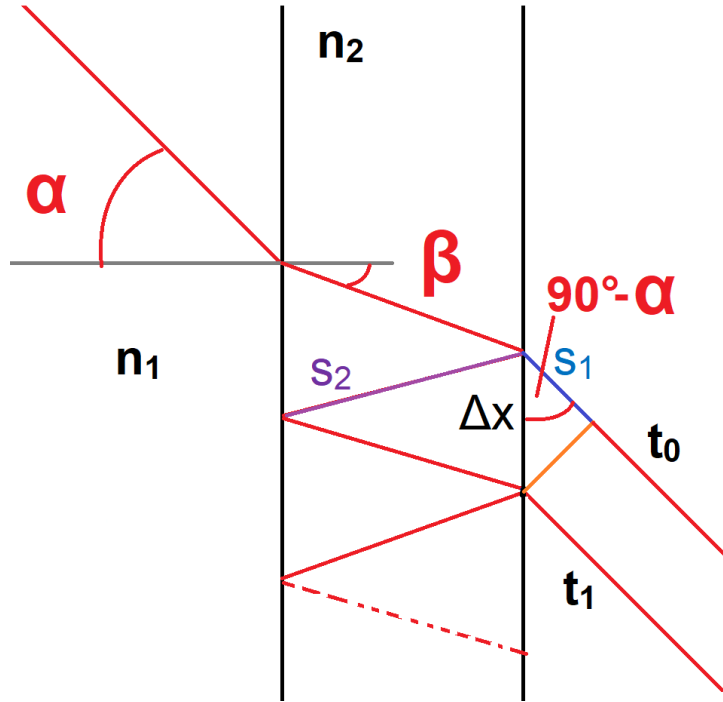


Abbildung 1: Darstellung der Interferenz an dünnen Schichten

ist, gegeben als:

$$\Delta l = n_2 2s_2 - n_1 s_1 \quad (36)$$

$$= n_2 2s_2 - n_1 \Delta x \cos(90 - \alpha) \quad (37)$$

$$\Delta x = 2s_2 \sin \beta \quad s_2 = d / \cos \beta \quad (38)$$

$$\Delta l = 2n_2 s_2 - n_1 2s_2 \sin \beta \sin \alpha \quad (39)$$

$$= \frac{2dn_2}{\cos \beta} \left(1 - \frac{n_1}{n_2} \sin \beta \sin \alpha \right) \quad (40)$$

β ist durch das Brechungsgesetz nach Snellius ($n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$) bestimmt als:

$$\beta = \arcsin \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \alpha \right) \quad (41)$$

Somit ist die Transmissionswellenlänge λ_T gegeben als:

$$m\lambda_T(\alpha) = \Delta l \quad (42)$$

$$= \frac{2dn_2}{\cos \beta} \left(1 - \frac{n_1}{n_2} \sin \beta \frac{n_2 \sin \beta}{n_1} \right) \quad (43)$$

$$= \frac{2dn_2}{\cos \beta} (1 - (1 - \cos^2 \beta)) \quad (44)$$

$$= 2dn_2 \cos \beta \quad (45)$$

$$\lambda_T(\alpha) = \frac{\lambda_0}{m} \cos \left(\arcsin \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \alpha \right) \right) \quad (46)$$

Wie in Gleichung 46 zu erkennen ist, sorgt jede Winkeländerung somit für eine Wellenlängenverschiebung der Transmissionswellenlänge zum kurzwelligeren Bereich. In

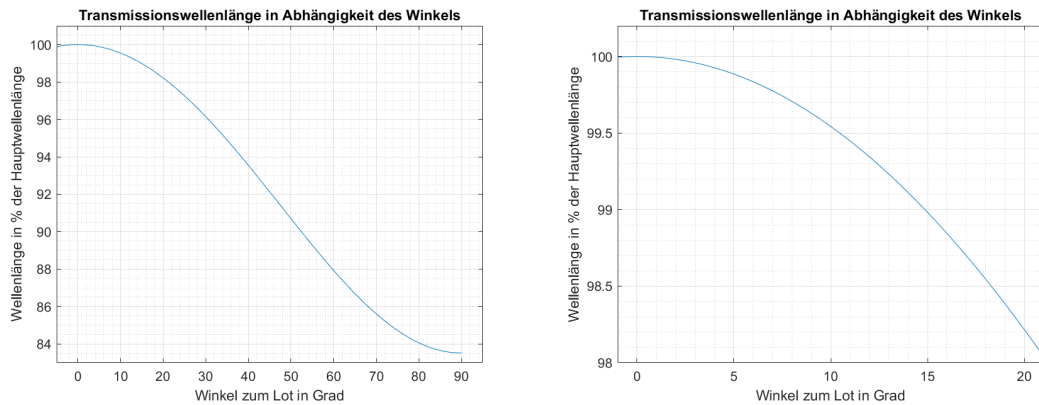


Abbildung 2: Darstellung der theoretischen Winkelabhängigkeit der Transmissionswellenlänge eines dielektrischen Filters

Abbildung 2 ist ein beispielhafter Verlauf der Transmissionwellenlänge in Abhängigkeit des Winkels dargestellt.

Hierbei ist zu erkennen, dass kleine Winkeländerungen um wenige Grad nur einen sehr geringen Einfluss auf die Transmissionswellenlänge haben, bei $\lambda_0 = 405 \text{ nm}$ und 5° Winkeländerung nur ungefähr $0,4 \text{ nm}$.

Auch kann durch das Verwenden von mehreren Schichten die Bandbreite des Filters reduziert werden. Ebenfalls kann so der Filter auf eine einzelne Transmissionswellenlänge eingestellt werden. Als Quelle für die Beschreibung eines dielektrischen Filters wurde das Skript der Vorlesung zu Experimentalphysik II Elektrizitätslehre und Optik von von Keudell [4] und *Gerthsen Physik* von Meschede [1] verwendet.

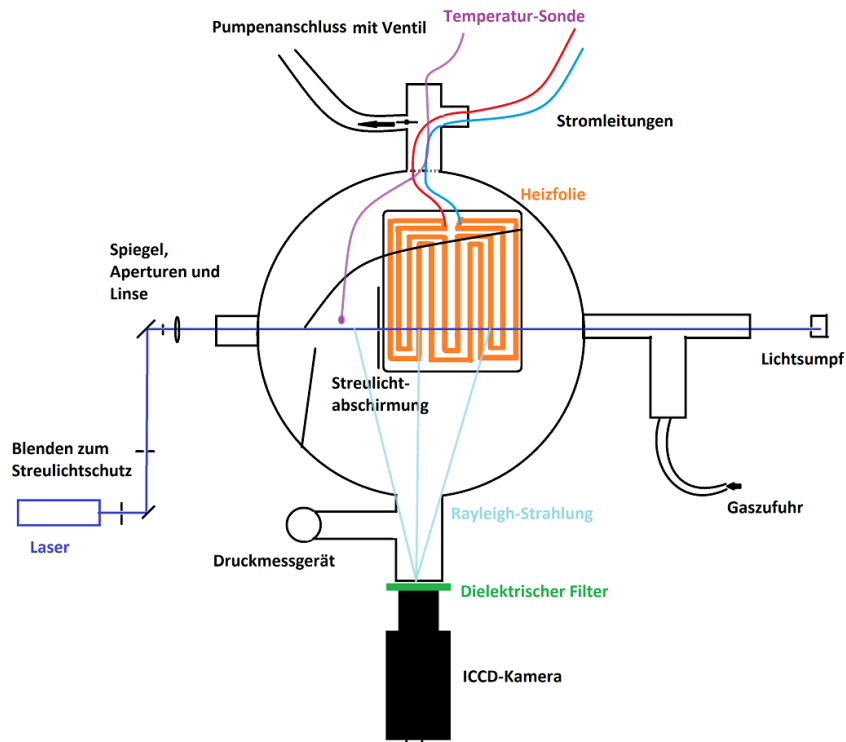


Abbildung 3: Darstellung des Aufbaus zur Messung der Rayleigh-Strahlung

3 Aufbau

Der zur Messung der Rayleigh-Strahlung genutzte Aufbau ist in Abbildung 3 dargestellt. Ein wellenlängen- und leistungsstabiler Laser (Typ *TOPTICA iBEAM-SMART-405-S-LP_15146*) wird durch Spiegel ausgerichtet und mit einer 300 mm Linse auf die Mitte der Hauptkammer (im Folgenden nur Kammer genannt) eines Vakuumgefäßes fokussiert.

Leicht vom Zentrum der Kammer in Richtung des Strahlengangs versetzt befindet sich eine Heizfolie auf einem Objektisch. Diese erhitzt die Luft oberhalb von der Heizfolie und insbesondere die Luft direkt oberhalb der Heizdrähte. Dies erzeugt ein Muster, das aus Änderungen der Gastemperatur besteht. Durch bestimmen der Intensität der Rayleigh-Streuung wird versucht jenes Muster zu bestimmen. Zum Vergleich wurden die Oberflächentemperatur und die Gastemperatur durch ein Thermoelement Typ-K, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, bestimmt.

Blenden, Aperturen und Lichtabschirmungen, wie sie in Abbildung 3 und 4 zu sehen sind, dienen hierbei dazu, Stör-Licht zu reduzieren. So ermöglichen sie eine längere Belichtungszeit der ICCD-Kamera (Typ *LOT ANDOR A-DH 334T 18U 73*), welche eine bessere Auflösung der Intensitätsunterschiede bei unterschiedlicher Gastemperatur verursacht. Aus demselben Grund sind die Wände der Kammer mit schwarzem lichtabsorbierenden Holzfaser-Material ausgekleidet, welche Reflexionen von Stör-Licht reduzieren.

Die Gastemperatur der Kammer wird vor der Heizfolie unterhalb des Strahlengangs

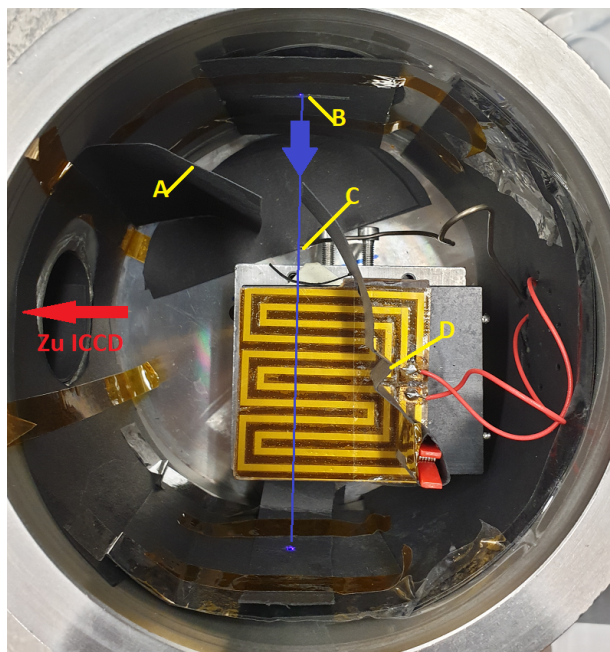


Abbildung 4: Blick in das Innere des Topfes mit eingezeichnetem Strahlengang des Lasers (blau), Position der ICCD-Kamera (rot) und der Hauptblende (gelbes B), der Abschirmung des ICCD-Armes (gelbes A), einem angewinkelten Schutzschirm (gelbes D) und der Temperatur-Sonde (gelbes C).

des Lasers im durch die Kamera beobachteten Bereich mit einem Thermoelement des Typen K gemessen. Ein Lichtsumpf ist außerhalb des Vakuumgefäßes angebracht. Des Weiteren ist eine Pumpe zur Reduktion des Luftdrucks innerhalb des Vakuumgefäßes und eine Stickstoff-Gasflasche mit Ventilen und Gastromregler angeschlossen.

Das durch die oben erwähnte Kamera aufgenommene Signal wird durch einen dielektrischen Filter mit der Transmissionswellenlänge 407,5 nm und der Bandbreite 0,3 nm beobachtet, welcher dazu dient Intensitäten wegzufiltern, welche nicht durch Rayleigh-Streuung erzeugt wurden. .

Für den Aufbau war es notwendig, die Wellenlänge des Lasers auf die Transmissionswellenlänge des Filters anzupassen, seine Leistungsstabilität zu überprüfen und die Temperaturabhängigkeit sowie die primäre Transmissionswellenlänge des Filters zu bestimmen.

3.1 Dielektrischer Filter

Zur Bestimmung der Transmissionswellenlänge wurde das transmittierte Licht einer Halogen-Lampe als Breitbandquelle mit einem Spektrometer analysiert und das Maximum des transmittierten Lichtes gegen den Winkel der Auslenkung des Filters in Abbildung 5 aufgetragen.

Die primäre Transmissionswellenlänge konnte zu 407,5 nm bestimmt werden und der

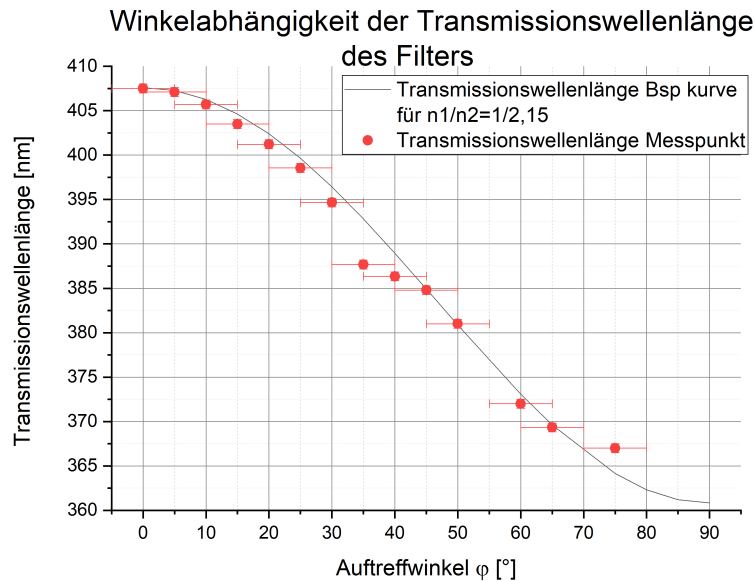


Abbildung 5: Vergleich des theoretischen Verlaufes mit dem für den Filter gemessenen Verlauf

gemessene Verlauf entspricht in einem guten Maße den theoretischen Erwartungen.

3.2 Dioden-Laser

Ein Dioden-Laser erzeugt Photonen durch die Rekombination der Löcher mit Elektronen in dem Grenzgebiet zwischen dem n- und p-dotierten Bereich. Da die dabei freiwerdende Energie dem Übergang zwischen zwei Bändern entspricht und die Energiedifferenz zwischen diesen temperatur- und druckabhängig ist, kann so die emittierte Wellenlänge des Lasers durch Veränderung der Diodentemperatur gesteuert werden.

Für einen temperaturstabilisierten Laser kann somit die für eine Experiment am besten geeignete Wellenlänge durch Temperaturänderung ausgewählt werden. Die dafür notwendige Abhängigkeit der Emissionswellenlänge von der Temperatur wurde durch ein Spektrometer bestimmt und ist in Abbildung 6 dargestellt. Wie in dieser Abbildung zu sehen ist, liegt ein linearer Zusammenhang vor und durch die in Abschnitt 3.1 bestimmte Transmissionswellenlänge von 405,7 nm wurde eine Diodentemperatur von 37,6 °C ausgewählt.

Bei der Messung der Leistung nach Transmission durch den Filter wurde eine Leistung von $(23,5 \pm 0,2)$ mW festgestellt. Folglich ist der Laser auf circa 1% leistungsstabilisiert.

Eine weitere Eigenschaft eines Dioden-Lasers ist ein Intensitätsprofil, welches einer Gauß'schenkurve von dem Mittelpunkt des Lasers zum Rand hin ähnelt.

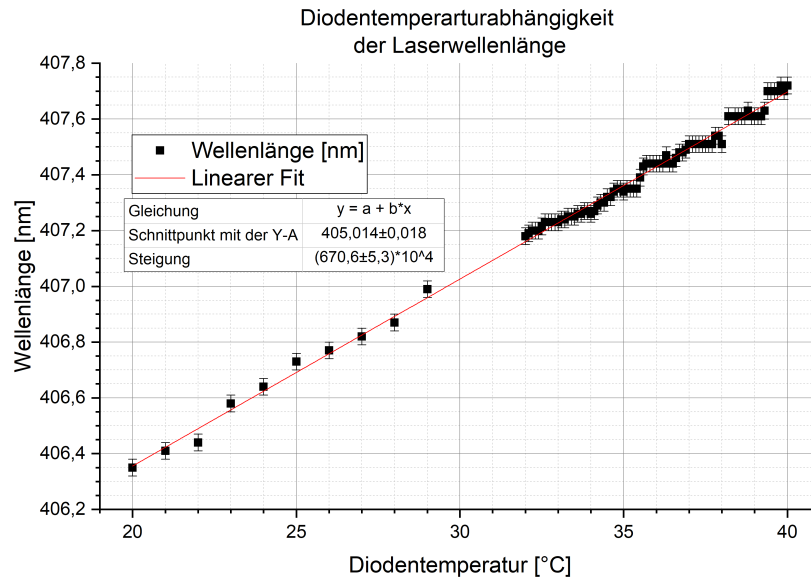


Abbildung 6: Temperaturabhängigkeit des verwendeten Dioden-Lasers mit Linearem Fit

3.3 Heizfolien

Wie in Abschnitt 3 beschrieben wurde eine Heizfolie dafür verwendet, ein Muster von unterschiedlichen Gastemperaturen zu erzeugen. Der zur Abschätzung dieses Temperaturverlaufes verwendete Aufbau ist in Abbildung 7 schematisch dargestellt. Eine auf einem Objekttisch befindliche Heizfolie wurde senkrecht zu dem Verlauf der Heizdrähte mit einem Thermoelement Typ-K abgefahren.

Aus Zeitgründen und Gründen der Umsetzbarkeit wurde entschieden, nur die Oberflächentemperatur der Folien zu bestimmen. In einem Abstand von wenigen Millimetern sollte die Gastemperatur in guter Näherung der Temperatur der Oberfläche folgen.

Zur Messung der Oberflächentemperatur wurde die Halterung des Thermoelements so angebracht, dass dieses dauerhaft auf die Oberfläche der Folie gepresst wird. Zur Ortsverschiebung wurde eine Messschraube mit einer Genauigkeit von 0,01 mm verwendet und alle 0,5 mm eine Temperaturmessung vollzogen.

Bei der verwendeten Heizfolie handelt es sich um eine $48\text{ W} = P_{\max}$, $12\text{ V} = U_{\max}$ quadratische Heizfolie der Seitenlänge $a = 60\text{ mm}$ mit einer Maximaltemperatur von $250^\circ\text{C} = T_{\max}$ bei maximaler Heizleistung und $20^\circ\text{C} = T_0$ Umgebungstemperatur, wie sie in Abbildung 8 abgebildet ist.

Wie in dem Bild zu erkennen ist, sind zwölf parallel zueinander verlaufende Heizdrähte auf der Folie verteilt. Der Abstand zwischen diesen entspricht $(4,9 \pm 0,2)\text{ mm}$ und jeder Heizdraht hat eine Breite von $(2,0 \pm 0,2)\text{ mm}$.

Da die Maximaltemperatur, welche die Folie erreichen darf, bei 95°C lag, musste die Folie bei einer geringeren Heizleistung betrieben werden. Hierfür wurde die Temperatur der Folie (T_{Folie}) in Abhängigkeit der Stromleistung (P_{Strom}), der Heizkraft der Folie

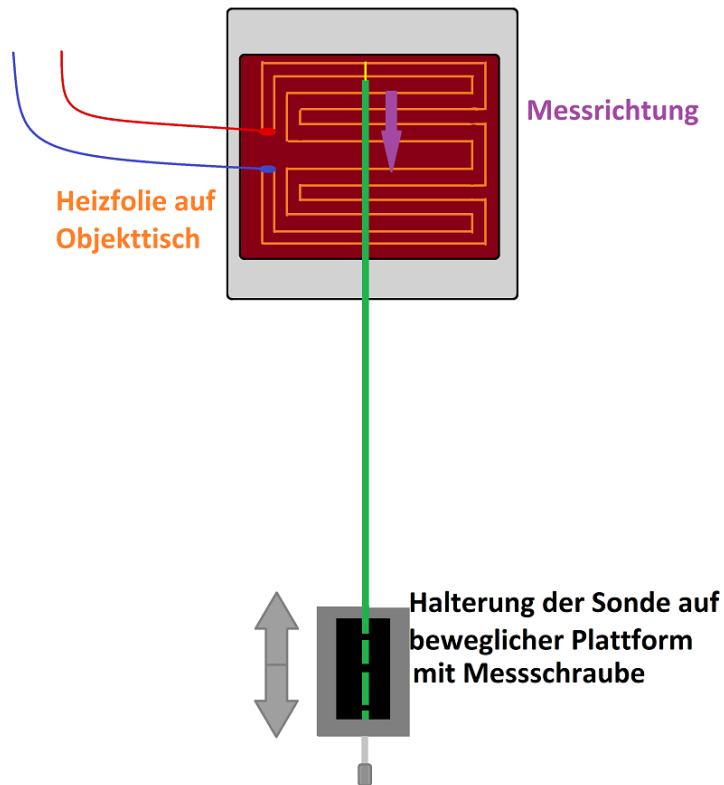


Abbildung 7: Schematische Darstellung des Aufbaus zum Ausmessen des Temperaturverlaufes der Heizfolien

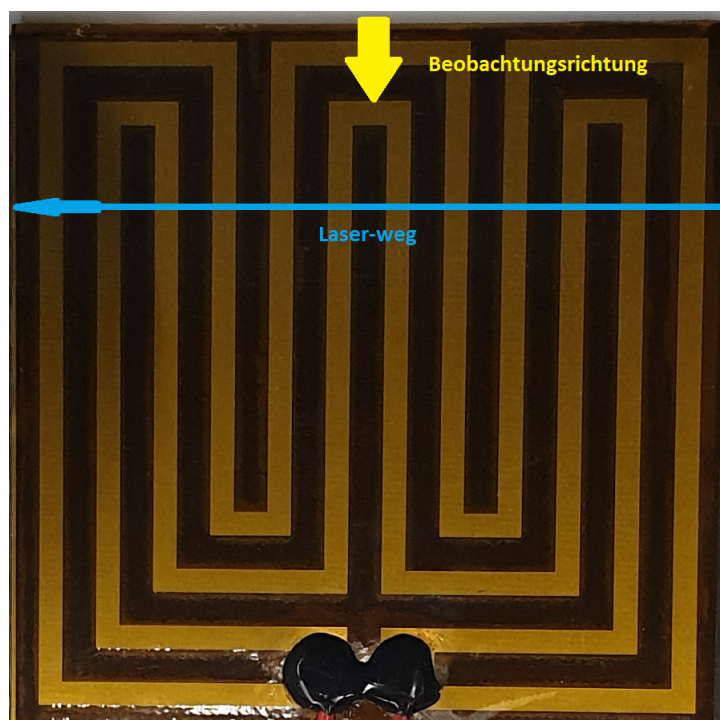


Abbildung 8: Bild der verwendeten quadratischen Folie mit eingezeichnetem Messweg/Laser-Weg und Beobachtungsrichtung

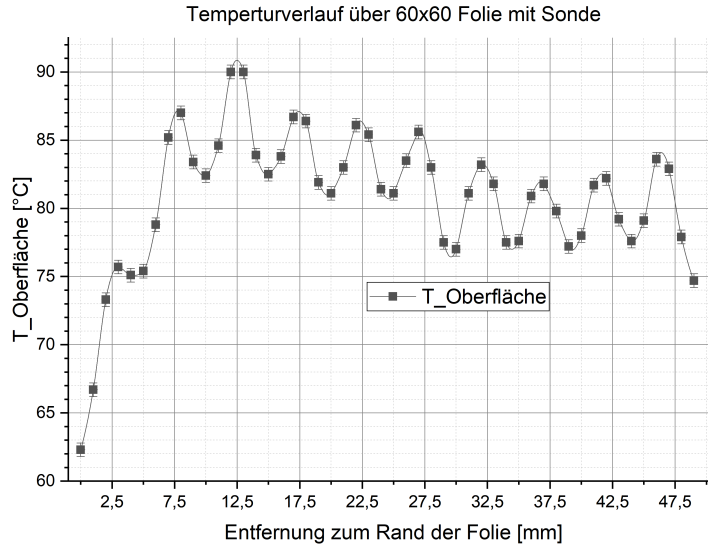


Abbildung 9: Durch das Thermoelement gemessene Temperatur der Folienoberfläche in relativen Positionen mit Nullpunkt am Folien-Rand

(H_{kF}) als Proportionalitätsfaktor und der Umgebungstemperatur (T_U) modelliert als:

$$T_{Folie} = P_{Strom} * H_{kF} + T_U \quad (47)$$

$$\text{aus den Konstruktionsdaten der Folie } T_{max} = P_{max} * H_{kF} + T_0 \quad (48)$$

$$= 250^\circ\text{C} = 48 \text{ W} * H_{kF} + 20^\circ\text{C} \quad (49)$$

$$H_{kF} = \frac{250^\circ\text{C} - 20^\circ\text{C}}{48 \text{ W}} \approx 4,792 \text{ KW}^{-1} \quad (50)$$

also für $T_{Folie} = 90^\circ\text{C}$ und $T_U \approx 30^\circ\text{C}$

$$P_{Strom} = \frac{T_{Folie} - T_U}{H_{kF}} \approx 12,5 \text{ W} \quad (51)$$

Da ein Überhitzen sehr problematisch wäre und es sich nur um eine Modellierung handelte, wurde die Leistung auf den niedrigeren Wert von 10 W eingestellt. Die gemessene Oberflächentemperatur ist in Abbildung 9 dargestellt.

Wie in der Abbildung zu erkennen ist, steigt die Temperatur zunächst stark an und erreicht bei einer Position von 2,5 mm und einer Temperatur von etwa 75°C eine erste schwach ausgeprägte Spitze. Anschließend steigt die Temperatur, um bei der Position des nächste Heizdrahtes (ungefähr 7,5 mm) eine Temperatur von 87°C zu erreichen.

Ab diesem Punkt ist im Temperaturverlauf ein Wellenmuster in der Abfolge von Spitzen und Tälern zu sehen. Die Spitzen befinden sich alle 5 mm an den Positionen der Heizdrähte und die Täler in dem Raum zwischen diesen. Die höchste Spitze ist bei einem Abstand zum Rand von 12,5 mm, dem dritten Heizdraht in Messrichtung, mit einer Temperatur von 90°C zu finden. Die angrenzenden Täler besitzen eine Temperatur von 82°C und das vierte Maximum bei dem nächsten Heizdraht eine Temperatur von 87°C .

Ab diesem Punkt sinkt die Spitzentemperatur bei relativ konstanter Spitzen-Tal-Differenz von 5°C , bis sie bei circa 37 mm ein Minimum von 82°C erreicht und von dort wieder

langsam bis zum Rand des ausgemessenen Bereiches von 48 mm steigt.

Für die Gastemperatur wird ein ähnliches Temperaturmuster erwartet und sollte somit durch die Messung der Rayleigh-Streuung beobachtet werden können.

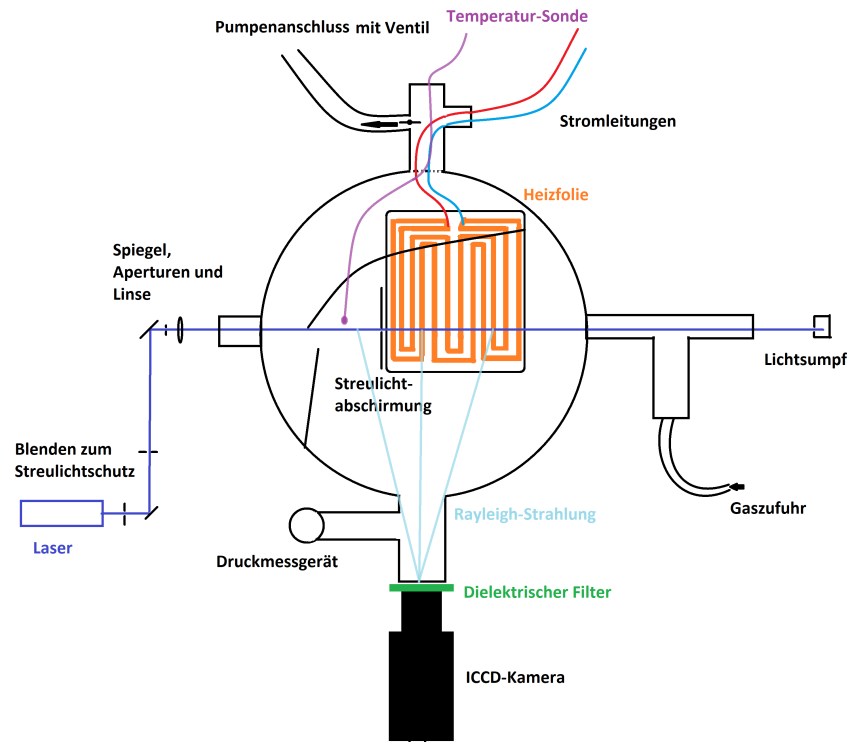


Abbildung 10: Schematische Darstellung des Aufbaus

4 Rayleigh-Messungen

Nachdem die vorbereitenden Messungen abgeschlossen waren, wurden Versuche an dem in Abschnitt 3 beschriebenen und in Abbildung 10 dargestellten Aufbau durchgeführt. Zunächst wurde eine Versuchsreihe bei variablem Druck aber gleicher Temperatur und gleichem Volumen durchgeführt, um den in Gleichung 12 dargestellten linearen Zusammenhang zu überprüfen und so zu zeigen, dass Rayleigh-Streuung beobachtet wird. Anschließend wurden Messungen bei gleichem Druck bei beheizter und unbeheizter Folie durchgeführt und diese mit den Werten, die für die Oberflächentemperatur durch das Thermoelement bestimmt wurden, verglichen.

Für die Messung der Druckabhängigkeit wurde der Druck innerhalb des Vakuumschmelzgefäßes auf 50 mbar oder 5000 Pa reduziert und anschließend etappenweise erhöht. Für jede Etappe wurden mehrere Intensitätsbilder aufgenommen, um ein Bild der durchschnittlichen Intensität zu erzeugen.

Bei der Messung der Temperatur wurden für unterschiedliche Positionen der Heizfolie, einen unterschiedlichen Abstand des Lasers zur Heizfolie (1 mm bis 3 mm) und unterschiedliche Falsch-Licht-Abschirmungen jeweils Bilder bei beheizter und unbeheizter Folie aufgenommen.

Eine schematische Ansicht der aufgenommenen Bilder ist in Abbildung 11 zusammen mit den genutzten Auswertungsbereichen dargestellt. Jedes Bild besteht aus einem dunklen Gebiet außerhalb des durch das runde Fenster sichtbaren Bereiches und dem Gebiet, welches dem Innenraum des Vakuumschmelzgefäßes entspricht.

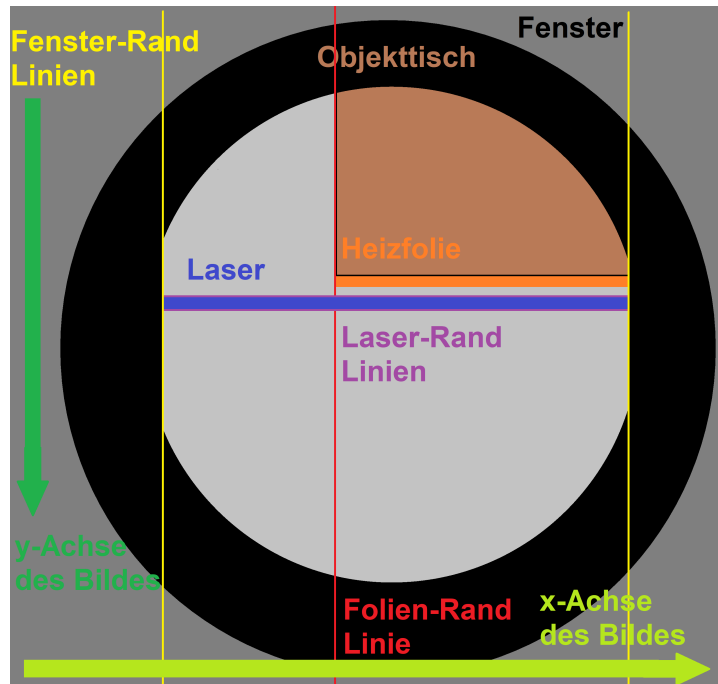


Abbildung 11: Schematische Darstellung der mit der ICCD-Kamera aufgenommenen Bilder mit den für die Auswertung relevanten Bereichen

Das innere Gebiet des Bildes besteht aus drei Bereichen: dem Gebiet des Objekttisches und der Heizfolie in der rechten oberen Seite, dem Laser-Weg, welcher dem auszuwertenden Bereich entspricht, und dem restlichen Bereich, welcher die Rückwand des Vakuumgefäßes und in späteren Messungen den Hintergrundschirm darstellt.

4.1 Auswertung

Die so entstandenen Bilder der durchschnittlichen Intensitäten (im Folgendem nur Bild) wurden basierend auf den in Abbildung 11 dargestellten Bereichen ausgewertet. Zunächst wurde die x-Position des Folien-Randes und die Ränder des Lasers und die Ränder des durch das Fenster sichtbaren Ausschnittes bestimmt.

Alle im Bild vorhandenen Intensitäten außerhalb der Fenster-Rand Linie und der Laser-Rand Linien wurden für die weitere Auswertung auf Null gesetzt und das Bild auf die x-Achse projiziert, also die Intensitäten entlang der y-Achse summiert. Das Projizieren ermöglicht es von einem Laser mit gleichmäßigem Intensitätsprofil auszugehen, und den Einfluss des Rauschens zu reduzieren. Auch wird so die Auflösung der Differenzen zwischen den in natürlichen Zahlen gemessenen Intensitäten verbessert.

Der so entstandene Vektor ordnete jedem Pixel (x_{px}) die über die Laserbreite summierte Intensität ($I(x)$) zu. Um von einer Pixelposition in eine Millimeter-Skala zu wechseln, wurde nun zuerst die relative Pixelposition zum Folien-Rand an x_{FR} bestimmt: $x_{px} - x_{FR} = x_{px-rel}$. Durch Aufnahme eines Bildes von im Fokuspunkt stehendem Mil-

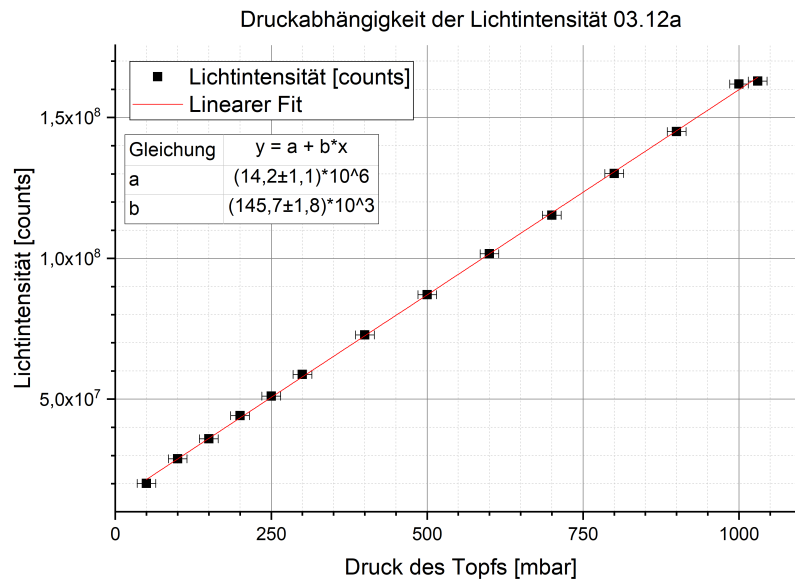


Abbildung 12: Abhängigkeit der im Bereich des Lasers liegenden Gesamtintensität gegen den Druck.

limeterpapier konnte ein Umrechnungsfaktor von Pixel zu Millimeter für jedes Bild bestimmt werden ($12,5 \frac{\text{px}}{\text{mm}}$ bis $13 \frac{\text{px}}{\text{mm}}$) und zum Konvertieren der relativen Pixelpositionen zu Abstand zum Folien-Rand in Millimeter genutzt werden.

Anschließend folgte die von dem Typ der Messung abhängige Auswertung.

4.1.1 Messungen der Druckabhängigkeit

Für die weitere Auswertung der Druckabhängigkeit wurde das Bild zusätzlich auf die y-Achse projiziert und somit die Gesamtintensität der beobachteten Rayleigh-Streuung bestimmt. Die Gesamtintensitäten der Messungen bei verschiedenem Druck wurden anschließend gegen den Druck aufgetragen.

Für das daraus resultierende Diagramm von Gesamtintensität gegen Druck konnte nun eine lineare Regression durchgeführt werden, um zu überprüfen, ob der in Gleichung 12 dargestellte lineare Zusammenhang der Rayleigh-Intensität zum Druck gegeben ist. Ein so entstandenes Diagramm ist in Abbildung 12 abgebildet.

Jede Intensität, die bei einem Druck von 0 Pa noch vorhanden ist, also in einem Graphen die Verschiebung entlang der Intensitätsachse, entspricht der Intensität des Falsch-Lichtes.

Wie in der Abbildung 12 zu sehen ist, liegt für das beobachtete Signal ein linearer Zusammenhang vor und es kann daher davon ausgegangen werden, dass Rayleigh-Streuung beobachtet wird. Des Weiteren könnte durch eine Analyse von der auf die x-Achse projizierten Intensität, ohne Bestimmung der Gesamtintensität, das jeder x-Position zugehörige Falsch-Licht einzeln bestimmt und so aus der Auswertung der Tem-

peratur entfernt werden.

Aufgrund des hohen Rechenaufwands und der begrenzten Zeit wurde dies bisher nicht getan.

4.1.2 Messungen der Temperatur

Da eine Bestimmung des Falsch-Lichtes für unsere Messungen nicht gelang, muss die Bestimmung der Temperatur anhand der in Gleichung 24 bis 33 beschriebenen Methode geschehen.

Hierfür wurde der in Abschnitt 4 bestimmte Vektor $I_1(x)$ für die unbeheizte Folie von dem Vektor $I_2(x)$ der beheizten Folie abgezogen und so die Differenz I_{diff} gebildet.

Die Temperatur für den Bereich vor der Heizfolie war auch im beheizten Zustand durch das Thermoelement bekannt. Da die Temperatur für den unbeheizten Zustand ebenfalls durch das Thermoelement bestimmt werden konnte und $T_1(x) = \text{const}$ galt, konnte die Temperatur der beheizten Folie nach Gleichung 29 und 33 ermittelt werden.

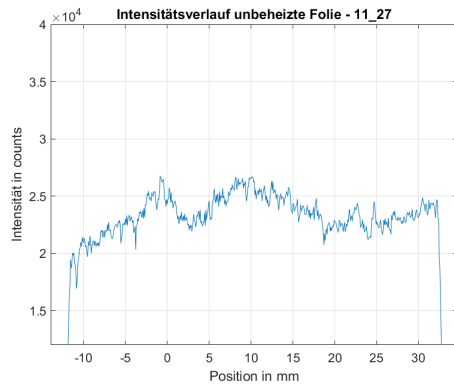
Die so gewonnenen Ergebnisse wurden anschließend durch einen gleitenden-Mittelwert-Filter mit einer für die Glättung verwendeten Reichweite von beidseitigen drei Pixeln geglättet. Der Verlauf der Intensität der beheizten Folie, der unbeheizten Folie sowie der Intensitätsdifferenz und der Temperaturverlauf sind in Abbildung 13 dargestellt. Sowohl die Differenz als auch die Temperatur sind im geglätteten und ungeglätteten Zustand zu sehen.

Auf den Bildern ist der durch das Fenster sichtbare Bereich einschließlich des Fenster-Randes zu sehen. Die Ränder der Fenster liegen ungefähr bei -12 mm und 33 mm und zeigen dort eine Intensität, die rapide von Null steigt, bzw. gegen Null fällt.

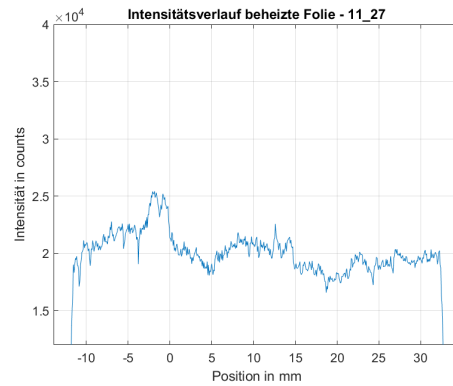
Der Verlauf der Intensität bei ausgeschalteter und eingeschalteter Heizfolie ähnelt einander sehr. Für beide Fälle steigt die Intensität, bis sie den Punkt hoher Intensität im Bereich von -3 mm bis 1 mm erreicht.

Der Verlauf der unbeheizten Folie fällt bis zu $2,5$ mm anschließend, von da aus steigt er bis 10 mm auf eine ähnliche Höhe wie um die Null-Position. Von da aus fällt der Verlauf bis zu 20 mm langsam auf das Niveau der $2,5$ mm-Position und bleibt mit Ausnahme einzelner Spitzen bei $22,5$ mm und 25 mm und einem Tal bei 24 mm auf diesem Niveau bis zum Ende bei circa 32 mm.

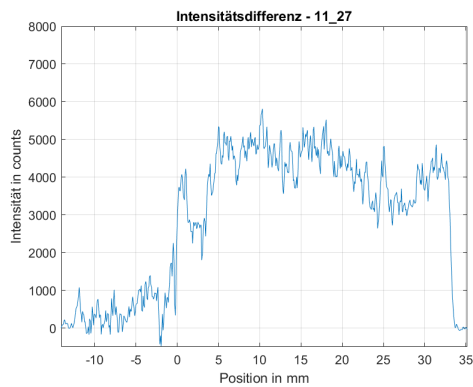
Die Intensität der beheizten Folie ist insgesamt auf einem ungefähr 10% niedrigeren Niveau und hat eine wellenartigere Struktur. Die Intensität fällt von 0 mm bis 5 mm, bildet einen Hügel mit Mittelpunkt bei 10 mm und einzeln stehenden Spitzen bei $12,5$ mm und 14 mm, fällt von da aus bis zur 20 mm-Position, hat einen Hügel von dort bis 25 mm und bleibt von dort mit Ausnahme eines Zacken bei $27,5$ mm bis zum Ende ungefähr auf einer Höhe.



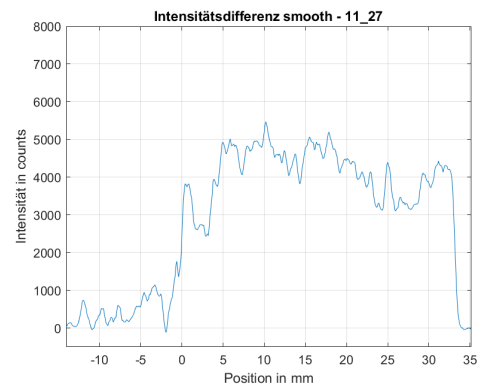
(a)



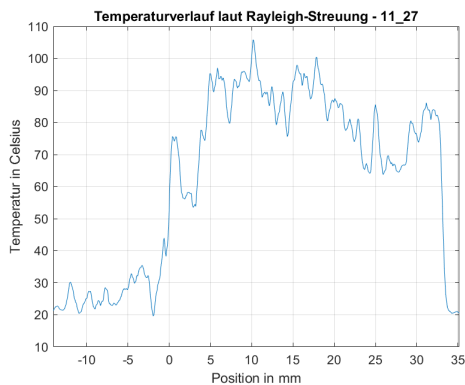
(b)



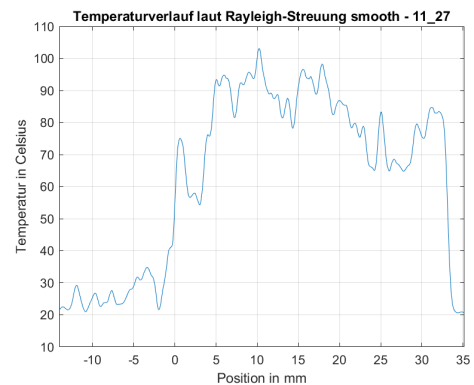
(c) Intensitätsdifferenz der beheizten und unbeheizten Folie.



(d) Durch ein Verfahren des gleitenden Mittelwertes geglättete Intensitätsdifferenz



(e) Temperaturverlauf aus der geglätteten Intensitätsdifferenz



(f) Durch ein Verfahren mit gleitendem Mittelwert geglätteter Temperaturverlauf

Abbildung 13: Darstellung der Intensität, Temperatur und Intensitätsdifferenz in Relation zum Folienanfang und Fenster-Rand bei -12 mm und 33 mm

Die ungeglättete Differenz ist mit einem Rauschen von ungefähr 500 counts versehen. Sie bleibt in dem Bereich vor 5 mm ungefähr bei 500 counts, steigt zu einer Spitze bei 0 mm von 4000 counts, sinkt in ein Tal von 2500 counts, steigt auf eine Spitze bei 5 mm von 5000 counts und hat eine Senke in dem Plateau bei 7,5 mm mit 4000 counts und eine Spitze bei 10 mm mit 5500 counts.

In dem Bereich von 10 mm bis 14 mm sinkt die Intensität auf ungefähr 4500 counts und bildet dann eine Spitze bei 15 mm aus. Ab der 17,5 mm-Position fällt die Intensität und besitzt Spitzen bei 20 mm und 25 mm. Eine starke Senke ist bei 22,5 mm und ein Tal im Abschnitt von 26 mm bis 28 mm zu finden. Bei 29 mm und ab 31 mm ist ein Hochpunkt mit einer Senke bei 30 mm zu erkennen.

Der Temperaturverlauf verhält sich analog zu dem Verlauf der Differenz und zeigt Temperaturen von 20 °C bis 102 °C mit relativen Spitzen ungefähr bei 0 mm, 5 mm, 10 mm, 15 mm, 20 mm, 25 mm und 30 mm. Ungewöhnliche Senken bei den 5 mm-Abständen und Spitzen in dem Raum zwischen diesen Senken sind eventuell auf durch Temperaturänderungen erzeugtes Falsch-Licht zurückzuführen.

4.2 Ergebnis

4.2.1 Vergleich der Temperaturmessungen

Bei der Auswertung bzgl. der Temperaturbestimmung entstehen Temperaturverläufe, wie sie oben in Abbildung 13f zu sehen waren. Um diese mit dem für die Folie gemessenen Temperaturverlauf, wie er in Abbildung 9 dargestellt ist, zu vergleichen, wurden beide in Abbildung 14 zusammen dargestellt. Es fällt auf, dass die Positionierung von Maxima und Minima übereinstimmt und auch die bestimmte Temperatur dem gemessenen Verlauf ähnlich ist.

Jedoch liegt auch ein erheblicher Unterschied vor, viele Spitzen sind zu hoch ausgeprägt und Senken und Täler zu tief ausgeprägt. Insbesondere das Maximum bei 10 mm besitzt nur ein schwach ausgebildetes Tal vor sich und eine sehr steile und hohe Spitze. Das Maximum bei 15 mm liegt zu hoch und ist mit der Breite bis zum nächsten Hochpunkt der Oberflächentemperatur deutlich zu breit.

Das Maximum bei 25 mm zeigt zwar eine korrekte Höhe, ist jedoch von zu starken Senken und Tälern umgeben. Insgesamt eignet sich der bisherige Aufbau nur für eine Temperaturbestimmung von ungefähr 10 oder 20 °C. Bei diesem Unterschied scheint es sich jedoch um einen systematischen Offset zu handeln, der eventuell durch bessere Bestimmung des Proportionalitätsfaktors k behoben werden könnte. Temperaturdifferenzen der Oberflächentemperatur im Bereich von 5 K sind nahezu immer als Unterschiede in der Gastemperatur sichtbar.

Die zackige Ausbildung und die falschen Spitzen sind vermutlich auf ein Falsch-Licht, welches mit der Annahme von gleichem Falsch-Licht bei erhitzter und kalter Folie nicht übereinstimmt, zurückzuführen. Dies wird auch in Abschnitt 5.2 genauer behandelt und

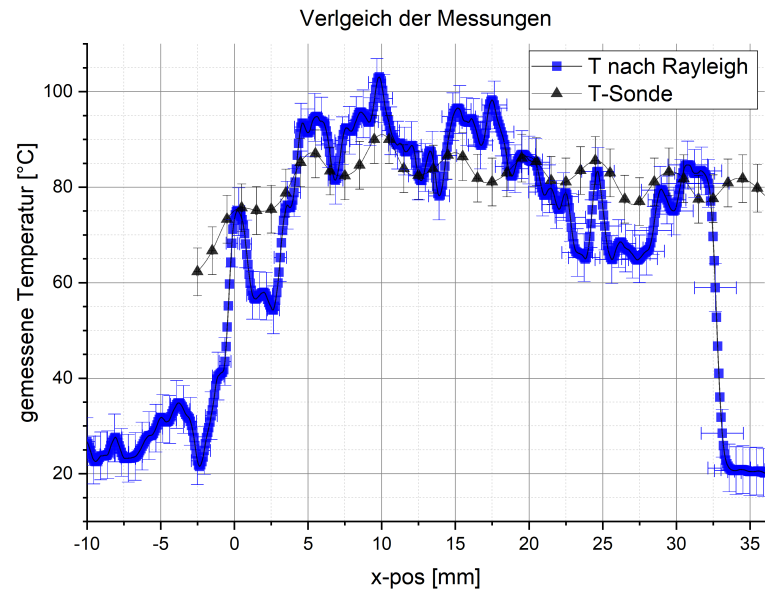


Abbildung 14: Vergleich der über ein Thermoelement (Sonde) an der Oberfläche gemessenen und über Rayleigh-Streuung bestimmten Temperatur.

gezeigt.

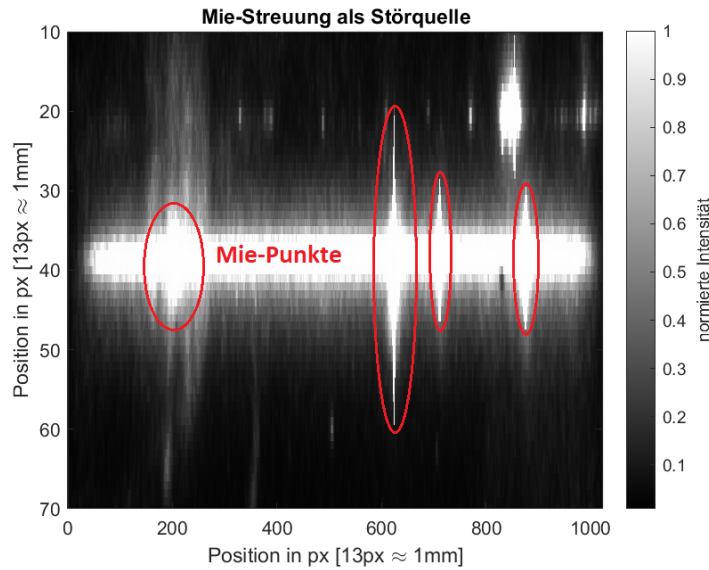


Abbildung 15: Mie-Streuung an Staubpartikeln als Quelle für Stör-Licht, mit normierter Intensität.

5 Probleme der Messungen

Im Folgenden werden verschiedene Probleme des Experimentes und die angewandten Lösungsansätze dargestellt und anschließend beurteilt, ob diese das Problem in ausreichender Weise minimiert oder eliminiert haben.

Probleme mit drei verschiedenen Komponenten des Experimentes sind unten dargestellt. Zum einen wird das Problem der Streuung an Staubpartikeln, zum anderen werden die Probleme mit Luftpinschlüssen unter der Heizfolie und zuletzt wird das Problem mit allgemeinem Falsch-Licht und dem damit verbundenen zu hohen Hintergrund behandelt.

5.1 Mie-Streuung an Staub

Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, ist die Streuung an einem einzigen Staubpartikel um Größenordnungen stärker als die Streuung an Molekülen. Durch Einstellen der Belichtungszeit auf Streuung an Molekülen bedeutet dies ein Belichten der Pixel über ihre maximale Kapazität hinaus, wenn Mie-Streuung aufgrund von „staubiger Luft“ auftritt.

Außerdem kann das an Staubpartikeln gestreute Licht als kurzzeitig vorhandene neue Lichtquelle angesehen werden, welche in einem großen Bereich der Umgebung für eine starke Erhöhung von an allen Oberflächen gestreutem Licht sorgt. Somit führt Mie-Streuung nicht nur zu einem lokalen Fehler im Bild, sondern dazu, dass die gesamten Bilder, auf denen Ausläufer von Mie-Streuung zu erkennen sind, aufgrund des hohen Falsch-Lichtes verworfen werden müssen. Dies ist auch in Abbildung 15 zu sehen.

Zur Lösung dieses Problems sind zwei verschiedene Methoden mit relativ geringem

Aufwand möglich. Zum einen kann nach dem Erreichen der gewünschten Einstellung mindestens eine Nacht gewartet werden, besser allerdings einen ganzen Tag. Dies führt dazu, dass der im geschlossenen Topf befindliche Staub sich auf den Boden setzen kann und bis zum erneuten Öffnen des Vakuumgefäßes nur wenige Staubpartikel als Quelle für Stör-Licht beobachtet werden können.

Dies ist allerdings aufgrund des hohen Zeitaufwands und der langen unproduktiven Zeiten, in denen auf ein Setzen des Staubes gewartet werden muss, nur zu empfehlen, falls die andere Methode nicht möglich ist.

Bei der zweiten Methode handelt es sich um das Abpumpen der Luft. Hierdurch wird die Luftdichte im Topf reduziert, dies wiederum verringert die Auftriebskraft der Luft auf die Staubpartikel erheblich. Mit der nur noch geringen Auftriebskraft sind die Staubpartikel nicht mehr in der Lage zu „schweben“, sondern fangen an zu fallen und somit hat sich der Staub bereits nach nur wenigen Minuten vollständig gesetzt.

Anschließend kann der Topf wieder langsam, um den Staub nicht aufzuwirbeln, mit Gas befüllt werden. Hierbei sollte jedoch idealerweise nur von Staub bereinigtes Gas genutzt werden, also entweder Gase aus Druckflaschen verwendet oder aber ein Staubfilter eingebaut werden.

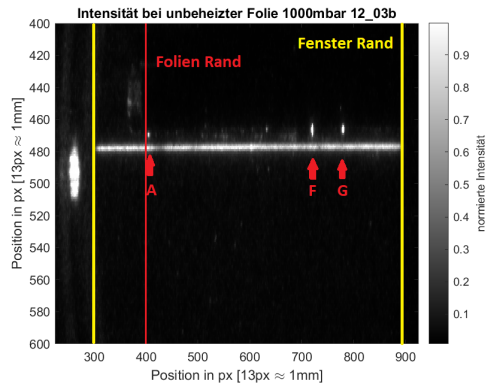
5.2 Luftblasen in Heizfolie

Die Heizfolie besteht aus einer selbstklebenden Folie, an dessen klebender Unterseite der Heizdraht befestigt ist. Dies führt beim Ankleben auf den Objektträger zu Lufteinschlüssen, die sich besonders bei den im Vergleich zur Folie stark reflektierenden Drähten befinden. Diese stellen ein erhebliches Problem für die Messung dar.

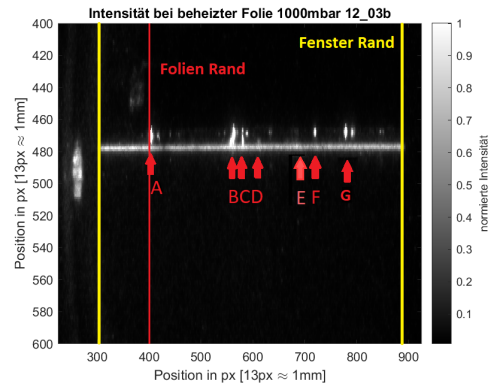
Bei Temperaturänderung oder auch Veränderungen des Drucks expandieren und kontrahieren die Lufteinschlüsse und verändern somit die Oberflächenform und das damit verbundene Reflexionsverhalten der Heizfolie. Wie in Abbildung 16 zu sehen ist, erzeugt diese Variation der Obeflächenstruktur eine nicht vernachlässigbare Veränderung der gemessenen Laser-Intensität.

Wie in Abbildung 16c sichtbar ist, sind die Streupunkte, wie sie in Abbildung 16a und b abgebildet sind, deutlich als Fehler in der Differenz der Intensitäten zu erkennen. Insbesondere die neu auftretenden Streupunkte bei einer beheizten Folie, siehe Abbildung 16b, sorgen für einen deutlichen Fehler in der Auswertung. Da dies vor allem an den Positionen der Heizdrähte und somit an den für die Auswertung sehr interessanten Stellen passiert, stellt es ein erhebliches Problem dar.

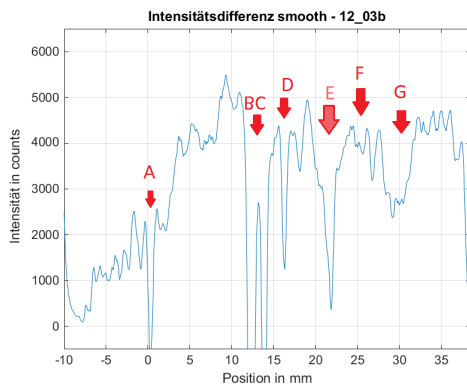
Da das gleiche Problem auch bei der Druckvariation vorhanden ist, ist es unwahrscheinlich, dass eine Berechnung der Intensität des von dem Ort abhängigen Falsch-Lichts durch Bestimmung des y-Achsenabschnittes der Druckabhängigkeit ähnlich der in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Methode als Lösung in Frage kommt.



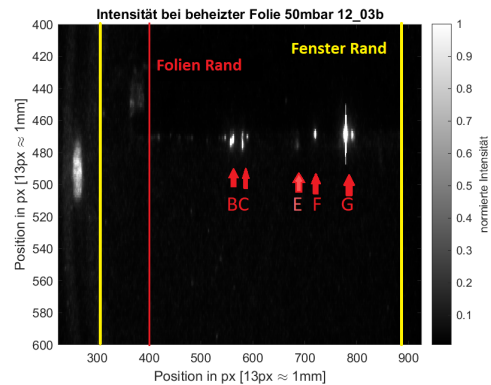
(a) Aufnahme bei unbeheizter Folie und Atmosphärendruck
Einige Streupunkte sind auch bei unbeheizter Folie vorhanden.



(b) Aufnahme bei beheizter Folie und Atmosphärendruck
Die beheizte Folie erzeugt stärkere und auch neue Streupunkte.



(c) Intensitätsdifferenz des kalten und warmen Zustandes mit falschen Peaks aufgrund des durch das Beheizen der Folie veränderten Falsch-Lichts



(d) Aufnahme bei beheizter Folie und 50 mbar
Die Streupunkte variieren ihre Stärke auch bei Druckvariation.

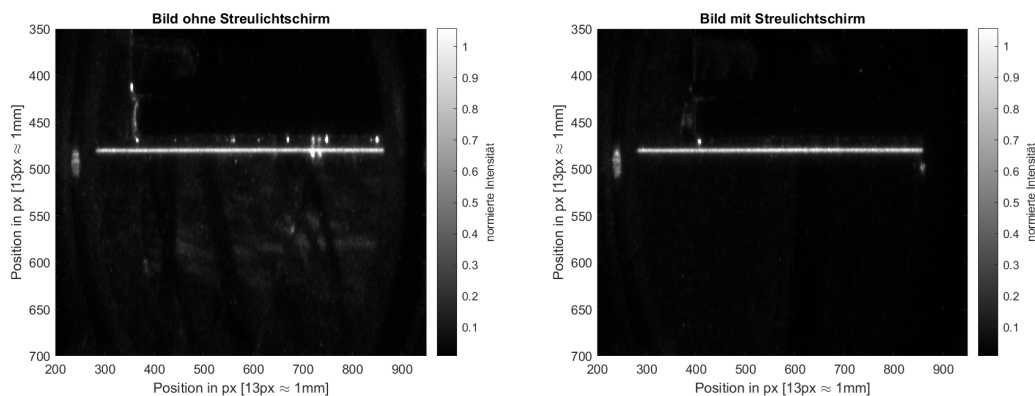
Abbildung 16: Darstellung des temperatur- und druckabhängigen Streulichts als Ursache für falsche Peaks in der Intensitätsdifferenz

Die Bilder 16a, 16b und 16d wurden alle auf 60000 counts normiert.

Zur Behebung des Problems wurden eine Vielzahl an Löchern zum Druckausgleich mit der Umgebung in die Folie gestochen. Dies erzeugte eine gute Wirkung und ermöglichte zwar das Messen an dem Aufbau. Allerdings sollte zukünftig das Problem durch Verwendung eines freien Heizdrahtes anstatt einer Folie oder aber einem Aufkleben der Folie auf einer Lochplatte umgangen werden.

5.3 Falsch-Licht

Das allgemeine Falsch-Licht im Gegensatz zu dem von der Folientemperatur abhängigen Falsch-Licht, wie es im vorherigen Abschnitt behandelt wurde, stellt ebenfalls ein Problem dar. Wie in Abbildung 17a sichtbar ist, kann trotz des Anbringens der Blenden am Ein- und Ausgang der Hauptkammer noch immer erhebliches Falsch-Licht als Hintergrund und Störfaktor beobachtet werden. Besonders die Punkte hoher Intensität, welche sich ungefähr bei x-Pixel 750 befinden und direkt hinter dem Strahlengang des Laser verlaufen, und verhindern eine erfolgreiche Auswertung..



(a) Lichtintensität ohne Falsch-Lichtabschirmung. (b) Lichtintensität mit Falsch-Lichtabschirmungen.

Abbildung 17: Vergleich der Lichtintensität mit und ohne zusätzliche Streulichtschirme, auf 60000 counts normiert

Um dieses Problem zu beheben, wurden zwei zusätzliche Stücke von dem lichtabsorbierendem Holzfaser-Material verwendet, die als Falsch-Lichtabschirmung dienten. Ein Stück wurde verwendet, um das vom Eingang direkt kommende Licht daran zu hindern, den zur ICCD-Kamera führenden Arm zu erreichen (gelbes B in Abbildung 18). Das andere Stück diente zur Sicherstellung eines gleichmäßigen Hintergrundes und ist für eine bessere Abschirmung zum Strahlengang hin angewinkelt.

Wie in Abbildung 17b zu sehen ist, sorgt dies für einen deutlich gleichmäßigeren Hintergrund und beseitigt die ungefähr bei x-Pixel 750 liegenden zwei Punkte hoher Intensität hinter dem Strahlengang.

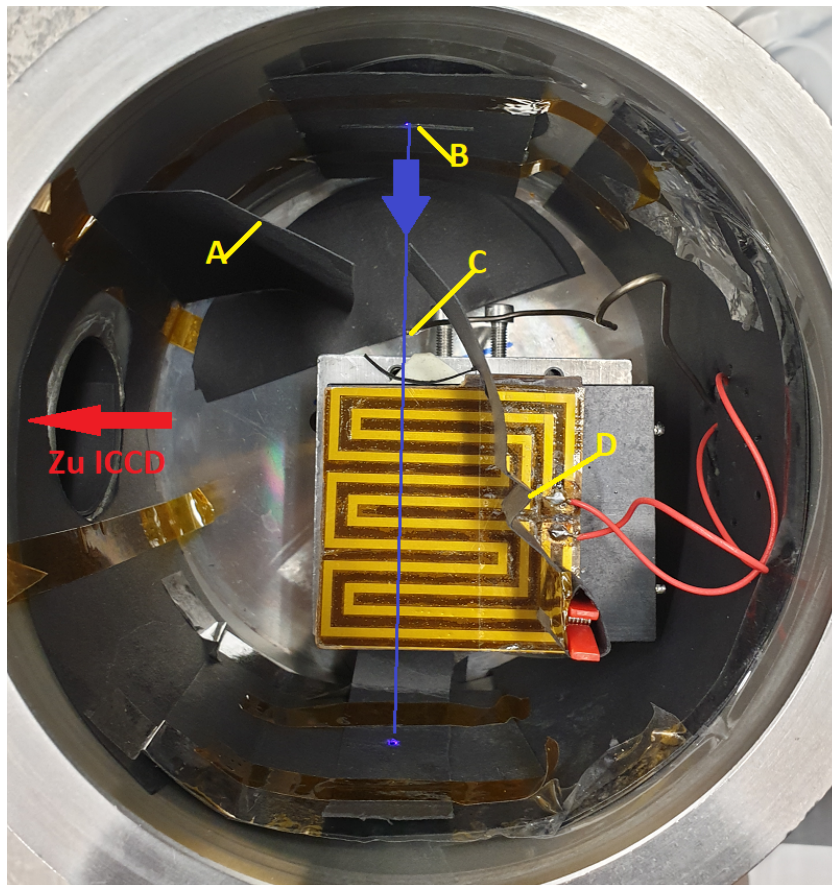


Abbildung 18: Blick in das Innere des Topfes mit eingezeichnetem Strahlengang des Lasers (blau), Position der ICCD-Kamera (rot) und der Hauptblende (gelbes B), der Abschirmung des ICCD-Armes (gelbes A), einer angewinkelten Abschirmung (gelbes D) und dem Thermoelement (gelbes C).

6 Ergebnis und Aussicht

Durch die Arbeit an diesem Experiment können zwei Aussagen getroffen und eine Vielzahl an Verbesserungsvorschlägen formuliert werden, um die Nutzbarkeit von Rayleigh-Strahlung zur Messung der Temperatur von Mikroplasmen weiter zu untersuchen. Es ist mit relativ geringem Aufwand möglich, Rayleigh-Strahlung zu messen und diese zur Temperaturbestimmung eines Gases zu verwenden.

Dabei entstehen Temperaturverläufe, die zumindest im mm-Bereich korrekte Ortsinformationen und Temperaturinformationen im erwarteten Bereich liefern. Temperaturunterschiede von circa 10 Kelvin sind erkennbar.

Um genauere Aussagen darüber zu treffen, ob Rayleigh-Strahlung sich zum Ausmessen der Temperatur von Mikroplasmen eignet, müssen sowohl die Orts- als auch die Temporauflösung genauer ermittelt werden. Hierzu sollten zum Beispiel Heizdrähte, welche in verschiedenem Abstand zueinander gespannt sind, verwendet werden. Um die Genauigkeit der Temperaturmessung in Erfahrung zu bringen, muss etwas verwendet werden, dessen lokale Gastemperatur bekannt ist.

Einige Dinge sollten bei zukünftigen Messungen beachtet werden:

1. Die Oberfläche des zu untersuchenden Objektes sollte je nach Möglichkeit uniform reflektierend und möglichst Licht absorbierend sein.
2. Das zu untersuchende Objekt sollte keine Lufteinschlüsse besitzen. Hierzu sollte auf Objekte wie Heizfolien etwa verzichtet und Heizdrähte verwendet werden. Alternativ sollte eine Lochplatte, welche eine Verbindung der Einschlüsse zur Umgebungsluft ermöglicht, als Objektträger verwendet werden.
3. Ein vollständiges, zuverlässiges Abziehen des Falsch-Lichtes, etwa durch lineare Regression der Druckabhängigkeit für jeden Pixel, könnte als eine Möglichkeit zur Signalverbesserung verwendet werden.
4. Es sollte eine Linse größerer Brennweite verwendet werden, da diese zum einen einen gleichmäßigen Durchmesser des Lasers für das Intervall des beobachteten Bereiches erzeugt.
Zum anderen wäre es so möglich, den Abstand vom Eintrittsfenster zum Objekt zu erhöhen und so das durch das Fenster erzeugte Falsch-Licht besser mit einer Blende blockieren zu können.

Auch könnte die Linse möglicherweise vor den Spiegeln, die der Höhen- und Positionseinstellung dienen, eingebaut werde. So könnte sichergestellt werden, dass die Linse dauerhaft in ihrer optischen Achse von dem Laser passiert wird.

Dies würde verhindern, dass nach Veränderung der Spiegeleinstellungen, wie für eine Höhenanpassung des Strahlengangs notwendig, die optische Achse der Linse verfehlt wird. Alternativ könnte dieses Problem durch Anbringen von Laser, Linse, Spiegel und Aperturen auf einer beweglichen Bühne zum variieren der horizontalen und vertikalen Position verhindert werden.

5. Um eine bessere Ortsauflösung und mehr relevante Informationen im Bild zu erhalten, sollte ein Topf mit größerem Durchmesser der Arme verwendet oder aber die ICCD-Kamera näher an das Objekt gebracht werden.

Insgesamt scheint die Rayleigh-Streuung eine geeignete Methode zur Messung der Temperatur von Mikroplasmen zu sein, jedoch müsste dies zum Beispiel an einem Array anhand der bisher gewonnenen Informationen genauer untersucht werden.

7 Quellen

Literatur

- [1] Dieter Meschede. *Gerthsen Physik*. 24. Springer, 2010. ISBN: 978-3-642-12893-6. DOI: 10.1007/978-3-642-12894-3.
- [2] Richard B Miles, Walter R Lempert und Joseph N Forkey. “Laser Rayleigh scattering”. In: *Measurement Science and Technology* 12.5 (2001), R33–R51. DOI: 10.1088/0957-0233/12/5/201. URL: <https://doi.org/10.1088/0957-0233/12/5/201>.
- [3] S. Iseni R. Dussart V. Schulz-v.d. Gathen S. Kreuznacht R. Michaud. *Rayleigh scattering at the GREMI*. presentation. 2016.
- [4] Achim von Keudell. *Vorlesungsskript Physik II Elektrizitätslehre und Optik*. Ruhr-Universität Bochum, 2015.