



Karlsruher Institut für Technologie

FAKULTÄT FÜR PHYSIK
PHYSIKALISCHES PRAKTIKUM FÜR FORTGESCHRITTENE
PRAKTIKUM MODERNE PHYSIK

Gruppe Nr. 164

Kurs: **Mo** **Mi**

SS 2020

zutreffendes bitte ankreuzen

Versuch: Optische Tarnkappe

Namen: Alexis Michel

Michael Hohenstein

Assistent: Tobias Messer

durchgeführt am: 24.02.2021

Protokollabgabe am: _____

vom Betreuer auszufüllen

Note gesamt **[+]** **0** **-**

Anerkannt: _____

(Datum Unterschrift)

Datum Rückgabe: _____

Bemerkung:

Inhaltsverzeichnis

1 Vorbereitung	4
2 Auswertung	7
2.1 Ballistische Transmissionsmessung	7
2.1.1 Abhängigkeit der Massenkonzentration	7
2.1.2 Abhängigkeit der Dicke	9
2.2 Diffuse Transmissionsmessung	11
2.2.1 Vergleich zwischen der ballistischen und der diffusen Transmissionsmessung	14
2.3 Tarnkappe	15

Abbildungsverzeichnis

1.1 Versuchsaufbau, aus der Vorbereitungshilfe entnommen	5
2.1 Leistung in Abhängigkeit der Massenkonzentration, Messwerte und Fit	8
2.2 Leistung in Abhängigkeit der Dicke, Messwerte und Fit	9
2.3 Fotos der diffusen Transmissionsmessung der unterschiedlichen Proben	12
2.4 Auswertung von $\frac{H}{H_0}$ und Regression	13
2.5 Vergleich der aus den beiden Versuchsteilen ermittelten Diffusitäten	14
2.6 Probe: Nur Umgebungsmaterial (Referenz)	15
2.7 Probe: nur Metallkern	15
2.8 Probe: Tarnkappe C1	16
2.9 Probe: Tarnkappe C2	16
2.10 Probe: Tarnkappe C3	16
2.11 Helligkeitsverteilungen entlang der Mittellinien der Fotos von den unterschiedlichen Proben	17

2.12	gemittelte Helligkeitsverläufe der Bilder von den Proben	18
------	--	----

Tabellenverzeichnis

2.1	l_s , l_t und D für die verwendeten Proben.	9
2.2	Parameter der Proben	14

Vorbereitung

Theoretische Grundlagen - Optische Tarnkappe

Eine optische Tarnkappe ist eine Vorrichtung, mit der Gegenstände so im Raum versteckt werden, dass diese unsichtbar gemacht werden können. Das wird dadurch erreicht, indem Strahlen in der Tarnschicht so umgeleitet werden, dass diese die Tarnschicht so verlassen, als ob es die Tarnschicht und das verdeckte Objekt nicht gibt. Das wird durch Anpassung der optischen Eigenschaften des Materials erreicht, z.B. der Absorption oder der Lichtgeschwindigkeit im Material (diese hat auch einen Einfluss auf die Brechung im Material). Perfekte Tarnkappen, insbesondere für beliebige Wellenlängen, gibt es nicht, i.d.R. decken diese nur einen relativ kleinen Spektralbereich ab. Gute Tarnkappen haben wenige Schwachstellen.

Theoretische Grundlagen - Absorption und Streuung

Der Absorptionskoeffizient μ_a bestimmt sich zu

$$\mu_a = \sum_i N_i C_i$$

mit dem Absorptionsquerschnitt C_i und der Teilchenzahl pro Einheitsvolumen N_i . Es wird alle i vorhanden Teilchenarten summiert.

Analog gilt für den Streuungskoeffizient μ_s

$$\mu_s = NC_s$$

mit der Teilchenkonzentration N und dem Streuquerschnitt C_s .

Die Summe der beiden Koeffizienten ergibt den Extinktionskoeffizient $\mu_{\text{ex}} = \mu_a + \mu_s$. Wird μ_a gegenüber μ_s vernachlässigt, kann $\mu_{\text{ex}} = \mu_s$ genähert werden. In diesem Versuch wird diese Näherung verwendet. Bei der Streuung gibt das Inverse von μ_s die freie Weglänge l_s an. Es gilt

$$l_s = \frac{1}{\mu_s}.$$

Damit lässt sich die freie Transportweglänge μ_t bestimmen zu

$$l_t = \frac{l_s}{1-g},$$

mit dem Anisotropiefaktor g , der als gegeben angenommen wird.

Theoretische Grundlagen - Lambert-Beersches Gesetz

Das Lambert-Beersche Gesetz für homogene streuende Medien lautet

$$P(z) = P_0 e^{-\frac{z}{l_s}}.$$

Es beschreibt die Leistung $P(z)$, die nach dem Eindringen der Strahlung mit der Eindringtiefe z in ein Medium mit mittlerer Weglänge l_s noch vorhanden ist. P_0 ist hier die Strahlungsleistung für $z = 0$, d.h. die einfallende Leistung.

Theoretische Grundlagen - Diffusionskoeffizient und Diffusionsgleichung

Der Diffusionskoeffizient D ist eine wichtige Größe zur Beschreibung der Ausbreitung von Licht in diffusen Medien. Er berechnet sich mit der Strahlungstransportgleichung zu

$$D = \frac{1}{3}cl_t,$$

mit der Lichtgeschwindigkeit im Medium c .

Damit bestimmt sich die absorptionsfreie Diffusionsgleichung zu

$$\vec{\nabla}(D\vec{\nabla})\Phi(\vec{x}) = 0$$

mit der Fluenz $\Phi(\vec{x})$.

Theoretische Grundlagen - Tarnkappenbedingung

Im Versuch wird eine runde, homogene Tarnkappe verwendet. Die Bedingung, dass diese Art von Tarnkappe funktioniert, lautet

$$\frac{D_S}{D_U} = \frac{R_2^2 + R_1^2}{R_2^2 - R_1^2}.$$

Hier sind D_S und D_U die Diffusivitäten der Schale und Umgebung. R_1 ist der Innenradius der Schale, R_2 der Außenradius.

Versuchsbeschreibung

Der Versuchsaufbau ist in diesem Versuch zweigeteilt.

Der erste Teil besteht aus einem Bildschirm, einer Probenhalterung und einer Kamera. Die Kamera nimmt ein Bild der Probe auf, welche sich vor dem Bildschirm befindet und sendet dieses an einen Computer. Mit dieser Vorrichtung wird die diffusive Transmissionsmessung durchgeführt.

Der zweite Teil besteht aus einem Laser, einer Probenhalterung und einem Detektor. Der Strahlenweg des Lasers wird über 2 Umlenkspiegel auf die Probe gerichtet und fällt anschließend durch die beiden Blenden auf einen Detektor, welcher die Anzahl an eintreffenden Elektronen registriert und an einen Computer übermittelt. Die Blenden dienen der Sicherstellung, dass nur Licht, welches die Probe auf ballistischem Weg passiert hat, vom Detektor wahrgenommen wird. Mithilfe einer bereitgestellten Software können die aufgenommenen Messdaten am Computer ausgelesen werden.

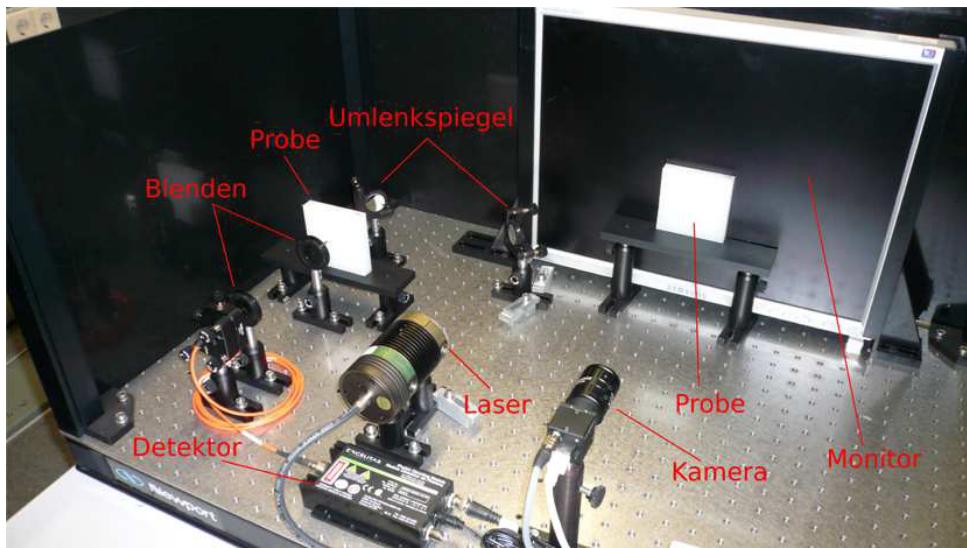


Abbildung 1.1: Versuchsaufbau, aus der Vorbereitungshilfe entnommen

Im ersten Teil des Versuchs werden diffuse, selbst mitgebrachte Haushaltsgegenstände analysiert. Diese werden in den ersten Versuchsaufbau eingelegt, um davon Bilder aufzunehmen.

Im zweiten Versuchsteil wird eine ballistische Transmissionsmessung durchgeführt. Dazu wird eine Probe in den Versuchsaufbau eingelegt und mit dem Laser bestrahlt (2. Teil des Versuchsaufbaus). Um die Messung durchführen zu können, werden Filter in den Strahlengang des Lasers installiert, die nur einen Anteil der Strahlung transmittieren. Währenddessen wird die Anzahl an Photonen, welche die Probe auf ballistischem Wege passieren, gemessen. Die transmittierte Leistung wird in diesem Versuchsteil sowohl in Abhängigkeit der Konzentration des Probenmaterials als auch der Dicke des Probenmaterials gemessen.

Im dritten Versuchsteil wird eine diffuse Transmissionsmessung bei Proben mit unterschiedlicher Konzentrationen an Titandioxid durchgeführt. Die Proben werden mithilfe des Monitors beleuchtet. Eine Kamera nimmt davon ein Foto auf.

Im 4. Versuchsteil wird eine Tarnkappe in einem diffusen Medium analysiert. Hierfür sind verschiedene Proben mit unterschiedlichen Titandioxidkonzentrationen vorhanden. Eine der Proben dient als Referenz und beinhaltet nur das Umgebungsmaterial. Eine weitere besteht nur aus einem Metallzylinder im Umgebungsmaterial. Die restlichen Proben beinhalten eine Tarnkappe, welche vom Umgebungsmaterial eingehüllt ist. Hierbei werden von den zu untersuchenden Proben Aufnahmen wie im vorherigen Versuchsteil gemacht.

Auswertung

2.1 Ballistische Transmissionsmessung

In diesem Versuchsteil wird mit einem gepulsten Laser die ballistische Transmission von diffusen Medien bestimmt. Dafür wird der gepulste Laserstrahl durch Proben mit unterschiedlicher Massenkonzentration β an Titandioxid geleitet. Auf der anderen Seite der Probe wird mit einem Photosensor gemessen, wie viele Photonen des Pulses ankommen. Hier werden Filter verwendet, um den Photosensor nicht zu zerstören. Die verwendeten Filter werden durch einen entsprechenden Korrekturfaktor berücksichtigt. Aus der Anzahl der Photonen lässt sich auf die Leistung P zurück schließen, da diese Größen proportional zueinander sind.

Die Proben der Massenkonzentration β haben alle eine Dicke von $d = 14,8\text{ mm}$, welche mit einem Messschieber bestimmt wurde. Die Proben sind aus dem Material PDMS, welches einen Brechungsindex von $n = 1,4$ hat. Zudem ist der Anisotropiefaktor mit $g = 0,523$ gegeben.

In jeder Messung wird eine der Proben in den Strahlengang des Pulslasers gestellt. Anschließend wird mit dem Photosensor gemessen, was die Anzahl an Photonen ist, die nach der ballistischen Transmission noch den Sensor im Strahlengang treffen.

Jede Messung wird dreifach durchgeführt, indem die Probe zwischen den Einzelmessungen angehoben und wieder abgestellt wird. Es wird stets mit dem Mittelwert und der Standardabweichung der drei Werte gerechnet, diese sind als Fehlerbalken in den Plots eingezeichnet.

Da die Massenkonzentration β nicht präzise angegeben ist, wird bei jeder Probe ein Fehler von 5% auf die Konzentration angenommen, der auch als Fehlerbalken eingezeichnet wird. Mögliche Inhomogenitäten in einer Probe werden durch die dreifache Messung mit neuem Abstellen berücksichtigt.

2.1.1 Abhängigkeit der Massenkonzentration

Es werden Proben mit Massenkonzentrationen von $\beta = 0,1\text{ mg/ml}$ bis $\beta = 0,3\text{ mg/ml}$ getestet. Als Referenzmessung für P_0 wird eine Probe mit $\beta = 0,0\text{ mg/ml}$ verwendet.

Es gilt

$$\frac{P}{P_0} = e^{-\mu_{\text{ex}}x}. \quad (2.1)$$

Nach der Vorbereitung kann der Absorptionskoeffizient μ_a gegenüber dem Streukoeffizient μ_s vernachlässigt werden und es gilt

$$\mu_{\text{ex}} \approx \mu_s = a\beta \implies \frac{P}{P_0} = e^{-a\beta d}, \quad (2.2)$$

mit der Konstante a . Die Messwerte werden mit einer Exponentialfunktion

$$P/P_0(\beta) = e^{-m\beta} \quad (2.3)$$

gefittet. Die Messwerte und der Fit sind in Abbildung 2.1 zu sehen.

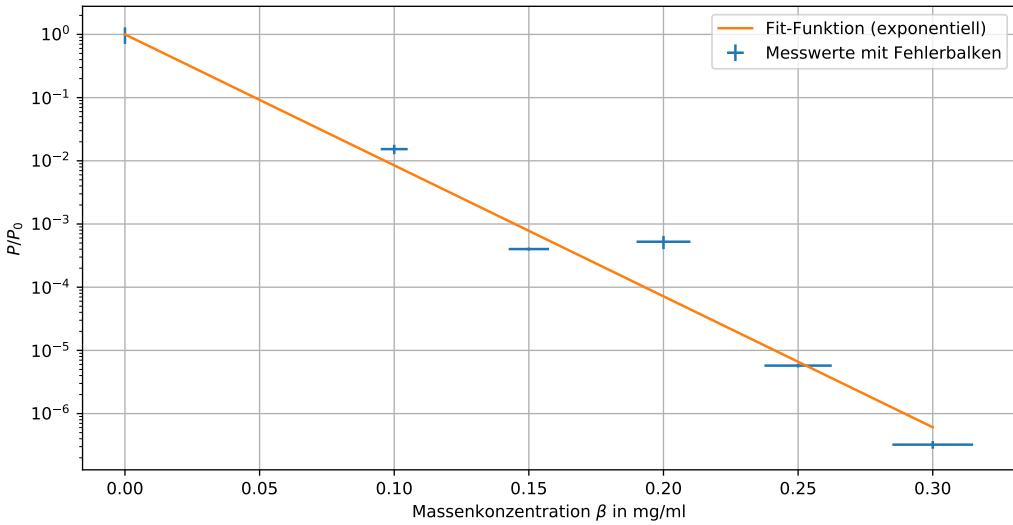


Abbildung 2.1: Leistung in Abhängigkeit der Massenkonzentration, Messwerte und Fit

Der Fit in Abbildung 2.1 liegt für die meisten Messwerte in den Fehlerbalken oder knapp daneben. Lediglich der Wert für $\beta = 0,2 \text{ mg/ml}$ liegt weit daneben. Dieser Wert ist auch beim Messen aufgefallen, da mehr Photonen gemessen wurden als mit $\beta = 0,15 \text{ mg/ml}$. Vermutlich liegt bei dieser Probe die Massenkonzentration weit daneben, sodass der wahre Wert auch nicht in der großzügig mit 5% abgeschätzten Fehlerumgebung um den angegebenen Wert ist.

Der Fit liefert den Parameter $m = 47,7(15) \text{ ml/mg}$ ¹. Damit bestimmt sich a zu

$$a = m/d = 3220(10) \text{ ml}/(\text{mg} \cdot \text{m}). \quad (2.4)$$

Mit dieser Information soll für die untersuchten Massenkonzentrationen die freie Weglänge l_s , die freie Transportweglänge l_t und der Diffusionskoeffizient D bestimmt werden. Es gilt für l_s

$$l_s = \frac{1}{\mu_s} = \frac{1}{a\beta}. \quad (2.5)$$

Damit lässt sich l_t bestimmen zu

$$l_t = \frac{l_s}{1-g}. \quad (2.6)$$

Damit lässt sich final der Diffusionskoeffizient D bestimmen zu

$$D = \frac{1}{3} c l_t = \frac{1}{3} \frac{c_0}{n} l_t, \quad (2.7)$$

mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit $c_0 = 299792458 \text{ m/s}$.

Die für alle verwendeten Massenkonzentrationen β berechneten Größen sind in Tabelle 2.1. Für $\beta = 0,0 \text{ mg/ml}$ macht die Berechnung keinen Sinn, da das Medium nicht diffus ist. Bei l_s würde man hier durch 0 teilen, somit sind die Werte auch nicht definiert.

¹Im Protokoll wird durchgehend die Klammernotation (concise notation) verwendet, die Unsicherheit auf die letzten Stellen sind in Klammern angegeben. So steht $47,7(15) \text{ ml/mg}$ für $(47,7 \pm 1,5) \text{ ml/mg}$. Alle Unsicherheiten werden mit einer signifikanten Stelle angegeben, mit Ausnahmen bei der Ziffern 1, hier wird noch eine weitere Stelle mitgenommen.

Tabelle 2.1: l_s , l_t und D für die verwendeten Proben.

β in mg/ml	l_s mm	l_t mm	D in $10^5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
0,1	3,10(10)	6,5(2)	4,64(15)
0,15	2,07(7)	4,34(14)	3,09(10)
0,2	1,55(5)	3,25(11)	2,32(8)
0,25	1,24(4)	2,60(8)	1,86(6)
0,3	1,03(4)	2,17(7)	1,55(5)

2.1.2 Abhängigkeit der Dicke

Nun soll die Abhängigkeit von P/P_0 von der Dicke des diffusen Mediums untersucht werden. Dafür gibt es drei Proben mit einer TitandioxidMassenkonzentration von $\beta = 0,1 \text{ mg/ml}$, die mit a, b, und c identifiziert werden.

Es wird genauso wie im vorherigen Teil verfahren, mit dem einzigen Unterschied, dass die Proben zusammengestellt werden, um eine Messung mit dickerer Probe durchzuführen. Dabei werden alle möglichen Kombinationen der drei Proben verwendet. Das bedeutet, dass die Proben alle einzeln gemessen wurden, und jede Probe einmal mit jeder anderen Probe als doppelt dicke Probe gemessen wurde. Die Kombination mit allen drei Proben ist eindeutig, als Referenzwert wird derselbe Wert der Probe mit $\beta = 0,0 \text{ mg/ml}$ der letzten Aufgabe verwendet.

Der Zusammenhang, der nach der letzten Aufgabe gilt, lautet wieder

$$\frac{P}{P_0} = e^{-a\beta d}. \quad (2.8)$$

Es wird wieder eine exponentielle Regression der Form

$$P/P_0(\beta) = e^{-md} \quad (2.9)$$

durchgeführt, da jetzt d verändert wird, während β konstant ist, der Zusammenhang aber sonst derselbe ist. Die Messwerte und der Fit sind in Abbildung 2.2 zu sehen.

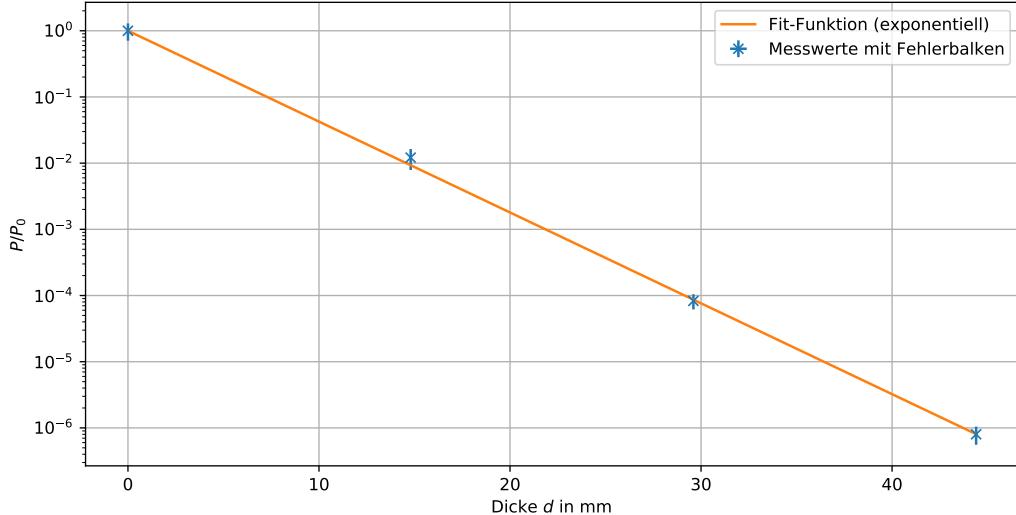


Abbildung 2.2: Leistung in Abhängigkeit der Dicke, Messwerte und Fit

Der Fit liefert hier den Parameter $m = 316,0(14) \text{ 1/m}$. Mit der Information $\beta = 0,1 \text{ mg/ml}$ bestimmt sich a zu

$$a = \frac{m}{\beta} = 3160(14) \text{ ml}/(\text{mg} \cdot \text{m}). \quad (2.10)$$

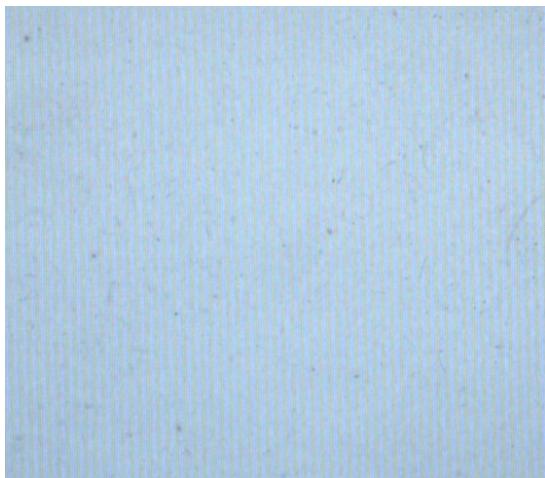
Der Wert stimmt fast mit dem Wert von a aus der letzten Aufgabe überein.

In analoger Rechnung mit $\beta = 0,1 \text{ mg/ml}$ bestimmt sich D zu $D = 4,735(22) \cdot 10^5 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. Der entsprechende Wert aus dem ersten Aufgabenteil ist $D = 4,64(15) \cdot 10^5 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. Die Werte mit den jeweiligen Fehlerbereichen sind folglich in Übereinstimmung. Somit lassen sich die in Tabelle 2.1 berechneten Werte nochmals bestätigen.

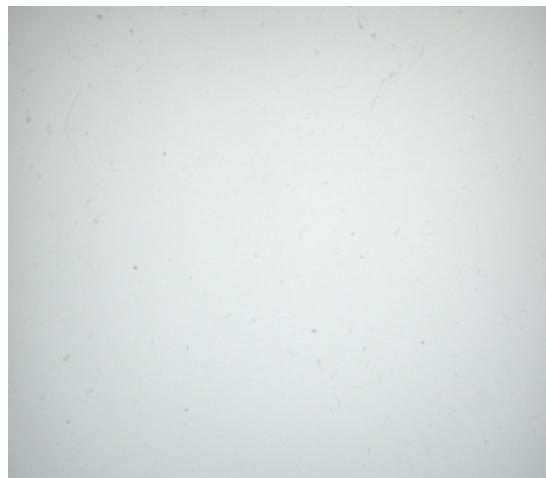
Als Fazit lässt sich sagen, dass es für den Leistungsabfall egal ist, ob der Laserstrahl durch eine dicke Schicht geringerer Massenkonzentration oder durch eine dünne Schicht höherer Massenkonzentration geschossen wird. Der Leistungsabfall skaliert exponentiell mit $\beta \cdot d$, sodass es nur auf das Produkt beider Werte ankommt. Der grundsätzliche Verlauf ist in beiden Fällen exponentiell abfallend, was sich in den Plots mit logarithmischer y-Achse zeigt. Diese Zusammenhänge konnten experimentell beobachtet werden.

2.2 Diffuse Transmissionsmessung

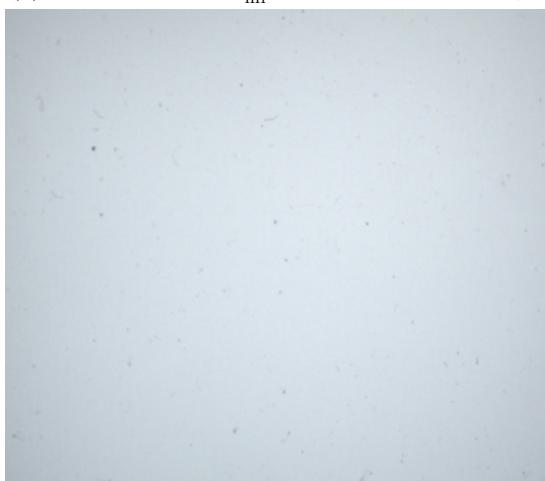
Bei der diffusen Transmissionsmessung werden dieselben Proben aus dem vorherigen Versuchsteil erneut mit einer Lichtquelle beschienen. Diesmal handelt es sich aber nicht um einen Laser, sondern um einen weißen LCD-Monitor. Diese Lichtquelle sendet, im Vergleich zum Laser, kein monochromatisches, nichtkohärentes und unpolarisiertes Licht aus. In diesem Versuchsteil wird auf dem Monitor ein weißes Quadrat in der Größe der Proben dargestellt. Von den Proben werden Fotos mit einer Kamera aufgenommen. Die Kameraaufnahmen sind in der Abbildungsgruppe 2.3 zu sehen. Dabei sei anzumerken, dass die Aufnahmen mit unterschiedlichen Belichtungszeiten durchgeführt wurden.



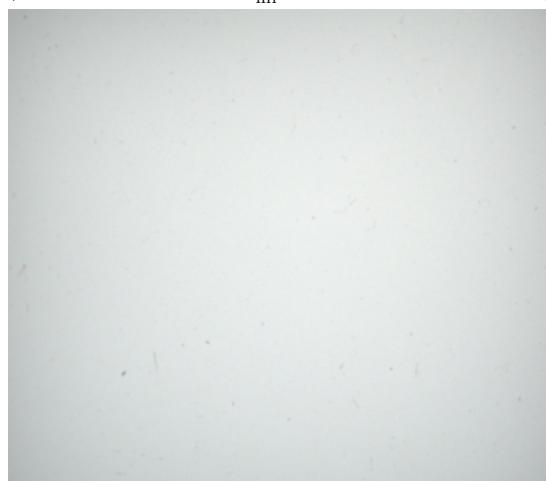
(a) Konzentration: 0 $\frac{\text{mg}}{\text{ml}}$, Belichtungszeit: 5505 μs



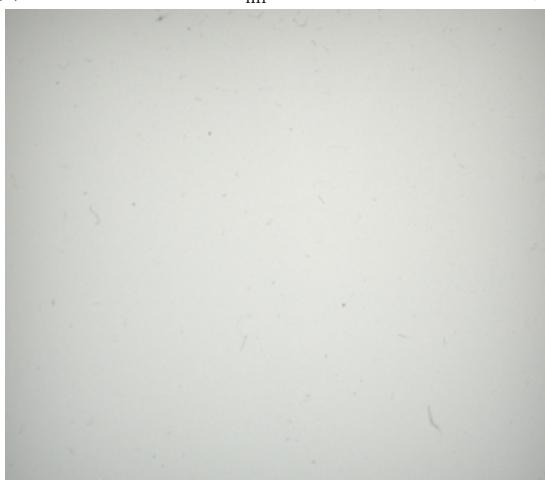
(b) Konzentration: 0,15 $\frac{\text{mg}}{\text{ml}}$, Belichtungszeit: 24 118 μs



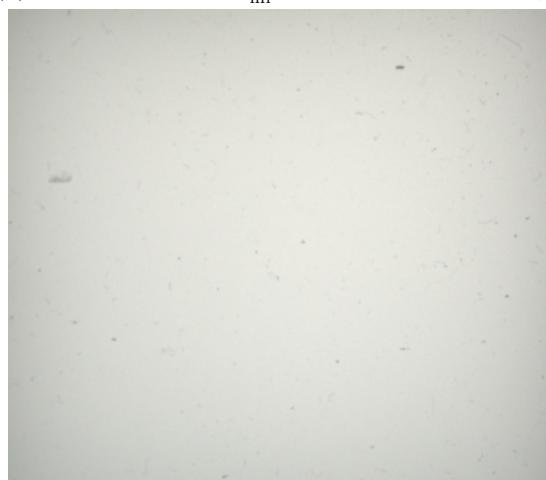
(c) Konzentration: 0,1 $\frac{\text{mg}}{\text{ml}}$, Belichtungszeit: 33 485 μs



(d) Konzentration: 0,2 $\frac{\text{mg}}{\text{ml}}$, Belichtungszeit: 33 485 μs



(e) Konzentration: 0,25 $\frac{\text{mg}}{\text{ml}}$, Belichtungszeit: 40 176 μs



(f) Konzentration: 0,3 $\frac{\text{mg}}{\text{ml}}$, Belichtungszeit: 45 529 μs

Abbildung 2.3: Fotos der diffusen Transmissionsmessung der unterschiedlichen Proben

In der Auswertung wird die mittlere Helligkeit der Bilder bestimmt. Dazu wird der Mittelwert der Helligkeit aller Pixel gebildet. Um die Helligkeit der Pixel zu ermitteln, werden die Werte für die 3 Farb-Kanäle **Rot**, **Grün** und **Blau** addiert. Die Mittlere Helligkeit ist der Mittelwert der Helligkeiten aller

Pixel im Bild. Im nächsten Schritt werden die mittleren Helligkeiten durch die Belichtungszeit geteilt. In Abbildung 2.4 ist der Quotient $\frac{H}{H_0}$ für die unterschiedlichen Titandioxidkonzentrationen zu sehen. Die diffuse Transmission ist über folgenden Zusammenhang definiert:

$$T_{Diff} = \frac{H}{H_0} = \frac{1}{2 + \frac{K \cdot L}{D}} = \frac{1}{2 + \frac{K \cdot L}{D \cdot c} \cdot c} \quad (2.11)$$

Mit der Dicke der Proben L und der Photonenverlustgeschwindigkeit

$$K = \frac{v}{a \cdot A}. \quad (2.12)$$

Die Konstante A ergibt auch aus den beiden Brechungsindizes $n_1 = 1,4$ für PDMS und $n_2 = 1$ für Luft zu $A = 2,95$. Weiterhin wurde mit den Messwerten eine Regression durchgeführt. Aus der Regression wurde für den Parameter α folgender Wert ermittelt:

$$\alpha = 20,7(11) \frac{\text{ml}}{\text{mg}}. \quad (2.13)$$

Somit kann die Diffusivität D berechnet werden:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{K \cdot L}{D \cdot c} \\ D &= \frac{K \cdot L}{\alpha \cdot c}. \end{aligned}$$

Die unterschiedlichen Proben werden auf ihre Diffusivität untersucht. Das Ergebnis dieser Auswertung ist in Tabelle 2.2 zu sehen.

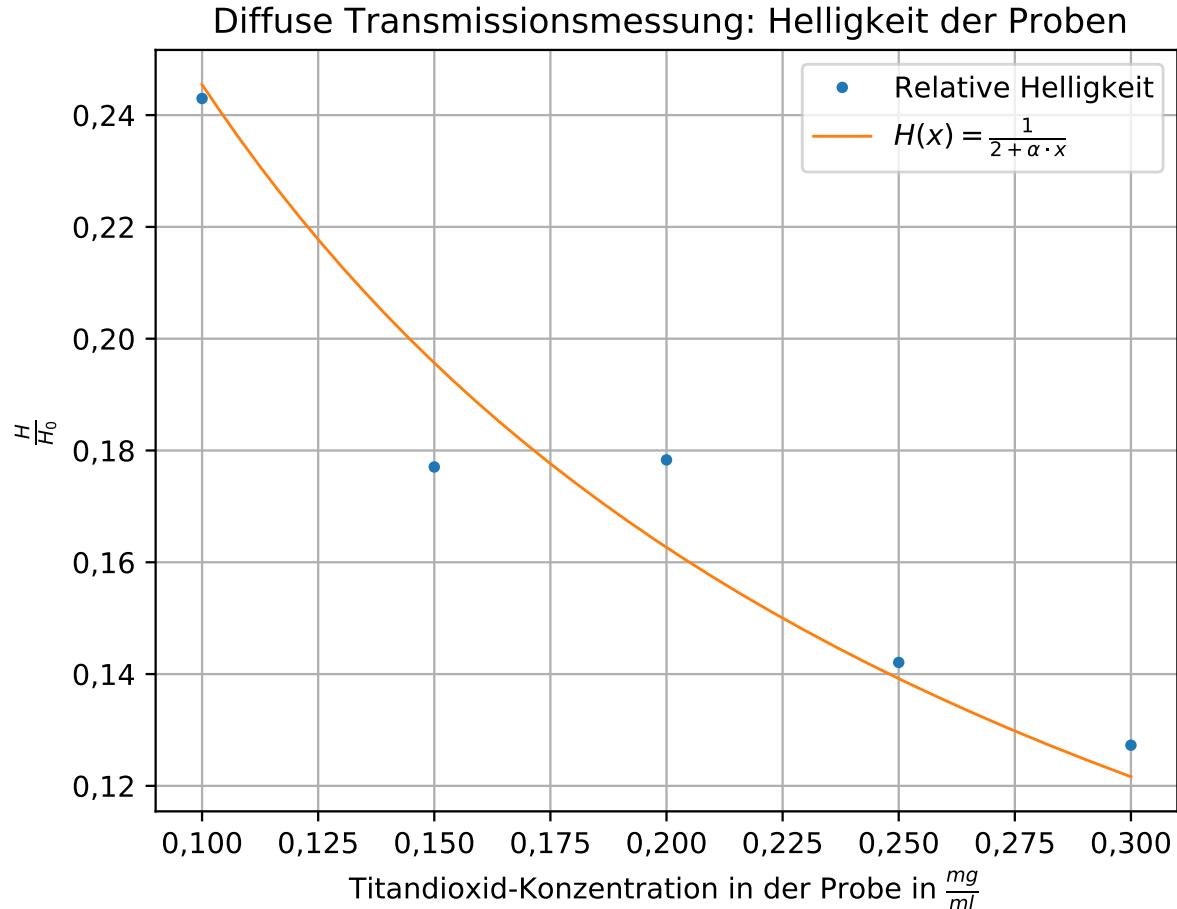


Abbildung 2.4: Auswertung von $\frac{H}{H_0}$ und Regression

Tabelle 2.2: Parameter der Proben

Konzentration β in $\frac{\text{mg}}{\text{ml}}$	T_{diff}	relative Helligkeit	D in $\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
0,0	-	0,1103	-
0,1	0,242	0,0268	$2,03(10) \cdot 10^5$
0,15	0,177	0,0195	$1,82(9) \cdot 10^5$
0,2	0,178	0,0196	$1,45(7) \cdot 10^5$
0,25	0,142	0,0156	$1,46(7) \cdot 10^5$
0,3	0,127	0,0140	$1,06(5) \cdot 10^5$

2.2.1 Vergleich zwischen der ballistischen und der diffusen Transmissionsmessung

In Abbildung 2.5 sind die aus den einzelnen Versuchsteilen ermittelten Diffusitäten grafisch zu sehen. Dabei fällt auf, dass die aus der ballistischen Transmissionsmessung ermittelten Diffusitäten doppelt so groß sind wie die aus der diffusen Transmissionsmessung ermittelten.

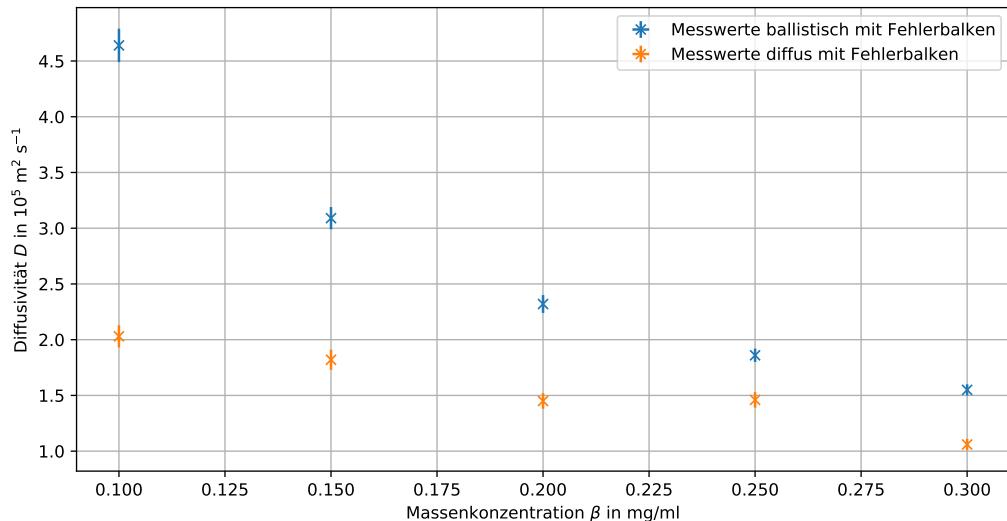


Abbildung 2.5: Vergleich der aus den beiden Versuchsteilen ermittelten Diffusitäten

Beide Messungen offenbaren, dass die Diffusität mit steigender Konzentration abnimmt. Durch Näherungen in der theoretischen Herleitung sind natürlich diverse Fehler im Spiel. Bei der ballistischen Messung tritt weiterhin das Problem auf, dass die Richtung der Photonen durch eine erhöhte Konzentration an Titaendioxid sich verändert, da diese häufiger streuen. Wenn diese zu stark abgelenkt wurden, werden sie vom Detektor nicht mehr erfasst. Die Kamera wiederum erfasst aufgrund ihrer Bauart mehr Helligkeit, wodurch auch Lichtstrahlen erfasst werden, die nicht senkrecht auftreffen.

2.3 Tarnkappe

In diesem Versuchsteil werden Proben mit diffusen Medien auf ihren Einsatz als Tarnkappe untersucht. Dazu werden diese vor einen Bildschirm gestellt, welcher ein weißes Quadrat anzeigt, das der Größe der Proben entspricht. Mit einer Kamera werden, nachdem ein einmaliger Weißabgleich durchgeführt wurde, Fotos von den Proben aufgenommen. Diese Fotos sind in den Abbildungen 2.7, 2.6, 2.8, 2.9 und 2.10 zu sehen. Alle Fotos wurden mit einer Belichtungszeit von $60\,651\,\mu\text{s}$ aufgenommen. Weiterhin wurden die Bilder mit einem selbstgeschriebenen Programm untersucht. Dazu wurden für jedes Bild 10 gleich weit voneinander entfernte, auf der Bildhöhe gleichmäßig verteilte, horizontale Achsen generiert. Entlang dieser Achsen wurde die Helligkeit der Pixel ermittelt und grafisch dargestellt. Die Abbildungen sind neben den Fotos in den Abbildungen 2.7, 2.6, 2.8, 2.9 und 2.10 zu finden. Um die Helligkeit der Pixel zu ermitteln, wurden die Werte für die 3 Farb-Kanäle **Rot**, **Grün** und **Blau** addiert. Zur Vereinfachung der Darstellung wird die Referenz-Probe in den Bildern mit „R“ und die Probe, in der sich der Stab ohne Tarnkappe befindet, mit „O“ bezeichnet. Die 3 weiteren Proben tragen die Bezeichnung „C_1“, „C_2“ bzw. „C_3“. Da nicht in allen Abbildungen genug Platz vorhanden ist, um die Legende darin zu platzieren und diese bei allen Grafiken identisch aussieht, ist sie nur in Abbildung 2.7b zu sehen.

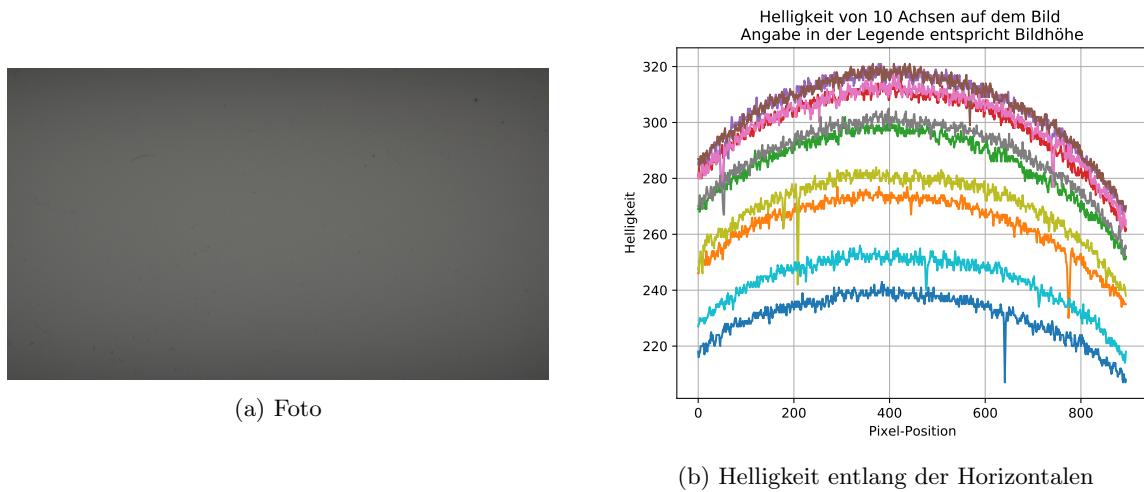


Abbildung 2.6: Probe: Nur Umgebungsmaterial (Referenz)

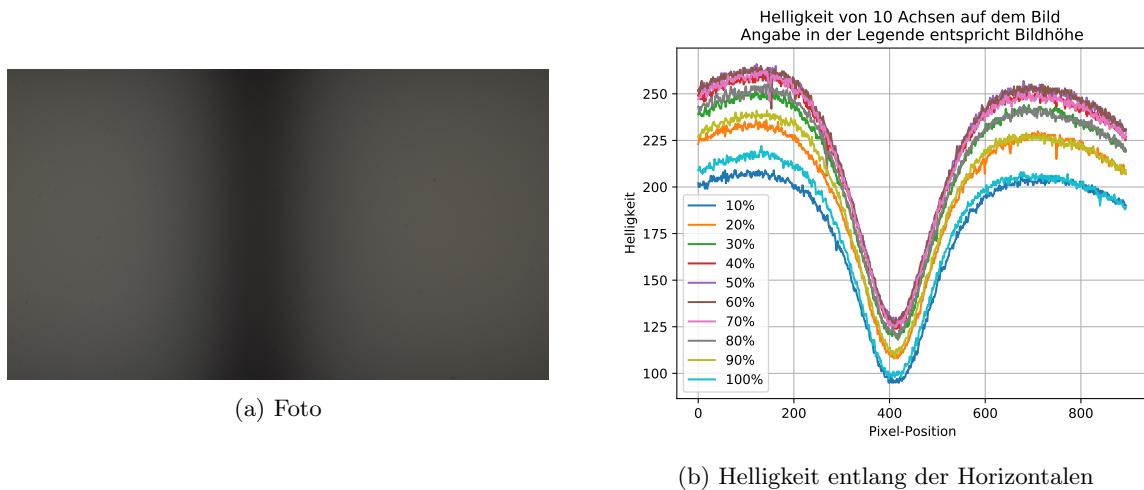


Abbildung 2.7: Probe: nur Metallkern

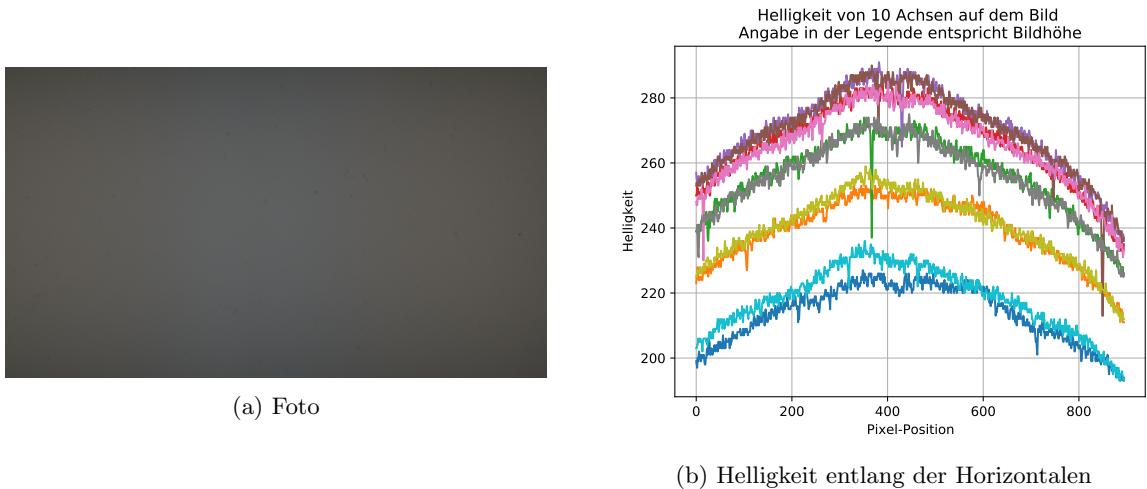


Abbildung 2.8: Probe: Tarnkappe C1

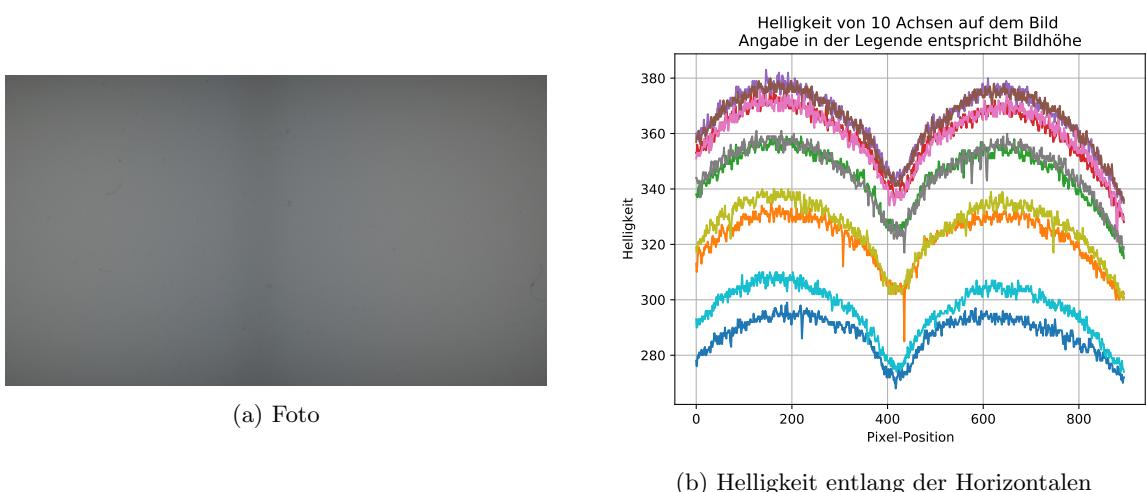


Abbildung 2.9: Probe: Tarnkappe C2

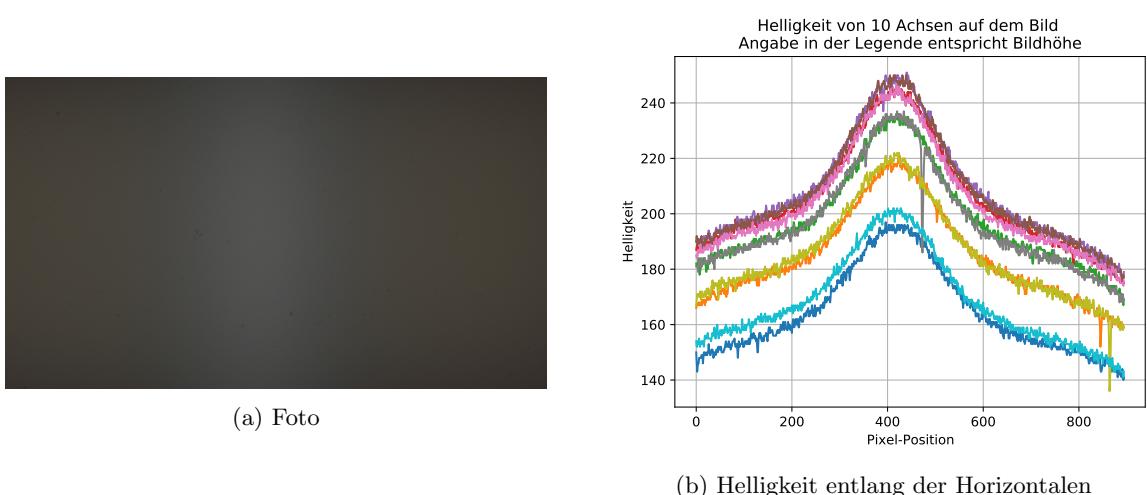


Abbildung 2.10: Probe: Tarnkappe C3

Dabei fällt auf, dass die Kurven der einzelnen Bilder alle sehr ähnlich sind. Der Helligkeitsverlauf scheint also unabhängig von der Bildhöhe zu sein. Die kleinen Helligkeitsunterschiede zwischen den einzelnen Kurven könnten daher zustande kommen, dass die Kamera vor der Objektmitte positioniert war und daher die Aufnahmen zum oberen oder unteren Rand hin dunkler werden. Weiterhin ist nicht auszuschließen, dass an den Rändern ein dunkler Schatten zu sehen ist. Zum Vergleich wird in Abbildung 2.11a nur die Mittellinie der jeweiligen Proben dargestellt. Auch diese Linie beschreibt den Verlauf der Helligkeit entlang der Bildbreite akkurat. Dennoch ist sie sehr verschwommen. Abbildung 2.11b zeigt dasselbe Bild, nur mit einem Mittelwert-Filter. Diese Kurven werden für den Vergleich zwischen den unterschiedlichen Proben nicht verwendet. Stattdessen wird versucht, einen möglichst akkurate Vergleich zwischen den unterschiedlichen Tarnkappen herzustellen, indem die Mittelwerte der Helligkeitsverläufe entlang der 10 Achsen gebildet und miteinander verglichen werden. Die dazugehörige Grafik ist in Abbildung 2.12 zu sehen.

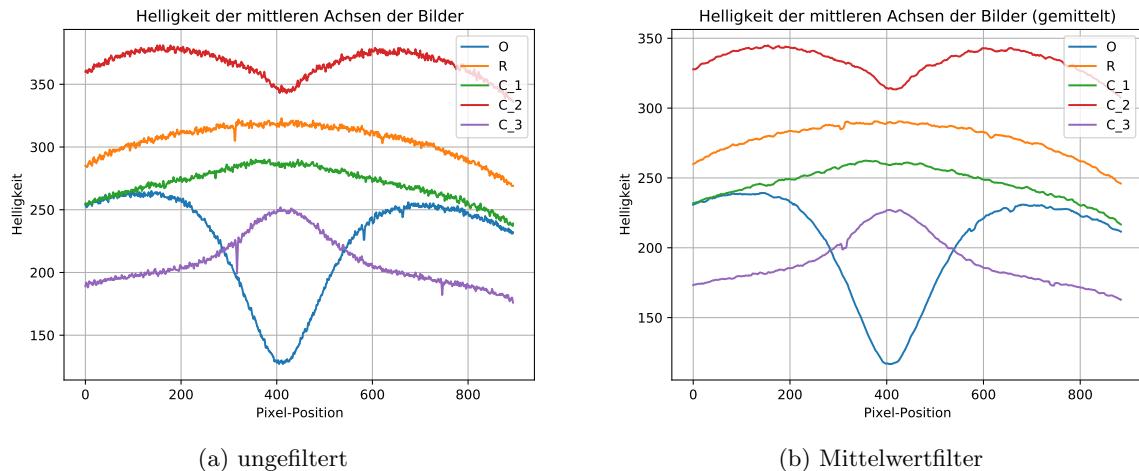


Abbildung 2.11: Helligkeitsverteilungen entlang der Mittellinien der Fotos von den unterschiedlichen Proben

In Abbildung 2.12 können nun die Unterschiede zwischen den Tarnkappen verglichen werden. Das Ziel einer Tarnkappe sollte es sein, sich so gut wie möglich wie die Referenz-Probe („R“) und möglichst wenig wie die Probe mit dem Hindernis aber ohne Tarnkappe („O“) verhalten. Bei der Probe mit dem Hindernis aber ohne Tarnkappe fällt auf, dass diese auf halber Breite des Bildes sehr dunkel wird, da das Hindernis sich dort befindet. Probe „C_2“ zeigt ebenfalls eine Verdunkelung in diesem Bereich. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Tarnkappe das Licht nicht vollständig um den Kern herum führt. Daher bleibt ein dunkler Schatten an der Stelle des Kerns zurück. Die Tarnkappe in der Probe „C.3“ zeigt ein anderes Verhalten. Dabei wird das Licht nicht nur vollständig um den Kern herum, sondern noch ein wenig weiter gestreut wodurch hinter dem Kern mehr Licht herauskommt als es bei einer guten Tarnkappe sollte. Die Tarnkappe in der Probe „C.1“ verhält sich am ehesten wie die Referenzprobe „R“. Zwar ist eine leichter Knick in der Kurve an der Stelle, an der sich der Kern befindet, erkennbar, aber dafür sind keine lokalen Minima oder Maxima zu erkennen. Zwar ist diese Probe dunkler als die Referenzprobe aber dafür sind die anderen Proben („C.2“ und „C.3“) deutlich heller bzw. dunkler als die Referenzprobe. Somit ist die Probe „C.1“ die beste in diesem Versuch untersuchte optische Tarnkappe.

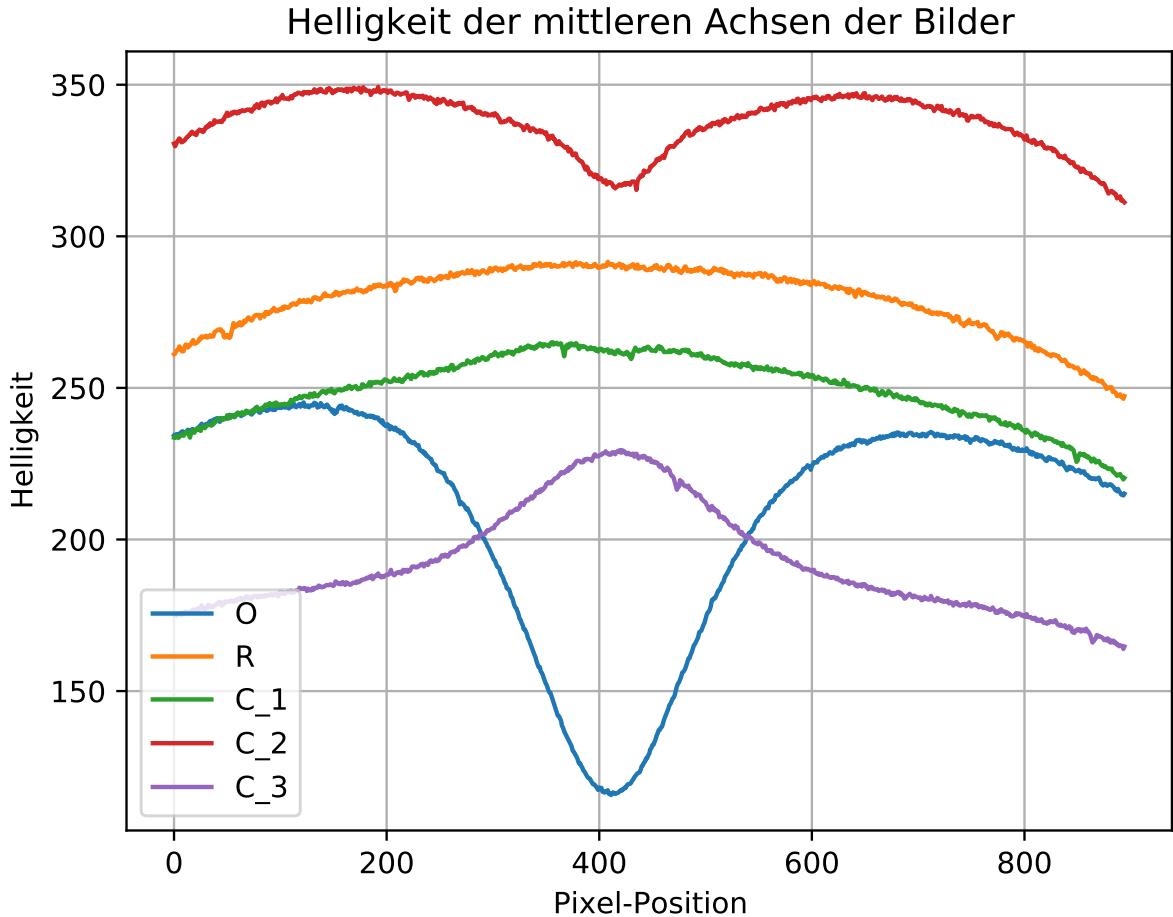


Abbildung 2.12: gemittelte Helligkeitsverläufe der Bilder von den Proben

Zum Schluss soll für die gegebenen Radien $R_1 = 8 \text{ mm}$ und $R_2 = 12 \text{ mm}$ das Optimale Verhältnis der Diffusivitäten berechnet werden. Dies kann mit Gleichung 24 aus der Vorbereitungsmappe gemacht werden:

$$\frac{D_S}{D_U} = \frac{R_2^2 + R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} = 2,6. \quad (2.14)$$

Die Probe „C_2“ zeigt einen deutlich sichtbaren Schatten an Stelle des Kerns, woraus geschlossen werden kann, dass die Photonendichte um den Kern herum nicht hoch genug zu sein scheint, um als Tarnkappe infrage zu kommen. Das Verhältnis der Diffusivitäten scheint kleiner als das optimale Verhältnis zu sein: $\frac{D_S}{D_U} < 2,6$. Bei der Probe „C_3“ scheint das Verhältnis der Diffusivitäten größer als der theoretische Idealwert zu sein, da die Photonendichte um den Kern herum zu groß zu sein scheint: $\frac{D_S}{D_U} > 2,6$. Dies führt dazu, dass hinter dem Kern mehr Photonen freigesetzt werden, wodurch ein deutlich erkennbarer Helligkeits-Peak hinter dem Kern zu sehen ist. Die Probe „C_1“ hat das für eine Tarnkappe am besten geeignete Verhältnis der Diffusivitäten: $\frac{D_S}{D_U} \approx 2,6$.

Messprotokoll Optische Tarnkappe

Messung 1 & 2

Material	Filter	Intensität 1	Intensität 2	Intensität 3
0	0,1 & 0,01 & 0,001	1,34e6	2,21e6	1,16e6
0,1a	0,1 & 0,001	2,03e6	2,21e6	2,97e6
0,1b	0,1 & 0,001	1,02e6	8,32e5	1,28e6
0,1c	0,1 & 0,001	2,22e6	2,40e6	2,17e6
0,15	0,1 & 0,01	5,99e5	6,80e5	6,11e5
0,2	0,1 & 0,01	6,37e5	7,43e5	1,09e6
0,25	0,1	8,25e5	9,10e5	9,72e5
0,3		5,79e5	4,11e5	5,30e5

Messung 3

Material	Filter	Intensität 1	Intensität 2	Intensität 3
0,1a & 0,1b	0,01	7,59e5	1,77e6	1,34e6
0,1a & 0,1c	0,01	1,57e6	1,60e6	1,61e6
0,1b & 0,1c	0,01	9,51e5	9,88e5	1,15e6
0,1a & 0,1b & 0,01c		8,43e5	1,16e6	1,77e6

Messung 4

Bild	Belichtungszeit in μ s
0_3.png	45529
0_25.png	40176
0_2.png	33485
0_15.png	33485
0_1a.png	24118
0_0.png	5505

Messung 5

- Belichtungszeit: 60651 μ s

- Dicke der Proben: 14,8mm

Literaturverzeichnis

- [1] Melanie Radbruch, *Vorbereitungsmappe Optische Tarnkappen in diffusen Medien* [Letzter Zugriff: 08-April-2021]