

MASTERARBEIT / MASTER'S THESIS

Titel der Masterarbeit / Title of the Master's Thesis

**„Erzeugung und Charakterisierung von elementaren
Hologrammen in kommerziellen Photopolymeren“**

verfasst von / submitted by

Simon Moser BEd

angestrebter akademischer Grad / in partial fulfilment of the requirements for the degree of
Master of Education (MEd)

Wien, 2023 / Vienna, 2023

Studienkennzahl lt. Studienblatt /
degree programme code as it appears on
the student record sheet:

UA 199 520 523

Studienrichtung lt. Studienblatt /
degree programme as it appears on
the student record sheet:

Masterstudium Lehramt Sek (AB) Lehrverbund
Unterrichtsfach Mathematik Lehrverbund
Unterrichtsfach Physik Lehrverbund

Betreut von / Supervisor:

ao. Univ.-Prof. Dr. Martin Fally

Mitbetreut von / Co-Supervisor:

Dipl.-Ing. Dr. Jürgen Klepp

Inhaltsverzeichnis

1	Zusammenfassung	3
2	Abstract	4
3	Einleitung	5
4	Informationen	7
4.1	Der Laser	7
4.2	Die Kohärenz	7
4.3	Das Wellenmodell des Lichts	7
4.4	Interferenz von optischen Feldern	8
4.5	Bayfol HX200	10
4.6	Die Braggbedingung	11
4.7	Snellius'sche Brechungsgesetz	12
4.8	Transmittivität	13
4.9	Berechnung der Belichtungsdauern	14
5	Theorie beim Lesen	15
5.1	Helmholtz-Gleichung	16
5.2	"Coupled Wave Theory"	16
5.3	Theorie nach Uchida [12]	20
6	Experimenteller Teil	21
6.1	Schreibaufbau	21
6.1.1	Einbau in die Probenhalterung	28
6.1.2	Rekonstruktion	29
6.2	Behandlung der Daten	31
7	Ergebnisse	34
7.1	Weitere Untersuchungen	57
8	Diskussion	65
9	Zusammenfassung der Resultate	66

1 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit ist es, sinusförmige elementare Transmissionshologramme zu schreiben und in Bezug auf die Brechwertmodulation n_1 zu untersuchen. Für das Schreiben wird ein diodengepumpter Festkörperlaser der Wellenlänge 514 nm verwendet, dessen Laserstrahl in zwei Teilstrahlen aufgespalten wird und unter einem bestimmten Winkel auf das verwendete Aufzeichnungsmaterial, einem kommerziellen Photopolymer (Bayfol HX200), trifft. Dabei wird die Ausgangsleistung des Lasers variiert und entsprechend die Belichtungsdauer so berechnet, dass die Belichtungsdosis stets konstant (110 mJ/cm^2) bleibt. Die geschriebenen Hologramme, welche Gitterkonstanten von 500 nm oder 350 nm und auch unterschiedliche Dicken ($16 \mu\text{m}$, $32 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}$) aufweisen, werden mit einem Helium- Neon- Laser der Wellenlänge 543.5 nm rekonstruiert, indem die Winkelabhängigkeit der Beugungseffizienzen gemessen und diese mit bereits vorhandenen Theorien (Uchida) gefittet werden. Dadurch werden die Dicke aber insbesondere die Brechwertmodulationen n_1 bestimmt und können in Abhängigkeit von der Belichtungszeit miteinander verglichen werden. Tatsächlich konnte durch die durchgeführten Experimente gezeigt werden, dass bei zunehmender Belichtungsdauer die Brechwertmodulationen n_1 ebenso größer werden. Der höchste durch einen Uchidafit mit Abfall (siehe Kapitel 4.5) erhaltene Wert für $n_1(0)$ ist 0.041.

2 Abstract

The aim of this work is to write sinusoidal elementary transmission holograms and investigate them in terms of refractive index modulation, n_1 . For writing, a diode-pumped solid-state laser with a wavelength of 514 nm is used. The laser beam is split into two sub-beams and directed at the recording material, which is a commercial photopolymer (Bayfol HX200), at a specific angle. The output power of the laser is varied, and the exposure duration is calculated accordingly to maintain a constant exposure dose of 110 mJ/cm². The written holograms, which have grating constants of 500 nm or 350 nm and different thicknesses (16 μ m, 32 μ m, 50 μ m), are reconstructed using a helium-neon laser with a wavelength of 543.5 nm. The angular dependence of diffraction efficiencies is measured and fitted with existing theories (Uchida) to determine the thickness and, specifically, the refractive index modulation, n_1 . These values can then be compared with each other based on the exposure time. In fact, the experiments conducted showed that with increasing exposure duration, the refractive index modulation, n_1 , also increases. The highest value obtained through a Uchida fit with decay (see Chapter 4.5) for $n_1(0)$ is 0.041.

3 Einleitung

Es ist Dennis Gabor, ein am fünften Juni 1900 in Budapest geborener Physiker, von dem folgendes Zitat stammt: "The future cannot be predicted, but futures can be invented." [1]. Diese Aussage trifft wohl auch sehr gut auf die von ihm gemachte Erfindung der Holografie [2] im Jahre 1948 zu, wofür er 1971 den Nobelpreis in Physik erhalten hat. Dabei war es sein ursprüngliches Ziel, das Auflösungsvermögen der Elektronenmikroskopie zu erhöhen [3].

Bei der normalen Fotografie wird nur die Intensität des Lichtes welches vom Objekt ausgeht auf den Fotoplatten gespeichert. Es fehlt jedoch eine weitere wichtige Information, welche Einblick in die Tiefeninformation des Objekts gibt, die sogenannte Phase. Diese beschreibt die relative räumliche Position der einzelnen Lichtstrahlen im Ablauf eines periodischen Vorgangs in Abhängigkeit der Zeit.

Gabor geht dabei von folgender Idee aus: Ein Lichtstrahl wird mit einem Strahlteiler in einen Objektstrahl und einen Referenzstrahl, welcher direkt auf eine Fotoplatte gelenkt wird, aufgespalten. Der Objektstrahl wird zuerst auf ein Objekt gelenkt und gelangt danach durch Reflektion an diesem auf die Fotoplatte. Da somit beide zueinander kohärenten Strahlen auf die Fotoplatte treffen, interferieren sie und das dabei entstehende Interferenzmuster welches Aufschluss über die Phase gibt, wird dort gespeichert. Während also bei der Fotografie Objekte lediglich zweidimensional, kann bei der Holografie das Objekt dreidimensional abgebildet werden wodurch der vollständige räumliche Eindruck festgehalten wird.

Der Begriff "Holografie" [3] besteht dabei aus den griechischen Vokabeln "holos" und "graphein", welche "ganz" und "schreiben" bedeuten. Dadurch wird nochmals ausgedrückt, dass bei der Holographie Lichtwellen die von Objekten ausgehen vollkommen- also "ganz" aufgezeichnet werden, samt ihrer Tiefeninformation. Während man keine zusätzliche Information durch Rotation, Drehung oder Neigung von Fotos erhält, da man eben nicht hinter ein zweidimensionales Bild schauen kann, spielt die räumliche Position des Beobachters bei den Hologrammen sehr wohl eine wichtige Rolle.

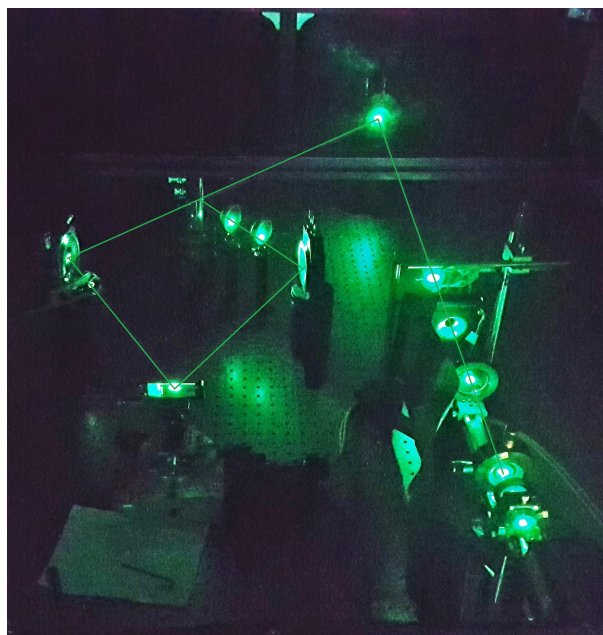


Abb. 3.1: Strahlengang des Lasers beim Schreiben eines Hologramms

Im Jahre 1948 und in den Folgejahren hat die Holografie noch keine große Bedeutung erlangt. Erst durch die Erfindung des Lasers in den 1960er Jahren, welcher eine große Kohärenzlänge bewerkstelligen konnte, gelangen die ersten räumlichen Aufnahmen. Hervorzuheben sind dabei die Namen Leith und Juris Upatnieks, welche gute dreidimensionale Abbildungen von Objekten erzeugten, das Off- Axis- Verfahren zur Vermeidung eines doppelten Bildes einführten und erfolgreich holographische Versuche durchführten [3].

Inzwischen findet sich die Holografie in zahlreichen Anwendungen wieder. Eine der wichtigsten ist die Interferometrie, wobei von einem Objekt gleich mehrere Hologramme auf einem Film aufgenommen werden. Die einzeln aufgenommenen Bilder bilden bei deren Überlagerung ein Interferenzmuster, welches die Ermittlung von kleinsten Verformungen (im Lichtwellenlängenbereich!) ermöglicht. Außerdem werden zum Schutz vor Fälschungen besonders wichtige Papiere wie Pässe oder auch Geldscheine mit einem Hologramm versehen, da diese sehr schwierig zu kopieren sind. Neben Anwendungen in der Telekommunikation werden Hologramme auch als Datenspeicher genutzt, welche gegenüber den konventionellen Speichern das gesamte Volumen des Speichermaterials nutzen [4].

4 Informationen

4.1 Der Laser

Die Holografie gewann erst durch die Erfindung von Lasern zunehmend an Bedeutung, da dieser kohärentes Licht erzeugt, welches die Beobachtung von präzisen Interferenzerscheinungen (regelmäßige Streifen, Ringe) ermöglicht, in dem Informationen über die Phase und die Intensität des einfallenden Lichts gespeichert sind. Beim Schreiben der Hologramme wird in dieser Arbeit ein diodengepumpter Festkörperlaser (Genesis-CX-514-SLM) der Wellenlänge 514 nm verwendet, das Lesen der geschriebenen Hologramme wird durch einen Helium-Neon-Laser der Wellenlänge 543.5 nm realisiert. In folgendem Kapitel wird nun auf die Kohärenz eingegangen.

4.2 Die Kohärenz

Zwei Wellen die in den signifikanten physikalischen Größen (Frequenz und Amplitude) übereinstimmen und dadurch eine konstante Phasenverschiebung aufweisen, werden kohärente Wellen genannt. In folgendem Bild 4.1 sind zwei kohärente Wellen abgebildet:

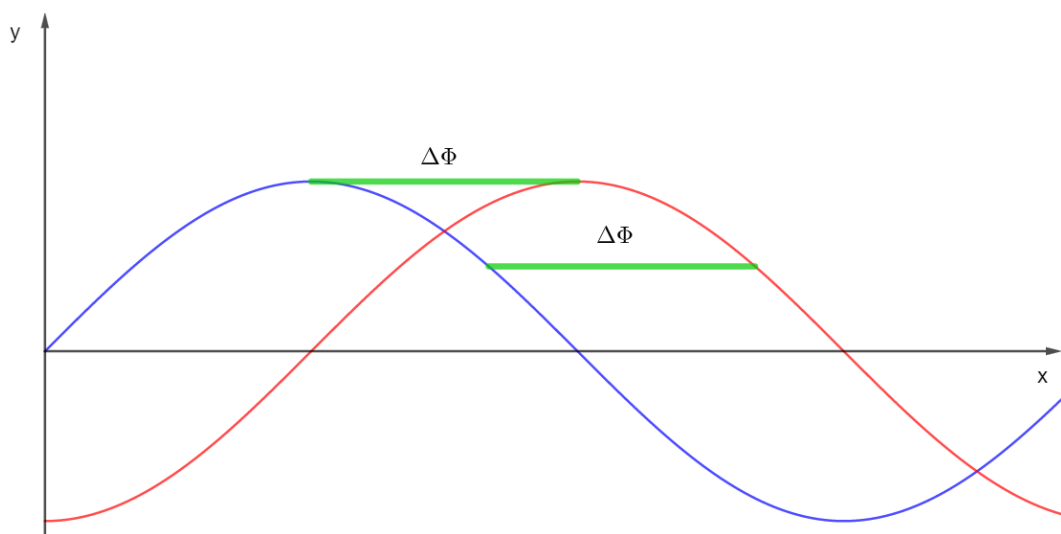


Abb. 4.1: Zwei kohärente Wellen mit konstanter Phasenverschiebung $\Delta\Phi$

Sind stabile Interferenzerscheinungen sichtbar (regelmäßige Streifen, Ringe usw.), so kann man direkt auf eine Kohärenz der Teilwellen schließen.

4.3 Das Wellenmodell des Lichts

Da bei der Holografie Interferenz bei Überlagerung von einem Objekt- oder Signalstrahl und einem Referenzstrahl auftritt, folgt nun ein kurzer Abschnitt über die Wellennatur des Lichts.

Es hat sich gezeigt, dass Licht nicht nur als aus Teilchen bestehend gesehen werden kann, welche in Newtons Korpuskeltheorie die geradlinige Ausbreitung und Reflexion an einem Medium erklären. Christian Huygens hat nämlich Licht als eine Welle beschrieben und damit die Wellenoptik begründet [5]. Das Wellenmodell von Licht ermöglichte die Erklärung von verschiedenen Phänomenen

welche in Experimenten aufgetreten sind. Dazu zählen die Beugung von Licht an einem Hindernis als auch die Interferenz. Beide Ansichten (Teilchenmodell und Wellenmodell von Licht) standen sich zu Beginn des 20. Jahrhunderts gegenüber und es schien so, dass beide Theorien jeweils nur einen Teil über das Verhalten von Licht aussagen konnten. Es hatte sich gezeigt, dass je nach Experiment einmal mehr Teilcheneigenschaften oder Welleneigenschaften zum Vorschein kommen. Licht verhält sich somit sowohl wie Wellen als auch Teilchen. Da insbesondere bei der Holografie Licht als elektromagnetische Welle eine Rolle spielt, wird in folgendem Kapitel auf dessen wesentliche Eigenschaft eingegangen, die zugleich Grundvoraussetzung für die Holografie ist- die Beugung bzw. Interferenz des Lichts.

4.4 Interferenz von optischen Feldern

Da in der Holografie zwei kohärente Laserstrahlen überlagert werden und dadurch interferieren, ist es das Ziel dieses Kapitels, dieses Intensitätsmuster mathematisch herzuleiten.

Bei Überlagerung von elektromagnetischen Feldern kann das Gesamtfeld durch vektorielle Summation der Einzelfelder bestimmt werden. Dabei gilt das Superpositionsprinzip nicht für Intensitäten, d.h. die Gesamtintensität weicht von der Summe der Teilintensitäten ab. Aus dieser Abweichung resultieren Interferenzerscheinungen welche nun genauer behandelt werden sollen. Nach [6] wird zunächst eine Überlagerung von zwei Feldern betrachtet, welche dieselbe Frequenz besitzen. Die Intensität wird dabei als

$$I(x) = \tilde{U}(x) \cdot \tilde{U}^*(x)$$

mit einer normierten komplexen Feldamplitude $\tilde{U}$ angeschrieben. Werden beide Felder überlagert, so ergibt sich die Intensität zu

$$I(x) = (\tilde{U}_1 + \tilde{U}_2)(\tilde{U}_1 + \tilde{U}_2)^* = I_1 + I_2 + 2\Re[\tilde{U}_1(x) \cdot \tilde{U}_2^*(x)]$$

Dabei entsprechen I_1 und I_2 den Intensitäten der jeweiligen Teilwellen. Der dritte Term entspricht dem Interferenzterm welcher je nach Phasenlage konstruktiv (positiver Wert) oder destruktiv (negativer Wert) sein kann. Voraussetzung für das Eintreten von Interferenzen ist eine Phasenkorrelation zwischen beiden Feldern. Ist diese nicht vorhanden, so ist die Interferenz nicht beobachtbar.

Nun folgt die Beschränkung auf rein monochromatische Felder gleicher Frequenz und es wird angenommen, dass beide dieselbe Polarisierung aufweisen. Beide Felder U_1 und U_2 unterscheiden sich an einem Ort nur in deren Amplituden und zeitlich konstanten Phasen.

$$U_{1,2} = A_{1,2}e^{i\Phi_{1,2}}$$

Die Gesamtintensität ergibt sich zu

$$I(x) = A_1e^{i\Phi_1}A_1^*e^{-i\Phi_1} + A_1e^{i\Phi_1}A_2^*e^{-i\Phi_2} + A_2e^{i\Phi_2}A_1^*e^{-i\Phi_1} + A_2e^{i\Phi_2}A_2^*e^{-i\Phi_2}$$

da $A_{1,2} \in \mathbb{R}$ ist $A_1 = A_1^*$ und $A_2 = A_2^*$. Daraus folgt:

$$I(x) = A_1^2e^{i(\Phi_1-\Phi_1)} + A_1A_2e^{i(\Phi_1-\Phi_2)} + A_2A_1e^{i(\Phi_2-\Phi_1)} + A_2^2e^{i(\Phi_2-\Phi_2)}$$

und somit

$$I(x) = A_1^2 + A_2^2 + A_1A_2(e^{-i(\Phi_2-\Phi_1)} + e^{i(\Phi_2-\Phi_1)}) \quad (4.1)$$

Aus der Eulerschen Formel $e^{ix} = \cos x + i \sin x$ folgt für $\cos x = \Re(e^{ix})$:

$$\cos(x) = \frac{e^{ix} + e^{-ix}}{2}$$

Damit wird die Gleichung 4.1 umgeformt und erhält dadurch für die Intensität:

$$I(x) = I_1 + I_2 + 2A_1A_2 \cos(\Phi_2 - \Phi_1) \quad (4.2)$$

Da I_1 und I_2 reell sind, kann Formel 4.2 auch wie folgt angeschrieben werden:

$$I(x) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Phi_2 - \Phi_1)$$

Gilt $I_1 + I_2 = I_0$, so erhält man für die Gesamtintensität:

$$I(x) = I_0(x)[1 + m \cos(\Delta\Phi)] \quad (4.3)$$

wobei m dem interferometrischen Kontrast ($m = \frac{2\sqrt{I_1 \cdot I_2}}{I_1 + I_2}$, siehe Kapitel 6.1) entspricht.

Bezogen auf die Holografie wird nun der Fall betrachtet, wo die Wellenvektoren einen Winkel von 2Θ einschließen.

Folgende Abbildung 4.2 veranschaulicht die vorliegende Situation:

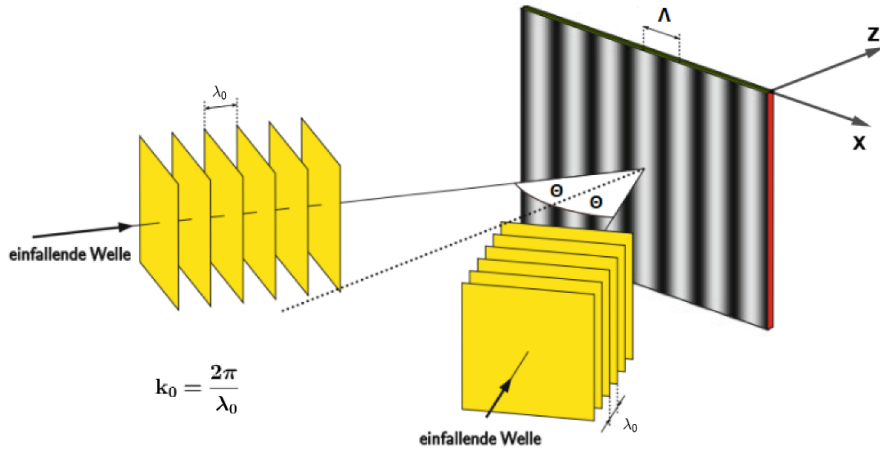


Abb. 4.2: Interferenz zweier ebener Wellen der Wellenlänge λ unter einem Winkel von 2Θ [6]

In diesem Fall sind $\vec{k}_{1,2} = (\pm k_0 \sin\Theta, 0, k_0 \cos\Theta)$, das bedeutet dass sich die Welle in der x - z Ebene bewegt. Die Feldamplituden ergeben sich damit zu

$$U_{1,2} = A_{1,2} e^{-ik(\pm x \sin\Theta + z \cos\Theta)}$$

Da $z = \text{const.}$ gilt, dass die Phasendifferenz zwischen den Feldern $\Delta\Phi(x) = 2kx \sin\Theta$ ist.

Eingesetzt in Gleichung 4.3 erhält man bei Anwendung der Braggbedingung $2k \sin\Theta = \vec{K}$ und für die Raumfrequenz $|\vec{K}| = \frac{2\pi}{\Lambda}$:

$$I(x) = I_0[1 + m \cos(\frac{2\pi}{\Lambda} x)] \quad (4.4)$$

Diese Formel beschreibt das durch Überlagerung von zwei Teilstrahlen auftretende Intensitätsmuster welches durch bestimmte Aufzeichnungsmaterialien wie unserem kommerziellen Photopolymer aufgenommen werden kann. In folgendem Kapitel wird nun jenes Aufzeichnungsmaterial beschrieben, welches für die Masterarbeit verwendet wird.

4.5 Bayfol HX200

Das Bayfol HX200 ist ein von der Firma Covestro hergestelltes lichtempfindliches Photopolymer in welches das Hologramm aufgenommen wird. Im Photopolymer wird bei Bestrahlung mit Licht aus dem UV-VIS Bereich ein Polymerisationsprozess ausgelöst, der zu Dichte- und Brechungsindexmustern führt (für genauere Informationen sei auf [7] verwiesen). Das heißt, dass bei einem holografischen Aufbau ein Interferenzmuster erzeugt wird, das in einem holografischen Material aufgezeichnet, also in ein korrespondierendes Brechwertmuster übertragen wird. Dieses wird wie folgt beschrieben (vergleiche mit Gleichung 4.4):

$$n(\vec{x}) = \sum_{j=1}^{\infty} n_j \cos(j\vec{K}\vec{x} + \phi) \approx n_0 + n_1 \cos(\vec{K}\vec{x} + \phi) + \dots \quad (4.5)$$

Die Brechwertfunktion $n(\vec{x})$ hängt somit (in x-Richtung) insbesondere vom mittleren Brechwert n_0 und von der Amplitude der Modulation des Brechwerts n_1 ab.

$|\vec{K}|$ entspricht der Raumfrequenz $|\vec{K}| = \frac{2\pi}{\Lambda}$. Formel 4.5 gilt also lediglich unter der Annahme, dass die Brechwertfunktion $n(\vec{x})$ unabhängig von z ist und spielt deshalb bei Kogelniks Coupled Wave Theory (siehe Kapitel 5.2) eine Rolle. Bei der Theorie von Uchida jedoch (siehe Kapitel 5.3) ist die Brechwertfunktion $n(\vec{x})$ auch abhängig von z . Bei Uchidas Theorie gibt es nämlich in z -Richtung einen exponentiellen Abfall ($e^{-z/L}$) der Brechwertmodulationen. Die Brechwertfunktion $n(\vec{x})$ nach Uchida lautet:

$$n(\vec{x}) = n_0 + \Delta n_0 + n_1 \cos(\vec{K}\vec{x} + \phi) e^{-z/L} + \dots \quad (4.6)$$

Die gesuchten periodischen Brechwertänderungen oszillieren dabei um diesen mittleren Brechwert n_0 bzw. bei Belichtung um $n_0 + \Delta n_0$. Zur Veranschaulichung:

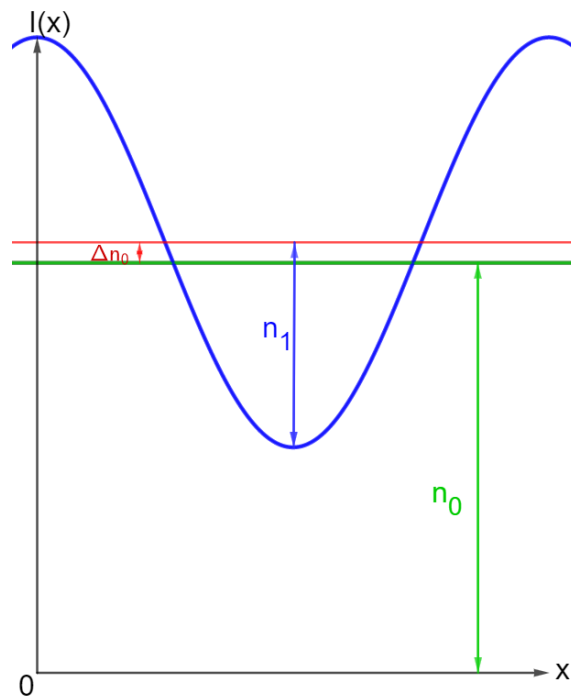


Abb. 4.3: Fourierkoeffizienten der periodischen Brechwertfunktion $n(\vec{x})$: n_0 ist der mittlere Brechwert welcher beim holografischen Material 1.505 beträgt. In der Abbildung wurde jedoch aufgrund der Anschaulichkeit ein Wert von 0.05 hergenommen. Δn_0 ist die Brechwertänderung welche durch die Belichtung hervorgerufen wird ($=0.002$) und n_1 ist die Brechwertmodulation erster Ordnung ($=0.02$)

Da nach [4] die Periodenlängen des Interferenzmusters bei sichtbarem Licht zwischen 0.2 und 10 μm liegt (kann mit der Braggbedingung abgeschätzt werden), muss das Aufzeichnungsmaterial in der Lage sein diese feinen Strukturen aufzulösen.

Aufbau des Bayfol HX 200: Das holografische Material besteht aus 3 Schichten. Einem Substrat, einem lichtsensitiven Photopolymer und einem Schutzfilm.

In folgender Abbildung 4.4 ist die Funktionsweise des Bayfols dargestellt:

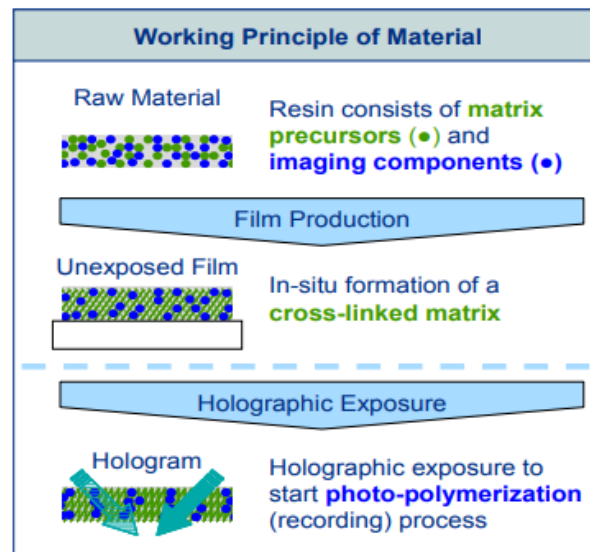


Abb. 4.4: Funktionsweise des Bayfol HX: Das Material besteht aus den "matrix-precursors" welche vernetzt sind und für eine physikalische Stabilität des Photopolymers sorgen, sowie aus den "imaging components" welche für die Bildung von Hologrammen während der Belichtung verantwortlich sind. Bei Belichtung wird die Photopolymerisation eingeleitet, welche während des Aufnahmevorgangs die Hologrammstruktur bildet. Für nähere Informationen sei auf [8] verwiesen.

Standardgemäß besitzt das Photopolymer eine Dicke von $(16 \pm 2) \mu\text{m}$, allerdings werden in dieser Arbeit auch $(50 \pm 2) \mu\text{m}$ dicke Photopolymere herangezogen.

4.6 Die Braggbedingung

Die britischen Physiker William & Lawrence Bragg beschrieben 1913, welche Bedingungen gegeben sein müssen, damit bei Streuung an einem dreidimensionalen Gitter es zur konstruktiven Interferenz kommt. Dazu postulierten sie für die Intensitätsmaxima eine spiegelnde Reflexion der Strahlung an den einzelnen Streuebenen, sowie dass die reflektierten Strahlen der benachbarten Ebenen konstruktiv interferieren müssen.

Konstruktive Interferenz kann demnach nur erreicht werden, sobald der Wegunterschied der einzelnen Strahlen ein ganzzahlig Vielfaches m der Wellenlänge λ ist [9].

Daraus resultiert die Braggbedingung:

$$2 \cdot \Lambda \cdot \sin(\theta) = m \cdot \lambda \quad \text{mit } m \in \mathbb{Z} \quad (4.7)$$

Diese gilt bei einer Wellenlänge λ , einem Netzebenenabstand Λ und Einfall des Strahls unter einem Winkel von θ .

Bezogen auf die Holografie: Das Schreiben der Hologramme erfolgt durch Interferenz zweier ebener Wellen, welche unter einem gewissen Winkel Θ auf ein holografisches Material der Dicke d fallen und künstliche eindimensionale Lichtgitter (=Interferenzmuster: sinusförmige Intensitätsverteilung entlang einer Richtung normal zur Winkelhalbierenden) mit einer "Gitterkonstante" Λ erzeugen (siehe Abb. 4.5). Diese werden über einen photorefraktiven Effekt

im holographischen Material in ein Brechungsindexmuster übertragen.
Darauf wird in Kapitel 4.4 und 4.5 näher eingegangen.
Folgende Abbildung zeigt das Interferenzmuster:

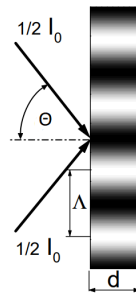


Abb. 4.5: Interferenzmuster mit der Gitterkonstante Λ , erzeugt von zwei Teilstrahlen derselben Intensität die unter einem Winkel Θ auf ein holographisches Material der Dicke d fallen.[10]

Dabei gilt für Λ :

$$\Lambda = \frac{2\pi}{2k \sin \theta}$$

wobei $k = 2\pi/\lambda$. Darum gilt

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta}$$

was nichts anderes als einer Umformung der Braggbedingung 4.7 für $m=1$ entspricht.

Es muss darauf geachtet werden, ob der Winkel und die Wellenlänge inner- oder außerhalb des holographischen Materials betrachtet werden. In der Luft und somit außerhalb des Mediums gilt $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ mit der Wellenlänge λ_0 in Luft und somit $\Lambda = \frac{\lambda_0}{2 \sin \Theta}$ mit dem (externen) Winkel Θ .

Im holographischen Material gilt $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ mit der Wellenlänge $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$ im Material und dem Brechwert n . Für Λ gilt $\Lambda = \frac{\lambda_0}{2n \sin \theta}$ wobei θ dem internen Winkel entspricht welcher nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz 4.8 berechnet werden kann. Beide Herangehensweisen führen dabei zur selben Gitterkonstanten Λ .

4.7 Snellius'sche Brechungsgesetz

Das Snellius'sche Brechungsgesetz beschreibt, wie sich Licht beim Übergang an einer planaren Grenzfläche eines Mediums in ein anderes (ebenso lichtdurchlässiges) Medium verhält.

Aus den Maxwellgleichungen folgt:

$$n_L \cdot \sin(\Theta) = n_G \cdot \sin(\theta) \quad (4.8)$$

Wie anschließend in Kapitel 4.8 beschrieben wird, gelangt in den Experimenten das Laserlicht zuerst auf eine Glasplatte bevor es auf das Bayfol trifft.

Da sich der Brechungsindex von Glas ($n_G = 1.5$) vom jenen der Luft ($n_L = 1$) unterscheidet, kommt es an der Grenzfläche zwischen diesen beiden Medien zur Lichtbrechung.

Dabei gilt, dass beim Übergang von einem optisch dünneren zu einem optisch dichteren Medium der Laserstrahl zum Lot gebrochen wird.

Folgende Abbildung 4.6 veranschaulicht das Verhalten des Laserstrahls an der Grenzfläche:

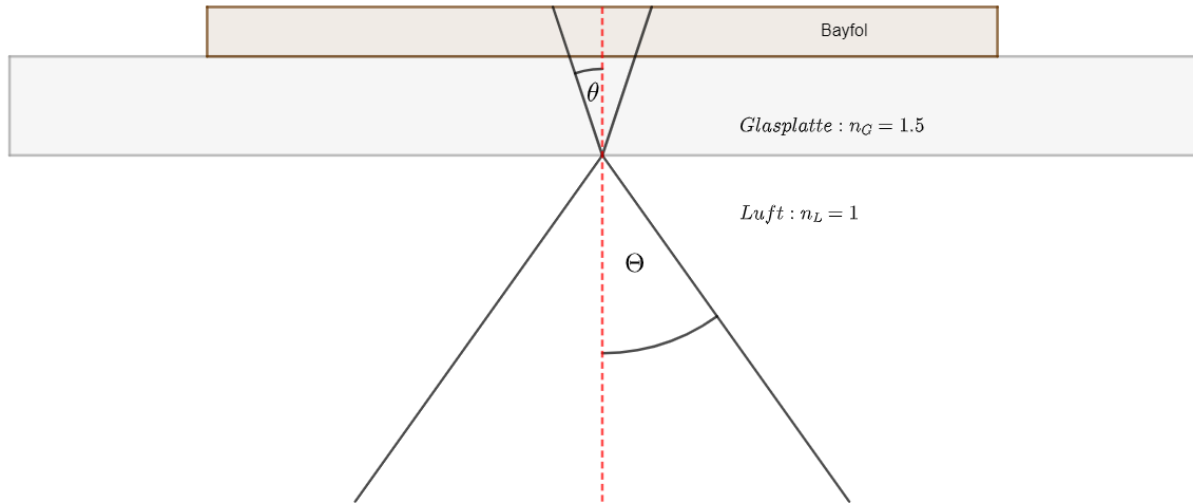


Abb. 4.6: Snellius'sche Brechungsgesetz: Richtungsänderung der Ausbreitungsrichtung einer ebenen Welle beim Übergang von Luft (Brechungsindex $n_L=1$) in das Medium Glas (Brechungsindex $n_G=1.5$). Außerdem wird angenommen (siehe [7]), dass $n_G = n_{\text{Bayfol}}$.

Da an der Glasplatte der Laserstrahl nicht nur gebrochen sondern ein Teil davon reflektiert wird, soll in der Folge die transmittierte Leistung für σ -polarisiertes Licht bestimmt werden.

4.8 Transmittivität

Es werden nun nach [6] die Fresnelformeln zur Bestimmung der durch die Glasplatte transmittierten Laserstrahlung bei Einfachreflexion angegeben. Dadurch erhält man also jene Leistung, die effektiv auf das Bayfol trifft. Die Glasplatte wird als isotrop und nichtabsorbierend angenommen. Die Formel der Transmittivität lautet:

$$T = \frac{n_G \cdot \cos(\theta)}{n_L \cdot \cos(\Theta)} \cdot |t_k|^2 \quad (4.9)$$

Hierbei entspricht t_k dem Transmissionskoeffizienten, welcher auch komplexe Werte annehmen kann. Da n_L , n_G bekannt sind und der Einfallswinkel Θ nach Gleichung 4.8 je nach gewünschter Gitterkonstante Λ berechnet werden kann, gilt es zunächst den Faktor $\cos(\theta)$ zu bestimmen. Aus dem Snellius'schen Brechungsgesetz kann dieser mit folgender Formel bestimmt werden:

$$\cos(\theta) = \sqrt{1 - \left(\frac{n_L}{n_G}\right)^2 \cdot \sin^2(\Theta)} \quad (4.10)$$

Da die Formel der Transmittivität 4.9 noch den Transmissionskoeffizient t_k beinhaltet wird nun angegeben wie dieser berechnet wird:

$$t_k = \frac{2n_L \cos(\Theta)}{n_L \cos(\Theta) + n_G \cos(\theta)}$$

Eingesetzt in die Formel für die Transmittivität erhält man somit die Durchlässigkeit der Glasplatte für Laserlicht welches unter einem bestimmten Winkel auf diese fällt.

Die Bayfolfolien sollen stets mit einer Gesamtdosis von $110 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$ bestrahlt und lediglich die Belichtungsdauern variiert werden. In folgendem Kapitel wird dargelegt, wie diese Belichtungsdauern berechnet werden, sodass die gewünschte Dosis von $110 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$ dann auch tatsächlich auf das Bayfol trifft.

4.9 Berechnung der Belichtungsdauern

Die Dosis $D [\frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}]$ ist wie folgt definiert:

$$D = I \cdot t$$

I entspricht der Intensität und t der zu bestimmenden Belichtungsdauer.

Da die Dosis bekannt ist ($110 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$) gilt es also nur, die auf das Bayfol auftreffende Intensität zu bestimmen um auf die Belichtungsdauer zu schließen.

Intensität entspricht der Leistung P pro Fläche A :

$$I = \frac{P}{A}$$

Da, wie oben bereits beschrieben, bei der Holografie 2 Teilstrahlen unter einem Winkel $\pm\Theta$ auf das Bayfol gelangen (betrachte Abbildung 4.2), muss die Summe der Leistungen des durch den Strahlteiler transmittierten Teilstrahls P_T und des am Strahlteiler reflektierten Teilstrahls P_R gebildet werden:

$$\text{Gesamtleistung} = P_T + P_R$$

P_T und P_R werden mittels eines Detektor der Firma Coherent gemessen (siehe Kapitel 6.1). Da diese Detektoröffnung kreisförmig und einen Radius von 4.4 mm aufweist, ergibt sich die Fläche zu:

$$A = r^2 \cdot \pi = 4.4 \text{ mm}^2 \cdot \pi \approx 61 \text{ mm}^2 = 0.61 \text{ cm}^2$$

Die Lichtleistung welche auf die Probe trifft wird durch diesen Flächenwert dividiert.

Die Transmittivität T welche im vorigen Kapitel beschrieben ist, muss ebenso berücksichtigt werden, indem man die Gesamtleistung mit ihr multipliziert.

Man erhält somit für I_{gesamt} :

$$I_{\text{gesamt}} = \frac{(P_T + P_R) \text{ mW}}{0.61 \text{ cm}^2} \cdot T \quad (4.11)$$

Aus der Formel $D = I \cdot t$ kann nun die Belichtungsdauer t bestimmt werden.

Da die Dosis $110 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$ sein soll ist die Belichtungsdauer t :

$$t = \frac{110 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}}{I_{\text{gesamt}}} \quad (4.12)$$

wobei für I_{gesamt} Formel 4.11 eingesetzt wird.

5 Theorie beim Lesen

Die Form der Wellenfront ist beim Einschreiben durch Überlagerung einer Signal- mit einer kohärenten Referenzwelle als Interferenzmuster in einem geeigneten Aufzeichnungsmaterial enthalten (=Hologramm). Nun wird durch Beleuchtung des geschriebenen Hologramms mit der Referenzwelle R die Signalwelle S rekonstruiert. Das in den Experimenten erzeugte Hologramm entspricht dabei einem Beugungsgitter welches eine bestimmte Dicke d, eine Gitterkonstante Λ und eine bestimmte Brechwertmodulation n_1 aufweist, deren Werte mittels der Rekonstruktion bestimmt werden. Die am Hologramm gebeugten Strahlen erzeugen dabei wieder ein Wellenfeld, welches der Signalwelle S entspricht.

Da das verwendete Aufzeichnungsmaterial Dicken von $16\text{ }\mu\text{m}$, $32\text{ }\mu\text{m}$ und $50\text{ }\mu\text{m}$ aufweist und diese somit wesentlich dicker/größer als die verwendete Lichtwellenlänge bei der Rekonstruktion sind ($\lambda = 0.5435\text{ }\mu\text{m}$), muss die Bragg-Bedingung 4.7 erfüllt sein, damit Beugung stattfinden und die Signalwelle S somit rekonstruiert werden kann [4]

Die Bragg- Bedingung beim Lesen von dicken Hologrammen lautet:

$$\sin(\theta) = \frac{\lambda}{2\Lambda} m \quad m \in \mathbb{Z} \quad (5.1)$$

θ ist der Einfallswinkel des Lichts im Material, λ dessen Wellenlänge und Λ der Abstand zwischen den einzelnen Gitterebenen.

Da der Sinus periodisch ist, gibt es mehrere Winkel für die Gleichung 5.1 stimmt, d.h. es gibt mehrere Beugungsordnungen. Folgende Abbildung 5.1 veranschaulicht die Bragg-Bedingung beim Lesen:

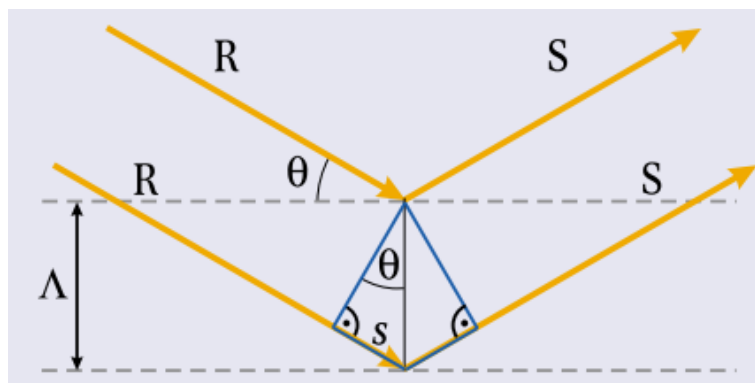


Abb. 5.1: Bragg-Bedingung beim Lesen von dicken Hologrammen: Das an den unterschiedlichen Gitterebenen mit Abstand Λ reflektierte Licht muss stets in Phase sein muss, damit es konstruktiv interferiert. Dazu muss die Strecke s gleich $\lambda/2$ sein. [4]

5.1 Helmholtz-Gleichung

Wie im vorigen Kapitel beschrieben ist, werden "dicke" Aufzeichnungsmaterialien verwendet, sodass Beugung nur auftritt, wenn die Bragg-Bedingung erfüllt ist. Da die erste Bornsche Näherung nur gültig ist, wenn die vorwärts-gebeugte Intensität im Wesentlichen als nicht abgeschwächt betrachtet werden kann, ist somit festzustellen dass diese in dieser Arbeit eben nicht gilt. Stattdessen muss versucht werden, Lösungen der Wellengleichung (in Form einer Helmholtz-Gleichung) für ein periodisches Potential (dem Brechwertmuster) zu suchen.

5.2 "Coupled Wave Theory"

Eine Theorie für dicke Hologramme, die stets als Referenz bei der Entwicklung weiterer Theorien/Modelle herangezogen wird, ist die Coupled Wave Theorie (CWT) von H. Kogelnik. Dabei wird eine Referenzwelle R angenommen, welche beim Auftreffen auf eine einzelne Bragg-Ebene Energie an die am Gitter gestreute Signalwelle S abgibt. Betrachte folgende Abbildung 5.2:

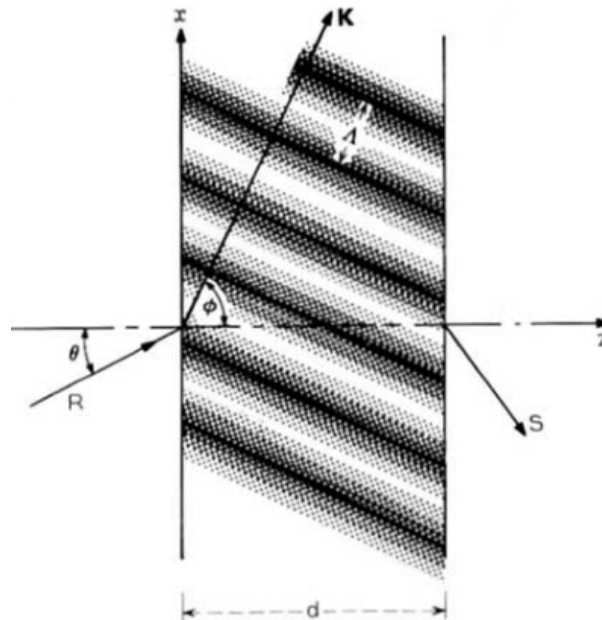


Abb. 5.2: Beugung an einem Volumen hologramm (schematisch) [11] R und S beschreiben Referenz- und Signalwelle, Φ beschreibt die Lage des Gitters relativ zur Schichtoberfläche (bei uns immer $\Phi = 90^\circ$) und Λ ist der Abstand zwischen 2 Gitterebenen

Die x-Achse verläuft parallel zur Grenzfläche des holografischen Materials, die z-Achse senkrecht dazu. Im Aufzeichnungsmaterial befindet sich das aufgenommene Interferenzmuster in Form eines sinusförmigen Brechungsindexgitters, welches durch den Gittervektor $|\vec{K}| = \frac{2\pi}{\Lambda}$ beschrieben wird und mit der z-Achse einen Winkel $\Phi = \frac{\pi}{2} = 90^\circ$ einschließt. θ ist der Winkel unter dem die Referenzwelle R auf das Aufzeichnungsmaterial trifft.

Für die anschließenden Herleitungen werden folgende Annahmen getätigt:

- Die Referenzwelle ist monochromatisch und σ -polarisiert (senkrecht zur Einfallsebene)
- Jene Wellen, welche die Braggbedingung stark verletzen werden außer Acht gelassen
- Die Beugungsgitter sind stets sinusförmig
- Die Übertragung der Energie von der Referenzwelle R auf die Signalwelle S erfolgt relativ langsam, d.h. die Pendellösungslänge l ist viel größer als das Inverse des Betrages des Wellenvektors $\vec{k}_S$, also $l \gg \frac{1}{|k_S|} = \frac{\lambda}{2\pi n}$.

Nun wird die Beugungseffizienz im Bragg- sowie off-Bragg Bereich in groben Schritten hergeleitet. (Alle Details befinden sich in der Originalarbeit von Herwig Kogelnik [11]): Ausgangsgleichung ist die skalare Helmholtz- Gleichung

$$(\nabla^2 + k^2(\vec{r}))E(\vec{r}) = 0 \quad (5.2)$$

mit der Amplitude $E(\vec{r})$ der y-Komponente des elektrischen Feldes. k entspricht der Propagationskonstante, welche wie folgt definiert ist:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon$$

c ist hierbei die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, ϵ die dielektrische Konstante und ω die Frequenz des einfallenden Lichts.

Um Gleichung 5.2 zu lösen wird der nun dargestellte Ansatz gemacht:

$$E(\vec{r}) = R(z)e^{(-i\vec{q}\vec{r})} + S(z)e^{(-i\vec{\zeta}\vec{r})}$$

R entspricht der Amplitude der Referenzwelle, welche ebenso wie die Amplitude der Signalwelle S , von der z -Richtung abhängt. Der Vektor $\vec{q}$ legt die Ausbreitung der Referenzwelle fest und ist mit der mittleren Propagationskonstante $\beta = k_0 n_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_0$ und einem Winkel θ wie folgt definiert:

$$\vec{q} = \beta \begin{pmatrix} \sin \theta \\ 0 \\ \cos \theta \end{pmatrix}$$

Da in der CWT-Theorie alle weiteren Ausbreitungsrichtungen vernachlässigt werden und in Θ stets $\frac{\pi}{2} = 90^\circ$ entspricht ist die Ausbreitung der Signalwelle durch $\vec{\zeta}$ festgelegt durch:

$$\vec{\zeta} = \vec{q} - \vec{K} = \begin{pmatrix} \sin \theta - \frac{K}{\beta} \\ 0 \\ \cos \theta \end{pmatrix}$$

Wird nun dieser Lösungsansatz in die Helmholtz-Gleichung eingesetzt und jene Terme mit denselben Exponenten verglichen, so erlangt man ein Differentialgleichungssystem zweiter Ordnung. Die Ausbreitungsrichtungen $(\vec{q} + \vec{K})$ und $(\vec{\zeta} - \vec{K})$ können soeben wie die zweiten Ableitungen durch den langsamen Energieaustausch zwischen beiden Wellen R und S vernachlässigt werden und folgende Differentialgleichungen erster Ordnung werden erhalten.

$$\begin{aligned} c_R R' &= -i\kappa S \\ c_S S' + \vartheta S &= -i\kappa R \end{aligned} \quad (5.3)$$

Dabei ist

$$R' = \frac{dR}{dz} \quad \text{und} \quad S' = \frac{dS}{dz}$$

Es wird also Energie an die jeweils andere Welle übertragen ($\kappa R, \kappa S$). Je größer die Abweichung von der Bragg-Bedingung, desto geringer ist der Energietransfer von der Referenzwelle R auf die Signalwelle S . Dies wird durch den Faktor ϑ beschrieben.

Dabei gilt:

$$c_R = \cos(\theta_B)$$

$$c_S = \cos(\theta_B)$$

$$\kappa = \frac{n_1 \pi}{\lambda}$$

$$\vartheta = \frac{\pi d}{\Lambda} \Delta \Theta$$

Die Formel für η lautet:

$$\eta = \frac{|c_S|}{c_R} S S^* \quad (5.4)$$

Bei Transmissionshologrammen ergeben sich folgende Randbedingungen:

$R(0)=1$: Bei $z=0$ (siehe Abb. 5.2) ist die Amplitude der Referenzwelle R maximal, da noch keine Energie an die Signalwelle S übertragen wurde. Deshalb ist auch klar, dass folgende zweite Randbedingung gilt:

$$S(0)=0$$

Werden die Transmissionshologramme als absorptionslos angenommen, so gilt $\alpha = 0$ und damit gilt für die Kopplungskonstante $\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda}$.

Alle Konstanten werden berechnet und die Randbedingungen eingesetzt.

Die analytische Lösung der Differentialgleichung 5.3 ist:

$$S = -i \left(\frac{c_R}{c_S} \right)^{\frac{1}{2}} \exp(-i\xi) \cdot \frac{\sin(\sqrt{\nu^2 + \xi^2})}{\sqrt{1 + \frac{\xi^2}{\nu^2}}}$$

mit

$$\nu = \frac{\pi n_1 d}{\lambda \sqrt{c_R c_S}}$$

und

$$\xi = \frac{\vartheta d}{2c_S}$$

Eingesetzt in Formel 5.4 ergibt sich für die Beugungseffizienz:

$$\eta = \frac{\sin^2(\sqrt{\nu^2 + \xi^2})}{1 + \frac{\xi^2}{\nu^2}} = \frac{\nu^2 \sin^2(\sqrt{\nu^2 + \xi^2})}{\nu^2 + \xi^2}$$

Bei keinerlei Abweichung von der Bragg-Bedingung ist $\vartheta = 0$ und somit $\xi = 0$ und die Formel für die Beugungseffizienz am Braggwinkel ändert sich zu:

$$\eta_{\pm 1} = \frac{\nu^2 \sin^2(\sqrt{\nu^2})}{\nu^2} = \sin^2(\nu) \quad (5.5)$$

und da keine Kippung vorliegt und die Bragg-Bedingung gilt, ist $c_R = c_S = \cos(\theta_B)$.

Somit ergibt sich ν zu

$$\nu = \frac{n_1 \pi d}{\lambda \cos(\theta_B)} \quad (5.6)$$

bei einer Wellenlänge λ , einer Gitterdicke d und einer Brechwertmodulation von n_1 .

Die Wellenvektoren $\vec{\varrho}$ und $\vec{\varsigma}$ welche die Information über die Ausbreitungsrichtung der einfallenden und abgebeugten Wellen beinhalten, werden in der Theorie von Kogelnik über die sogenannte Laue-Bedingung miteinander verknüpft, welche wie folgt definiert ist:

$$\vec{\varrho} = \vec{\varsigma} \pm \vec{K}$$

Diese Verknüpfung ist allerdings nur unter exakter Erfüllung der Braggbedingung aussagefähig.

Mit Hilfe der Ewaldkugel lässt sich die Verknüpfung der Wellenvektoren und deren Limitationen wunderbar darstellen. Betrachtet wird zunächst die Situation in der eine konstante Wellenlänge vorliegt und die Braggbedingung erfüllt ist, d.h. der Einfallswinkel Θ dem Braggwinkel entspricht.

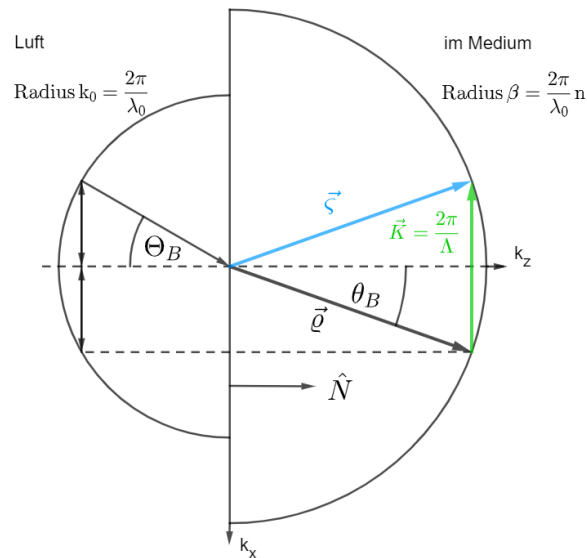


Abb. 5.3: Ewaldkugel zur Veranschaulichung der Vektorgeometrie nach H. Kogelnik im Braggwinkel

Hierbei ist Θ der Einfallswinkel, θ der interne gebrochene Winkel, β der Kugelradius, $\vec{N}$ die Flächennormale und $\vec{K}$ der Gittervektor.

Unter Einhaltung der Braggbedingung gilt also $\beta = |\vec{q}| = |\vec{\zeta}|$ und die zur Braggbedingung äquivalente Lauebedingung ist gültig.

Folgende Abbildung veranschaulicht nun die Situation im off- Braggwinkel:

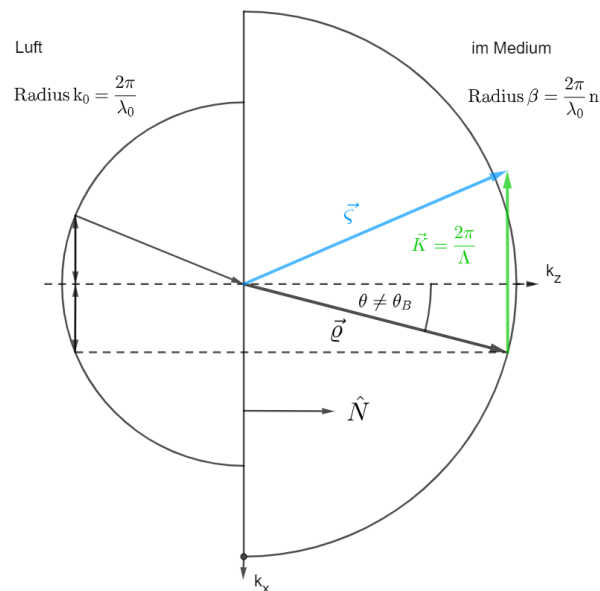


Abb. 5.4: Ewaldkugel zur Veranschaulichung der Vektorgeometrie nach H. Kogelnik im off- Braggwinkel

Da der Einfallswinkel nicht mehr dem Braggwinkel entspricht gilt nun $\beta = |\vec{q}| \neq |\vec{\zeta}|$ und folglich wird durch Anwendung der Laue-Verknüpfung im off- Bragg Bereich die Richtung vom Wellenvektor $\vec{\zeta}$ ungenau bestimmt. Die Annahme, dass durch inelastische Streuung sich die Wellenlänge geändert hat, ist auszuschließen.

Es zeigt sich, dass die Theorie nach Kogelnik bei Einhaltung der Braggbedingung die Messergebnisse gut beschreibt, im off- Bragg Bereich jedoch eine andere Theorie zu empfehlen ist. Eine solche wird nun vorgestellt.

5.3 Theorie nach Uchida [12]

Ein Unterschied in Kogelniks und Uchidas Vorgehen ist die Definition des abgelenkten Wellenvektors $\vec{\zeta}$. Dieser wird nach Uchida definiert als:

$$\vec{\zeta} = \vec{\varrho} \pm \vec{K} + \Delta q_0 \hat{N} \quad (5.7)$$

$\Delta q_0 \hat{N}$ beschreibt einen Phasen-Korrekturfaktor, welcher die Energieerhaltung gewährleistet, sodass also stets $\beta = |\vec{\varrho}| = |\vec{\zeta}|$ gilt.

Die nächste Abbildung zeigt eine Ewaldkugel nach der Uchidatheorie im off-Bragg Bereich:

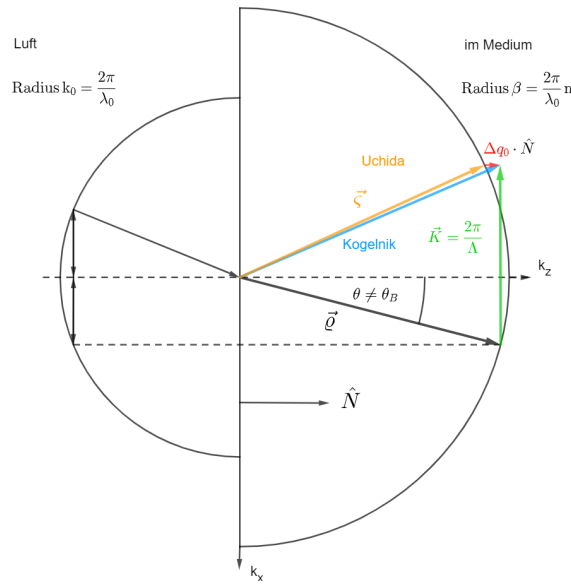


Abb. 5.5: Ewaldkugel zur Veranschaulichung der Vektorgeometrie nach N. Uchida im off-Bragg Winkel

Zusätzlich ist in der Abbildung noch der Wellenvektor $\vec{\zeta}$ nach Kogelnik eingezeichnet. Dadurch wird veranschaulicht, wie sich die Richtung dieses Wellenvektors bei beiden Theorien voneinander unterscheidet.

Durch Lösen der skalaren Helmholtz-Gleichung unter Berücksichtigung von Gleichung 5.7 werden folgende Formeln erhalten [13]:

$$\eta = \frac{c_R}{c_S} [\nu \sin c \sqrt{\nu^2 + \xi^2}]^2$$

$$c_R = \cos(\theta)$$

$$c_S = \sqrt{1 - (\sin \theta - 2 \sin \theta_B)^2}$$

$$\nu = \kappa \frac{d}{\sqrt{c_R c_S}} = \frac{n_1 \pi d}{\lambda \sqrt{c_R c_S}}$$

$$\xi = \Delta q_0 \frac{d}{2}$$

und da $\Delta q_0 = \beta(c_R - c_S)$ folgt

$$\xi = \frac{\beta d}{2} (c_R - c_S)$$

6 Experimenteller Teil

6.1 Schreibaufbau

Damit das Einschreiben des Hologramms durchgeführt werden kann wird zu allererst die Kühlung des Lasers eingeschaltet und für einige Zeit laufen gelassen, bevor der Laser selbst in Betrieb genommen wird. Die geringste Intensität des Laserstrahls wird eingestellt. Beim Aufbau wird so vorgegangen, dass man sich ausgehend vom Laser entlang des Laserstrahls voranarbeitet. Folgende Abbildung zeigt den Aufbau beim Schreibvorgang.

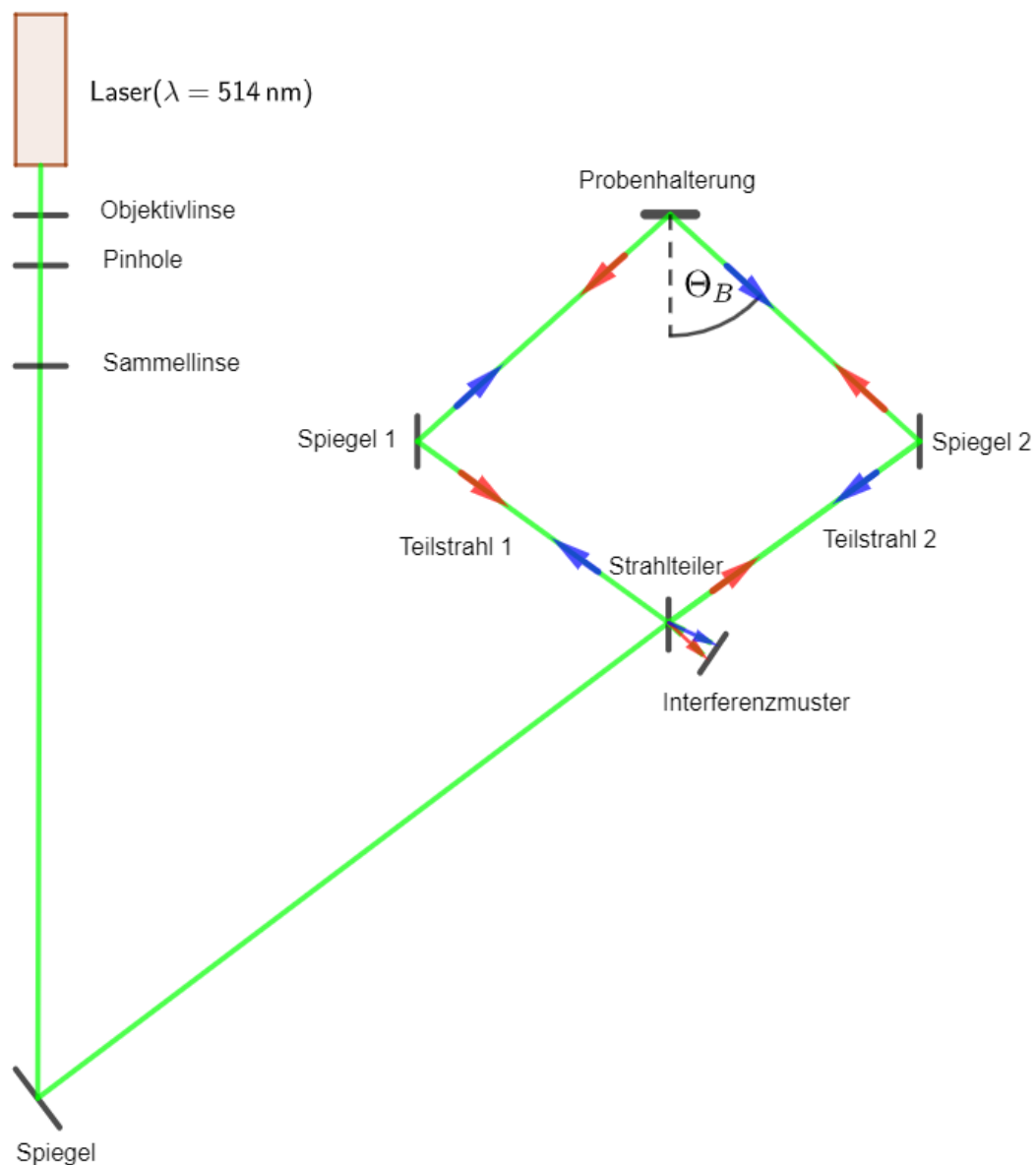


Abb. 6.1: Aufbau beim Schreiben von Hologrammen

Diese Abbildung soll als Orientierung und als Veranschaulichung für die folgenden Beschreibungen dienen:

Der Laserstrahl, welcher eine Gaußsche Intensitätsverteilung aufweist, wird durch ein optisches Aufweitungssystem, dessen optische Achse mit dem Laserstrahl übereinstimmt und aus einer Objektivlinse (Brennweite $f_1=25.8\text{ mm}$), einem Pinhole (Durchmesser von $50\text{ }\mu\text{m}$) und einer weiteren Sammellinse (Brennweite $f_2=200\text{ mm}$) besteht, gelenkt. All diese Komponenten befinden sich auf einer Schiene welche die Einstellung der relativen Abstände der Komponenten zueinander ermöglicht, indem jede Komponente auf dieser Schiene beliebig verschoben werden kann. In folgender Abbildung 6.2 sieht man die Objektivlinse zur Fokussierung des Laserstrahls, ein Pinhole in der Brennebene zur Verbesserung des Strahlprofils und eine Sammellinse zur erneuten Bündelung der von der Brennebene ausgehenden divergierenden Laserstrahlung.

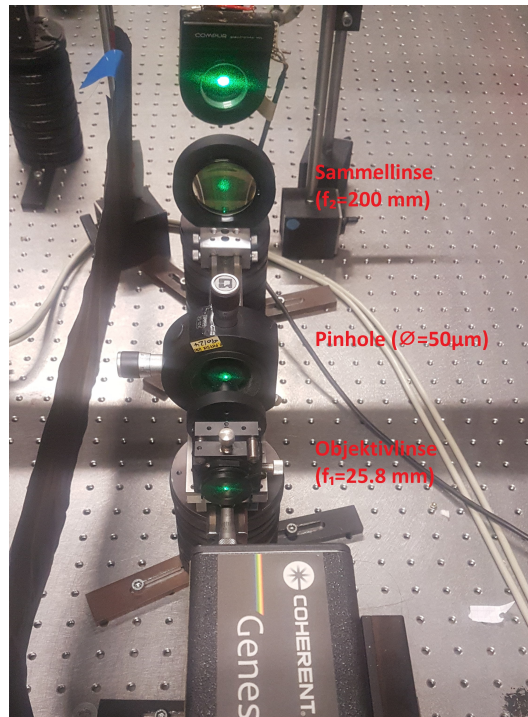


Abb. 6.2: Strahlaufweitungssystem

Zunächst einmal wird die Objektivlinse vor dem Pinhole so verschoben, dass nach dem Pinhole keine Beugungsringe bzw. nur minimale Beugungsringe auftreten.

Betrachte dazu folgende Abbildungen:

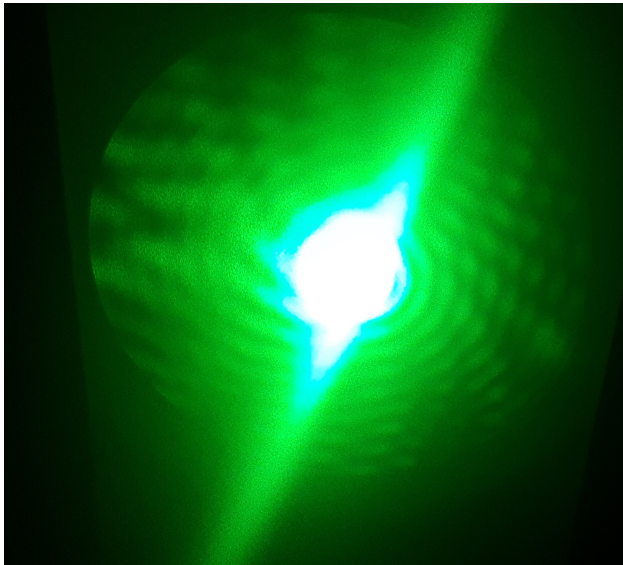


Abb. 6.3: Deutliche Beugungsringe

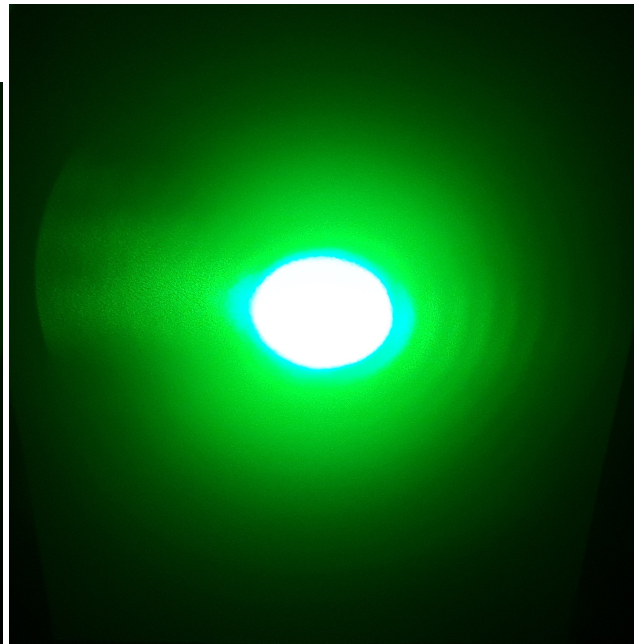


Abb. 6.4: Abgeschwächte Beugungsringe

Bei exakter Einstellung des Abstandes (=Brennweite) zwischen Objektivlinse und dem Pinhole, sind die Beugungsringe nur noch schwach zu erkennen, d.h. die Taille (die Brennebene) des durch die Objektivlinse gebündelten Laserstrahls befindet sich an der Position des Pinhole (siehe Abbildung 6.3 bis 6.5).

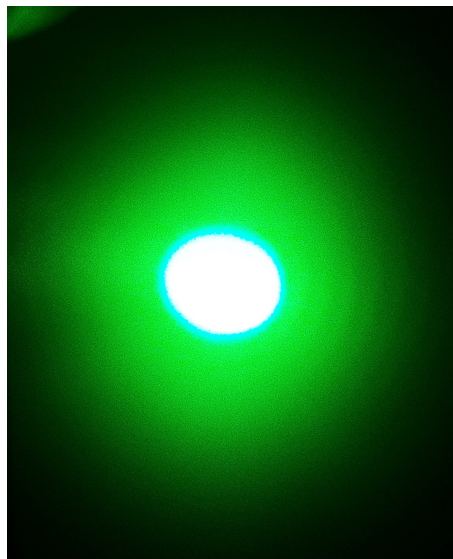


Abb. 6.5: Minimale Beugungsringe nach dem Pinhole

Anschließend wird die Sammellinse nach dem Pinhole positioniert, welche die nach dem Brennpunkt divergierende Laserstrahlung wieder bündeln soll, sodass der nun aufgeweitete Laserstrahl entlang des gesamten zu durchlaufenden Weges näherungsweise parallel verläuft und dadurch annähernd dem Modell einer ebenen Welle entspricht. Damit dies exakt kontrolliert werden kann wird ein weißes Kärtchen auf ein L-förmiges Lineal geklebt und dieses unmittelbar nach der Sammellinse in den Strahlengang gegeben. Auf das Kärtchen wird mit einem Stift der Strahlumfang eingezeichnet

und dieses nun entlang des gesamten Strahlenganges geführt (siehe Abbildung 6.6):

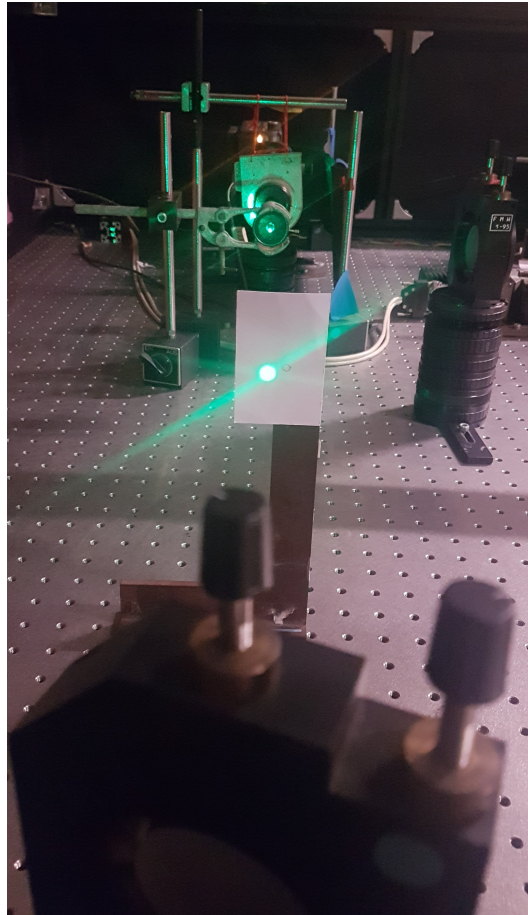


Abb. 6.6: Kärtchen mit eingezeichnetem Strahlumfang wird zur Überprüfung der Konvergenz bzw. Divergenz des Laserstrahls entlang des gesamten Strahlengangs geführt.

Mit dieser Methode (Einzeichnung des Umfangs) wird dabei nicht nur der Strahldurchmesser überprüft, sondern auch die Strahlhöhe. Es gilt anzumerken, dass die Strahlhöhe nach jeder einzelnen Komponente überprüft werden soll. In folgender Abbildung 6.7 lässt sich erkennen, dass die Höhe des am ersten Spiegel reflektierten Laserstrahls, bei maximal möglich messbarer Entfernung, leicht abgenommen hat, da der Laserstrahl sich etwas unterhalb des eingezeichneten Strahlumfangs befindet:

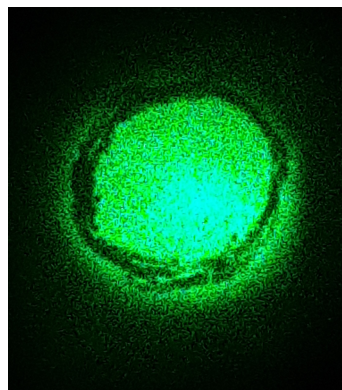


Abb. 6.7: Höhenabfall des Laserstrahls nach dem Spiegel

Da die Strahlhöhe vor dem Spiegel gleich ist, wird der Spiegel als Ursache für die Abnahme der Strahlhöhe identifiziert und dieser somit nachgestellt. Folgendes Ergebnis 6.8 liegt nun vor:

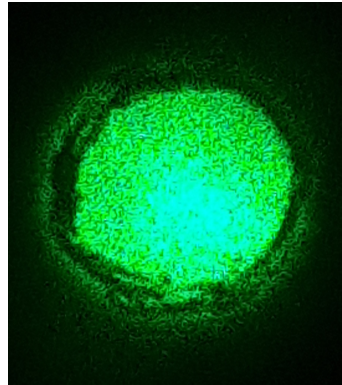


Abb. 6.8: Gleichbleibende Strahlhöhe

Nachdem Strahlhöhe und Strahldurchmesser optimal eingestellt sind wird der Spiegel so rotiert, dass der Reflexionswinkel ungefähr 22.5° entspricht (aus rein platztechnischen Gründen ist dieser Winkel gut geeignet). Der Laserstrahl soll dabei zentral auf alle Komponenten fallen.

Nun wird ein Strahlteiler in den Strahlengang gegeben. Der zentral auf den Strahlteiler fallende Laserstrahl wird in zwei Teilstrahlen unterschiedlicher Intensität aufgeteilt, deren Höhen in möglichst weiter Entfernung überprüft werden.

Nach der Justierung des Strahlteilers wird bei beiden Teilstrahlen ein Spiegel (Spiegel 1 und 2 in Abbildung 6.1) eingebaut welcher den jeweiligen Teilstrahl dann schließlich unter einem gewissen Winkel Θ_B auf die Probenormale, dem Bayfol, richtet. Erneut wird die Höhe des Laserstrahls nach den jeweiligen Spiegeln in möglichst weiter Entfernung überprüft. Als nächstes werden die Winkel unter denen die Teilstrahlen auf die Probe fallen exakt eingestellt. Dazu wird eine Glasplatte in die Probenhalterung am Rotationstisch gegeben und fixiert und auf den Winkel $\pm \frac{\text{Braggwinkel}}{2}$ (je nach Teilstrahl) rotiert. Den Braggwinkel kann man sich nach Formel 4.7 für die gewünschte Gitterkonstante berechnen. Der zweite Teilstrahl wird abgedeckt, sodass zunächst nur der Spiegel 1 des Teilstrahls 1 richtig verschoben und rotiert werden kann. Man geht dabei so vor, dass einerseits darauf geachtet wird, dass der Teilstrahl zentral auf die Glasplatte am Rotationstisch fällt und zudem muss die Rückreflektion des Teilstrahls an der Glasplatte auf die Mitte des Gehäuses des Strahlteilers fallen (siehe Abbildung 6.9).

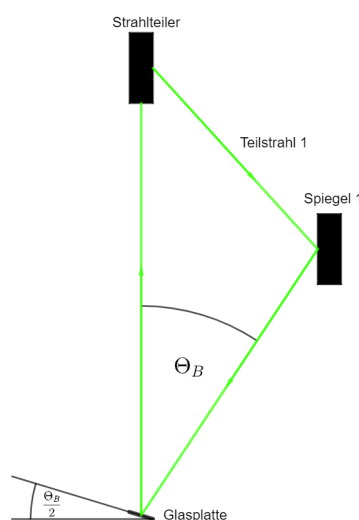


Abb. 6.9: Aufbau zur exakten Positionierung von Spiegel 1 damit der Teilstrahl 1 unter dem Braggwinkel Θ_B auf die Probenormale trifft

Um den Spiegel 2 für den Teilstrahl 2 exakt zu positionieren, wird analog vorgegangen. Je genauer man den gewünschten Braggwinkel realisiert, desto geringer ist die Abweichung von der gewünschten Gitterkonstante. Zuletzt wird die Abdeckung am jeweils anderen Teilstrahl weggegeben und darauf geachtet, dass beide Teilstrahlen sich an der Glasplatte so viel wie möglich überlappen. Nachdem beide Spiegel der Teilstrahlen eingestellt und wie jede andere Komponente fest am Experimentiertisch montiert sind, wird die Glasplatte am Rotationstisch in Nullstellung gebracht. Beide Teilstrahlen durchlaufen dadurch den letzten Teilaufbau (siehe Abbildung 6.1) in einer Schleife. Jedoch gelingt dies nur bei exakter Einstellung der einzelnen Komponenten. Der Teilstrahl 1 gelangt vom Strahlteiler zu Spiegel 1, der den Strahl auf die Glasplatte lenkt. An dieser wird er dann ebenso reflektiert wodurch er auf Spiegel 2 trifft. Schließlich gelangt der Teilstrahl durch Reflektion an Spiegel 2 wieder zum Strahlteiler, wird an dessen Rückseite reflektiert und trifft auf einen bereitgestellten Detektionsschirm. Der zweite Teilstrahl verläuft ebenso in einer Schleife, allerdings in die entgegengesetzte Richtung (siehe rote und blaue Pfeile in Abbildung 6.1). Am Ende gilt es die Interferenz, welche bei Überlappung beider Teilstrahlen an der Glasplatte auftritt zu untersuchen (siehe Interferenzmuster in Abb. 6.1). Dabei wird die Glasplatte so lange rotiert, bis der Winkel zwischen den beiden Teilstrahlen minimal wird, was sich durch maximale Periodizität des am Detektionsschirm beobachteten Interferenzmusters äußert. Dadurch kann der genaue Nullwinkel am Rotationstisch bestimmt werden, welcher gewährleistet, dass beide Teilstrahlen unter gleichem Winkel symmetrisch auf die Glasplatte und somit auf das Aufzeichnungsmaterial treffen. Das beste Ergebnis sieht man in Abbildung 6.10:

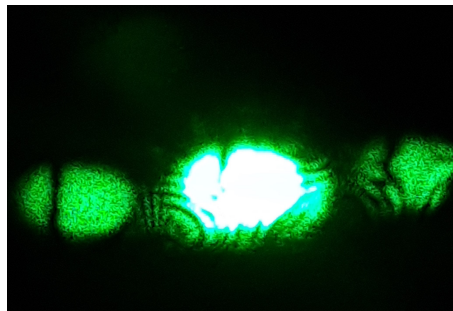


Abb. 6.10: Interferenzmuster

Da die Leistung beider Teilstrahlen beim Schreiben des Hologramms für maximalen Kontrast des Intensitätsmusters möglich gleich sein soll (siehe Kapitel 4.4), wird diese zunächst einmal mit einem Leistungsmessgerät der Firma Coherent gemessen.

In folgender Tabelle sind die einzelnen Leistungswerte beim Schreibaufbau, aufgelistet:

P_{out} [mW]	P_T [mW]	P_R [mW]
20	2.4	6.4
50	6.5	16.1

Table 6.1: P_{out} ist die Ausgangsleistung des Lasers, P_T ist der transmittierte Teilstrahl durch den Strahlteiler und P_R ist der am Strahlteiler reflektierte Teilstrahl.

Aus der Tabelle 6.1 ist entnehmbar, dass sich die Leistungen beider Teilstrahlen stark voneinander unterscheiden, was nach Kapitel 4.4 unerwünscht ist. Als Referenz wird hierbei der interferometrische Kontrast herangezogen, welcher wie folgt definiert ist:

$$m = \frac{2\sqrt{I_1 \cdot I_2}}{I_1 + I_2} \quad (6.1)$$

I_1 entspricht der transmittierten, I_2 der am Strahlteiler reflektierten Intensität. Die aus der Tabelle 6.1 entnommenen Werte für $P_{\text{out}}=50\text{ mW}$ ergeben einen Wert von $m=0.905$. Der interferometrische Kontrast m kann jedoch Werte zwischen Null und Eins annehmen, wobei gilt, dass je näher beide Intensitäten beieinander liegen, desto näher liegt m bei Eins. Folgende Abbildung zeigt den interferometrischen Kontrast:

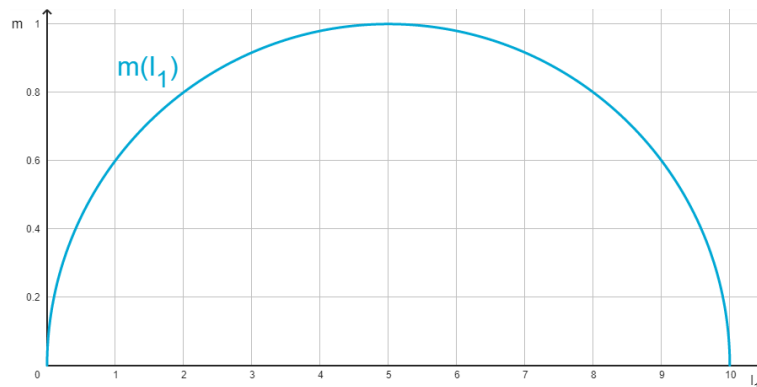


Abb. 6.11: Die Gesamtintensität $I_0 = I_1 + I_2$ ist erhalten. Folglich ist $I_2 = 1 - I_1$ und für $I_0=1$ gilt $m=\sqrt{I_1(1 - I_1)}$ was einem Halbkreis entspricht.

Da nach Tabelle 6.1 der reflektierte Teilstrahl eine viel höhere Intensität als der durch den Strahlteiler transmittierende Strahl aufweist, werden Polarisatoren als Abschwächer in den Strahlengang des reflektierten Teilstrahls eingebaut. Anschließend liegen folgende Ergebnisse für eine gewünschte Gitterkonstante von 500 nm vor:

P_{out} [mW]	P_T [mW]	P_R [mW]	$P_T + P_R$ [mW]
10	1.1	0.7	1.8
30	3.9	3.1	7
50	6.5	5.4	11.9

Table 6.2: P_{out} ist die Ausgangsleistung des Lasers, P_T ist der transmittierte Teilstrahl durch den Strahlteiler und P_R ist der am Strahlteiler reflektierte Teilstrahl.

Die Summe $P_T + P_R$ wird in Formel 4.11 zur Berechnung von I_{gesamt} herangezogen und daraus kann dann die Belichtungsdauer t nach 4.12 berechnet werden. Diese exakte Belichtungsdauer kann mithilfe eines elektronischen Shuttters genau und automatisch eingestellt werden.

Bei einer Ausgangsleistung von $P_{\text{out}}=50\text{ mW}$ entspricht der interferometrische Kontrast m also

$$m = \frac{2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2}}{I_1 + I_2} = \frac{2 \cdot \sqrt{6.5 \cdot 5.4}}{6.5 + 5.4} = 0.9957$$

welcher schon sehr nahe bei 1 liegt. Die Leistungswerte beim Schreibaufbau für eine gewünschte Gitterkonstante von 350 nm und nach Einbau der Polarisatoren sind:

P_{out} [mW]	P_T [mW]	P_R [mW]	$P_T + P_R$ [mW]
10	1.1	0.7	1.8
30	4.1	3.4	7.5
50	6.8	5.6	12.4

Table 6.3: P_{out} ist die Ausgangsleistung des Lasers, P_T ist der transmittierte Teilstrahl durch den Strahlteiler und P_R ist der am Strahlteiler reflektierte Teilstrahl.

Die aus dieser Tabelle entnommenen Werte für $P_{\text{out}} = 50\text{ mW}$ ergeben einen interferometrischen Kontrast $m=0.9953$.

Präparation der Probe

Da die Präparation der Proben im verdunkelten Raum stattfindet, werden folgende Gegenstände vorbereitet: Schere, Sekundenkleber, Gummihandschuhe, 2 Glasplatten, Schutzhülle aus Papier. Eine schwache Lichtquelle (gelb) kann eingeschaltet bleiben (maximal $2.6 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ [7]). Um die Proben während der Präparation nicht zu verunreinigen werden Gummihandschuhe angezogen. Je nachdem welche Dicke die Probe haben soll ($16 \mu\text{m}$ oder $50 \mu\text{m}$) wird mit einer Schere ein kleines Rechteck (ungefähr $2 \times 2.5 \text{ cm}^2$) aus der entsprechenden Bayfol-Folie geschnitten. Mit einem Finger wird nun das herausgeschnittene Bayfol-Rechteck so lange bearbeitet, bis sich die Schutzfolie ablöst. Ist dies geschehen, so wird die noch unbelichtete Probe mit der Seite wo die Schutzfolie angebracht war, auf eine Glasplatte gegeben, denn dort lässt sie sich ähnlich wie Handyfolien auf diese "kleben".

Dabei wird darauf geachtet, dass sich kein Staub auf den Glasplatten befindet und sich beim Anbringen der Bayfol-Probe auf die Glasplatte keine Luft einschließen bilden.

Da im Labor nur Bayfolfolien der Dicke $16 \mu\text{m}$ und $50 \mu\text{m}$ vorliegen, aber auch die Dicke von $32 \mu\text{m}$ erreicht werden soll, muss die $16 \mu\text{m}$ dicke Bayfolfolie gestapelt werden und zwar so, dass die beiden Folien selbst aneinanderkleben. Die gestapelten Folien werden dann auf die Glasplatte gelegt.

Anschließend wird mit einem Sekundenkleber links und rechts vom Folienmaterial etwas Klebstoff gegeben und die zweite Glasplatte darauf gelegt. Ist der Klebstoff trocken, so kann die vorbereitete Probe in eine vorgefertigte Schutzhülle aus Papier und anschließend an einen verdunkelten Ort (z.B. Schublade) gegeben werden.

6.1.1 Einbau in die Probenhalterung

Wie bei der Präparation der Probe, muss das Licht auch beim Einbau dieser in die Probenhalterung ausgeschaltet sein. Damit es im Dunkeln zu keinen Schwierigkeiten kommt, wird wie folgt vorgegangen:

So lange das Licht an ist, wird so viel wie möglich präpariert. Zunächst einmal wird der für das Schreiben verwendete Laser vorbereitet, d.h. es wird die Kühlung und dann der Laser eingeschaltet. Ebenso wird die Ausgangsleistung P_{out} des Lasers eingestellt. Hierbei wird empfohlen, dass anschließend kurze Zeit gewartet wird, da die Stabilität der Leistung des Lasers erst nach 30 Sekunden gewährleistet ist. Außerdem wird darauf geachtet, dass Streulicht abgeschirmt wird. Zu guter Letzt wird nachgesehen, ob der Shutter unmittelbar nach dem Laser geschlossen ist! Nun wird das Licht ausgeschaltet, die Probe in die Probenhalterung gegeben und fixiert. Am Computer wird je nach eingestellter Laserintensität (10 mW, 30 mW oder 50 mW) die bereits (nach Formel 4.12) berechnete Zeitdauer die der Shutter geöffnet bleiben soll sowie der Zeitpunkt wann die Öffnung geschehen soll, eingegeben. Anschließend wird der Raum verlassen. Nach einiger Zeit wird die Probe aus der Halterung genommen und sogleich beschriftet (Gitterstärke, Dicke, Laserintensität). Die Ausrichtung der Probe in der Halterung wird ebenso festgehalten (o für oben, u für unten).

6.1.2 Rekonstruktion

Bei der Rekonstruktion wird das zu untersuchende geschriebene Hologramm in die Halterung am Rotationstisch des Leseaufbaus gegeben, welcher mit einer Genauigkeit von einem Hunderstel Grad rotiert werden kann.

Vorher wird jedoch überprüft, ob sich der Laserstrahl des Helium- Neon- Lasers exakt auf der Rotationsachse des Drehtisches befindet.

Die Probenhalterung hat eine Länge von 4 cm. Ein Blatt mit einer senkrechten Markierung wird (betrachte die nächste Abbildung) mittig (bei 2 cm) an der Halterung fixiert.

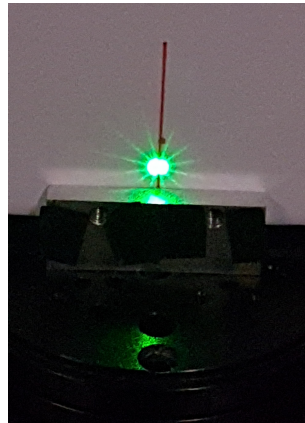


Abb. 6.12: In der Nullstellung soll der Laserstrahl des Helium- Neon- Lasers der Wellenlänge $\lambda = 543.5 \text{ nm}$ zentral auf die senkrechte rote Markierung fallen.

Der Laserstrahl fällt also zunächst in Nullstellung zentral auf die eingezeichnete rote senkrechte Linie.

Anschließend wird der Drehtisch um $\pm 70^\circ$ rotiert, die Laserstrahlung am Blatt beobachtet und die Probenhalterung in der y- Ebene translatiert, bis die auf das Blatt auftreffende Laserstrahlung bei $+70^\circ$ ident, allerdings bei -70° um die rote eingezeichnete Markierung gespiegelt, aussieht. Folgende Ergebnisse liegen vor:

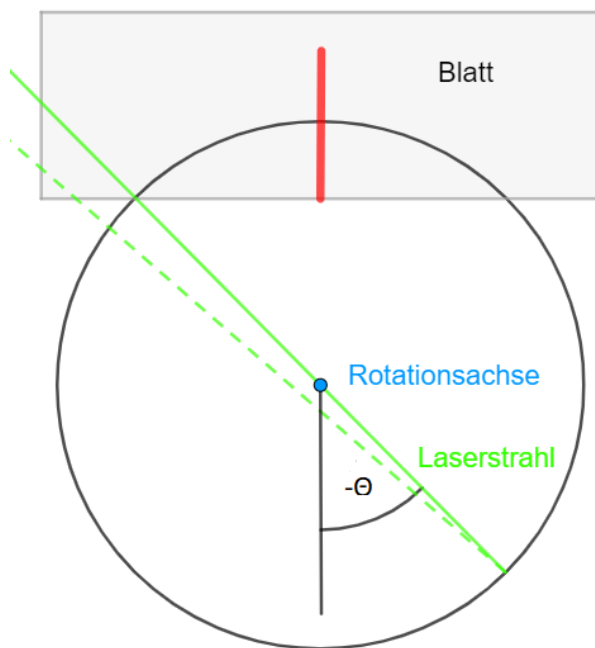


Abb. 6.13: Rotation um $-\Theta$

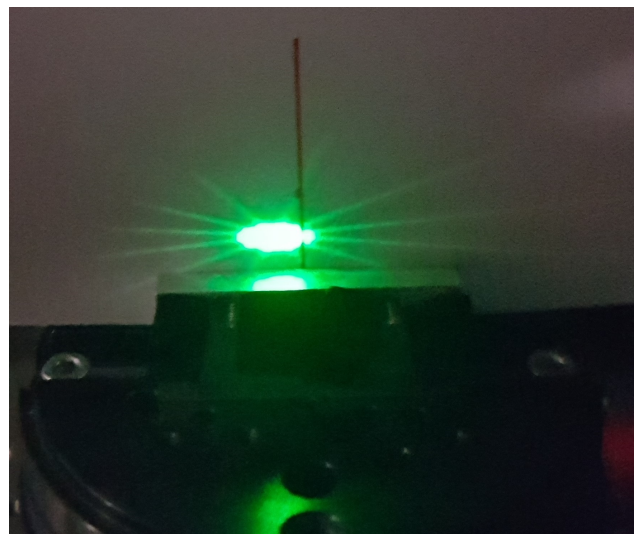


Abb. 6.14: Laserstrahl bei Rotation um $-\Theta$

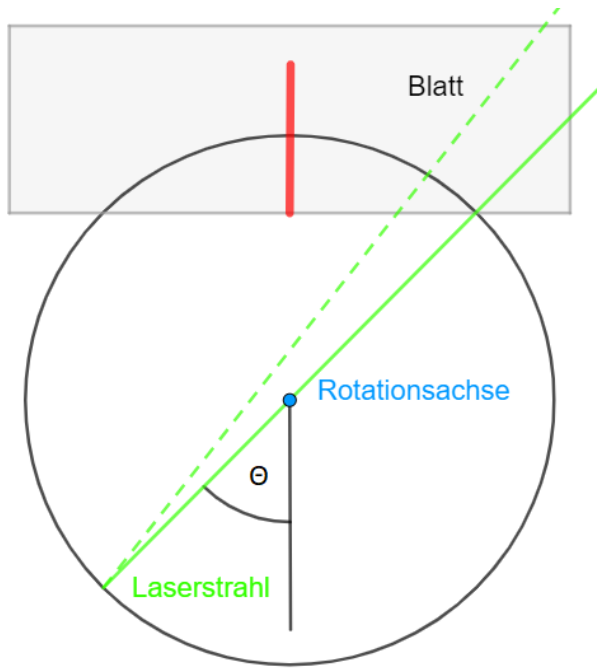


Abb. 6.15: Rotation um Θ

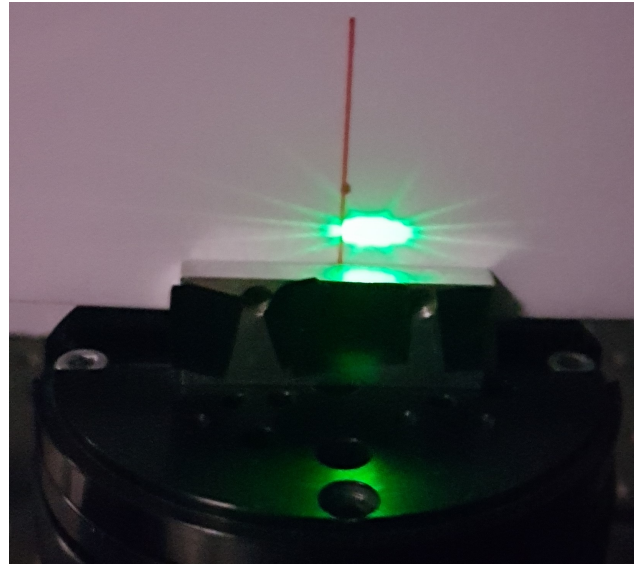


Abb. 6.16: Laserstrahl bei Rotation um Θ

Aus den Abbildungen 6.13 und 6.15 sieht man, dass falls der Laserstrahl nicht in der Rotationsachse des Drehtisches liegt (strichlierter eingezeichneter grüner Strahl), der Abstand zur roten senkrechten Linie bei Rotation um den entgegengesetzten Winkel verschieden ist. Aus den Abbildungen 6.14 und 6.16 sieht man, dass der Rotationstisch so positioniert ist, dass sich die Probenhalterung in der Rotationsachse befindet, da die auftreffende Laserstrahlung am Blatt bei $+70^\circ$ und -70° im selben Abstand zur roten Linie ist.

Der Laserstrahl muss zentral auf das Hologramm fallen, da dieses um einen großen Winkelbereich rotiert wird. In der Nullstellung gibt es keinerlei Probleme, da der Laserstrahl orthogonal auf die Probe fällt. Bei großen Winkeln allerdings strahlt der Laserstrahl auf eine größere Fläche- und sollte dabei stets auf die Probe und nicht außerhalb dieser fallen.

Zudem ist wichtig, dass die Höhen des vorwärtsgebeugten und abgebeugten Strahls gemessen werden- diese sollen nämlich exakt gleich hoch sein, denn dadurch wird gewährleistet, dass eine planare Beugungsebene vorliegt. Diese Höhen können mit einem Lineal gemessen oder anhand von Markierungen an einem Blatt (derselben Methode wie beim Schreibaufbau in Kapitel 6.1) bestimmt werden. Bei ungleicher Höhe muss die Probe manuell an einer Seite leicht angehoben werden (denn sobald die Gitter gekippt sind, ändert sich die Streuebene sowie die Beugungseffizienz [14]) und gleich wieder mit den an der Halterung montierten Schrauben fixiert werden.

Ist dies geschehen, so gilt es die Dioden exakt aufzustellen nachdem die Fotometer auf die Fotodioden kalibriert wurden. Dabei gilt, dass die Dioden möglichst im selben Abstand zur Probe stehen und nach unten geneigt sind, damit der von der Diode reflektierte Laserstrahl nicht zurück auf die Probe fällt.

Folgende Abbildung veranschaulicht den Rekonstruktionsaufbau:

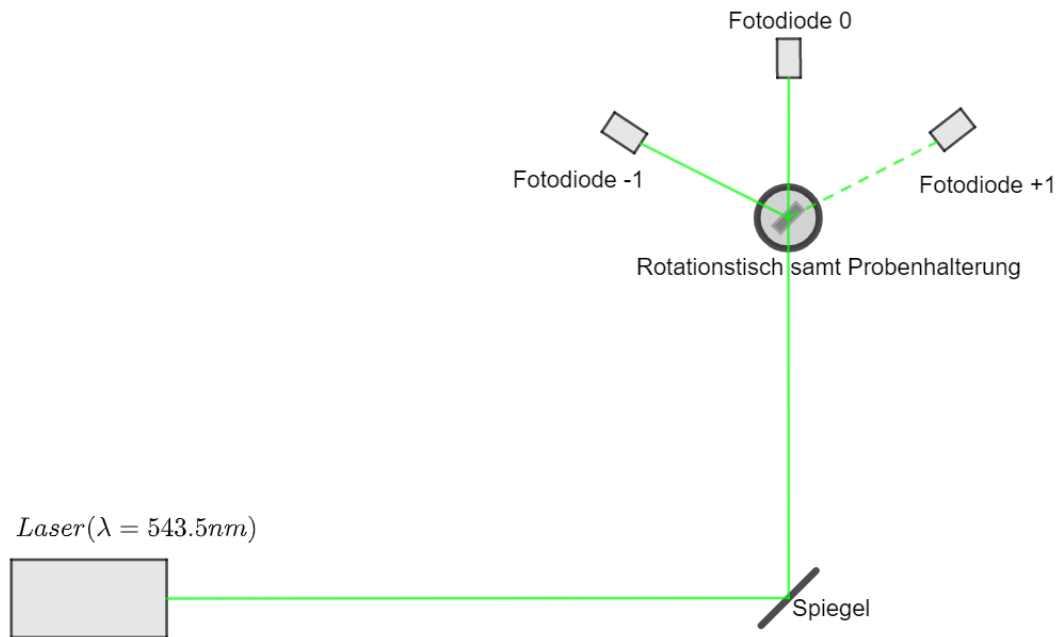


Abb. 6.17: Aufbau beim Lesen des geschriebenen Hologramms

Bei der Diode der nullten Ordnung soll der Laserstrahl zentral auf diese fallen, bei den Dioden der -1ten und +1ten Ordnung wird je nach Gitterstärke die Probe auf den $\pm$ Braggwinkel rotiert und anschließend die jeweilige Diode so angeordnet, dass unter diesem Braggwinkel der Laserstrahl zentral auf die Diode fällt. Dadurch wird gewährleistet, dass bei der Messung der Bereich um den Braggwinkel richtig gemessen wird, d.h. der Laserstrahl immer voll und ganz auf die Diode trifft.

Da man immer einen großen Winkelbereich ($\Theta_B \pm 20^\circ$) misst, gibt es bei der -1ten und +1ten Diode viele Winkel, in der der vorwärts bzw. abgebeugte Strahl nicht mehr vollständig auf die jeweilige Diode trifft (betrachte Abbildung 5.5).

Es gilt daher diese Bereiche ausfindig zu machen, die Dioden nachzurücken und die Messungen zu starten um am Ende all diese Messungen zu einem vollständigen Gesamtbild zusammenzufügen.

6.2 Behandlung der Daten

Bevor im nächsten Kapitel die in den Experimenten erhaltenen Ergebnisse angeführt werden, wird nun beschrieben, welche Schritte zur korrekten Auswertung getätigt werden müssen.

Bei symmetrischer Einschreibung besitzen die abgebeugten Intensitäten der plus- und minus ersten Beugungsordnung denselben Betrag des Braggwinkels (siehe Formel 4.7). Aus den erhaltenen Datensätzen erkennt man jedoch, dass beide Winkel nicht übereinstimmen (da der Nullpunkt der Winkelskala des Rotationstisches beliebig ist) und somit weder der eine noch der andere Winkel dem korrekten Braggwinkel entspricht. Durch eine Winkelkorrektur wird der eindeutige Braggwinkel berechnet:

$$\Theta_B = \frac{|\Theta_{-1}| + |\Theta_{+1}|}{2} \quad (6.2)$$

Die gemessenen Daten werden entsprechend korrigiert, sodass die geplottete Funktion symmetrisch um den Nullwinkel (also dort wo der Laserstrahl orthogonal auf die Probe fällt) liegt.

Wie bereits in der Zusammenfassung beschrieben, ist es das grundlegende Ziel dieser Arbeit die Brechwertmodulation n_1 bei gleichbleibender Dosis $D = I \cdot t$ (wobei I bzw. t variiert werden)

welche auf unterschiedlich dicke Proben trifft zu ermitteln und miteinander zu vergleichen. Aus den erhaltenen Daten und mit der Theorie von Kogelnik/ Uchida wird n_1 ermittelt. Aus Formel 5.5 ist bekannt, dass unter Erfüllung der Braggbedingung $\sin^2(\nu) = \eta_{\pm 1}$, wobei $\nu = \frac{n_1 \pi d}{\lambda \cos(\theta_B)}$. Zuerst wird die Winkelkorrektur gemäß Formel 6.2 in SciDavis, jenes Programm welches für die Auswertung der Daten in dieser Masterarbeit verwendet wird, durchgeführt. Anschließend werden nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz die externen Winkel in interne umgerechnet. In SciDavis wird nun die Beugungseffizienz der plus- und minus ersten Beugungsordnung mit der Formel

$$\eta_{\pm 1} = \frac{I_{\pm 1}}{I_{\text{gesamt}}} = \frac{I_{\pm 1}}{I_0 + I_{-1} + I_{+1}}$$

ausgerechnet und anschließend die Beugungseffizienz am bereits korrigierten Braggwinkel abgelesen. Da an diesem die Beugungseffizienz gemäß Formel 5.5 dem $\sin^2(\nu)$ entspricht und diese Funktion periodisch ist, gibt es beliebig viele mögliche Zahlenwerte für die gesuchte Brechwertmodulation n_1 .

Darstellung der $\sin^2(\nu)$ -Funktion für eine Beugungseffizienz von 75%:

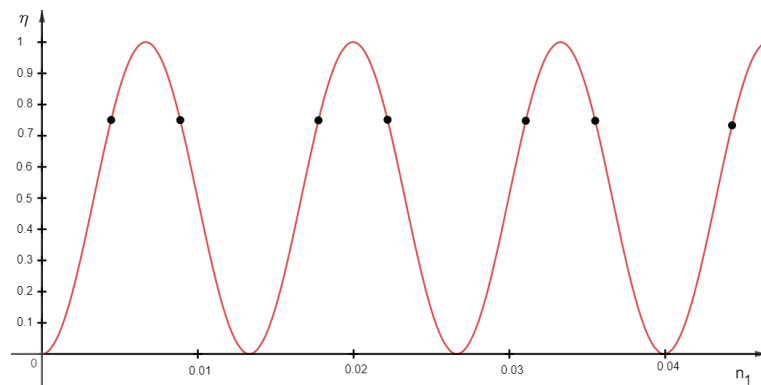


Abb. 6.18: $\sin^2(\nu)$ -Funktion für eine Beugungseffizienz von 75%

Nun wird $\nu_{1.Q.}$ im ersten und $\nu_{2.Q.}$ im zweiten Quadranten bestimmt, für welches Formel 5.5 mit der aus den Daten erhaltenen Beugungseffizienz $\eta_{\pm 1}$ am Braggwinkel gilt.

$$\nu_{1.Q.} = \arcsin(\sqrt{\eta_{\Theta_B}})$$

$$\nu_{2.Q.} = \frac{\pi}{2} - \arcsin(\sqrt{\eta_{\Theta_B}})$$

Alle weiteren ν -Werte sind dann $\nu_{1.Q.} + n \cdot \pi$ bzw. $\nu_{2.Q.} + n \cdot \pi$, wobei $n \in \mathbb{N}$. Da die Bragg- Bedingung gilt, wird Formel 5.6 nach n_1 umgeformt und erhält

$$n_1 = \frac{\nu \cdot \lambda \cdot \cos(\theta_B)}{\pi \cdot d}$$

mit den bereits bekannten Variablen.

Es werden bestimmte Zahlenwerte für ν eingesetzt und somit verschiedene mögliche Werte für n_1 erhalten.

In einen (vom Mentor ao. Univ.-Prof. Dr. Martin Fally) geschriebenen python-Code, welcher die aus den Daten erhaltenen Beugungseffizienzen gemäß Uchida ohne und mit Abfall fittet (siehe Kapitel 4.5), werden die geschätzten Parameter als Startwerte für den Fit eingegeben. Dazu zählen die Brechwertmodulation n_1 , die $\frac{1}{e}$ Abfalllänge L , die Dicke d und die Gitterkonstante Λ des Hologramms (welche bei bekanntem Braggwinkel durch Formel 4.7 berechnet wird). Der Fit welcher nach der algebraischen Prozedur der Methode der kleinsten Quadrate funktioniert, gibt dann Werte für die Brechwertmodulation n_1 und die Dicke d aus, welche im nächsten Kapitel in den Ergebnissen festgehalten sind.

Die von den Fits nach Uchida ohne bzw. mit Abfall erhaltenen Brechwertmodulationen n_1 können nicht direkt miteinander verglichen werden. Dies hat folgenden Grund:

Die mittlere Brechwertmodulation $\overline{n_1}$ entspricht dem erhaltenen n_1 aus dem **Uchidafit ohne Abfall**. Diese ist wie folgt definiert:

$$\overline{n_1} = \frac{1}{d} \int_0^d n_1(z) dz \quad (6.3)$$

wobei d die Dicke des Bayfols ist und L die $\frac{1}{e}$ Abfalllänge des $n_1(z)$ bei zunehmender Dicke d in z -Richtung.

Da $n_1(z) = n_1(z=0)e^{-\frac{z}{L}}$ gilt

$$\begin{aligned} \overline{n_1} &= \frac{1}{d} \int_0^d n_1(0)e^{-\frac{z}{L}} dz \\ &= \frac{n_1(0)}{d} [-e^{-\frac{z}{L}} \cdot L]_0^d = n_1(0) \cdot \frac{L}{d} [-e^{-\frac{d}{L}} + 1] \end{aligned}$$

Das grün markierte $n_1(0)$ entspricht dem **Uchidafit mit Abfall**. Erst nach entsprechendem Integrieren von $n_1(0)$ kann der erhaltene Wert dann mit dem $\overline{n_1}$ aus dem **Uchidafit ohne Abfall** verglichen werden.

7 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse aus den Experimenten dargestellt, welche durch die bisher beschriebene Theorie durchgeführt und ausgewertet wurden.

Dargestellt werden Messungen und Fits der Winkelabhängigkeit der Beugungswirkungsgrade $\eta_{\pm 1}(\Theta)$ ohne als auch mit Uchida-Abfall. Zudem wird auf in den Datensätzen entdeckte sichtbare Phänomene eingegangen sowie weitere Untersuchungen beschrieben und graphisch präsentiert.

Das Ziel welches die Angehensweise der Experimente erklärt ist folgendes:

Für eine fixe Hologramm-Gitterkonstante Λ wird untersucht, wie bzw. ob sich bei gleichbleibender Belichtungsdosis, welche auf das Bayfol trifft, sich die Brechwertmodulation(en) n_1 voneinander unterscheiden. Denn die Ausgangsleistung P_{out} des Lasers der Wellenlänge von 514 nm wird variiert (10 mW, 30 mW oder 50 mW) und nach Formel 4.12 die jeweilige Belichtungszeit berechnet, um eine konstante Belichtungsdosis zu gewährleisten.

Außerdem werden drei Dicken des Bayfols ($16\text{ }\mu\text{m}$, $32\text{ }\mu\text{m}$ und $50\text{ }\mu\text{m}$) untersucht, sodass sich somit insgesamt pro Gitterkonstante neun Messungen ergeben.

Zunächst werden die Ergebnisse für eine gewünschte Gitterkonstante von $\Lambda=500\text{ nm}$ präsentiert: Um eine Gitterkonstante von 500 nm bei einer Laserwellenlänge von 514 nm zu erhalten berechnet man sich nach Formel 4.7 die Winkel $\pm\Theta_B$, mit der beide Teilstrahlen auf das Bayfol auftreffen müssen. Dieser Braggwinkel beträgt

$$\Theta_B = (30.930 \pm 0.001)^\circ$$

Nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz 4.8 wird der interne Winkel ermittelt:

$$\theta_B = (20.078 \pm 0.001)^\circ$$

Die Transmittivität T nach Formel 4.9 ist:

$$T = (0.93 \pm 0.01)$$

Der interferometrische Kontrast m nach Formel 6.1 beträgt:

$$m = 0.9957$$

Die Belichtungszeiten nach Formel 4.12 und die Intensität welche nach Formel 4.11 auf die Probe für eine Dosis $D=110\text{ mJ/cm}^2$ trifft, werden nun aufgelistet:

P_{out} [mW]	Belichtungszeit [s]	Intensität [mW/cm ²]
10	38.76	2.74
30	9.97	10.67
50	5.87	18.14

Der bei der Rekonstruktion ("Lesen") verwendete Laser weist eine Wellenlänge von $\lambda=543.5\text{ nm}$ auf, sodass dort der Braggwinkel $\Theta_B = (32.922 \pm 0.001)^\circ$ beträgt.

Folgende Messergebnisse welche nach Uchida-Theorie gefittet wurden, werden nun dargelegt und falls angebracht, kommentiert. Bei jedem Bild steht die beim Schreiben erzielte Gitterkonstante Λ , welche nach Bestimmung des korrekten Braggwinkels aus den erhaltenen Daten nach 6.2 mithilfe der Braggbedingung berechnet werden kann. Außerdem wird die verwendete Dicke d des Bayfols und die Ausgangsleistung P_{out} des Lasers welcher für das Schreiben verwendet wurde, angegeben:

Die erste Messung hat folgendes ergeben:

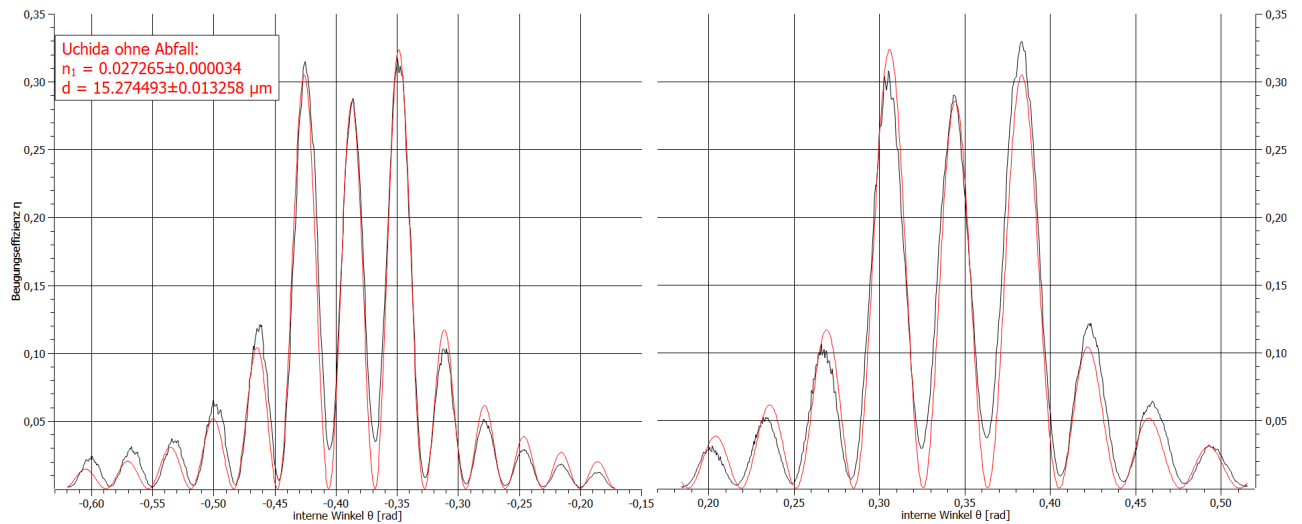


Abb. 7.1: Uchidafit **ohne** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=505.0 \text{ nm}$, Dicke $d=16 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=10 \text{ mW}$. Der Uchidafit mit Abfall hat eine viel zu große Dicke des geschriebenen Gitters herausgegeben, sodass in dieser Abbildung nur der Uchidafit ohne Abfall aufgetragen ist.

Aus der Grafik sind, ebenso wie in allen weiteren Grafiken, die gesuchten Werte für die Brechwertmodulation n_1 angegeben. Außerdem erhält man durch den Fit die Werte für die Dicke d des geschriebenen Gitters, welche je nach Fit (ohne oder mit Abfall) miteinander verglichen werden können.

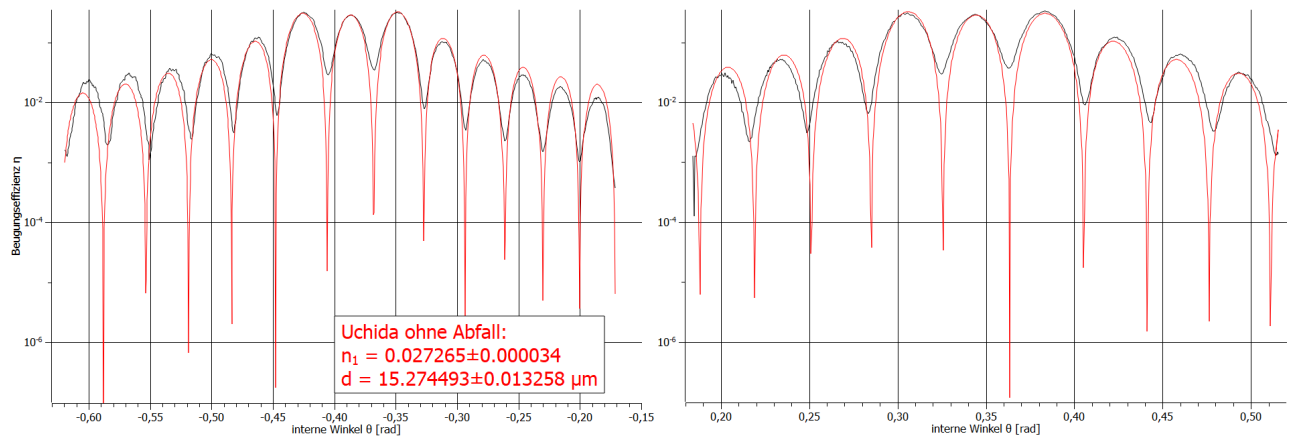


Abb. 7.2: Uchidafit **ohne** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=505.0 \text{ nm}$, Dicke $d=16 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=10 \text{ mW}$ in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

Nun ist auch der Uchidafit mit Abfall (**grün**) eingezeichnet:

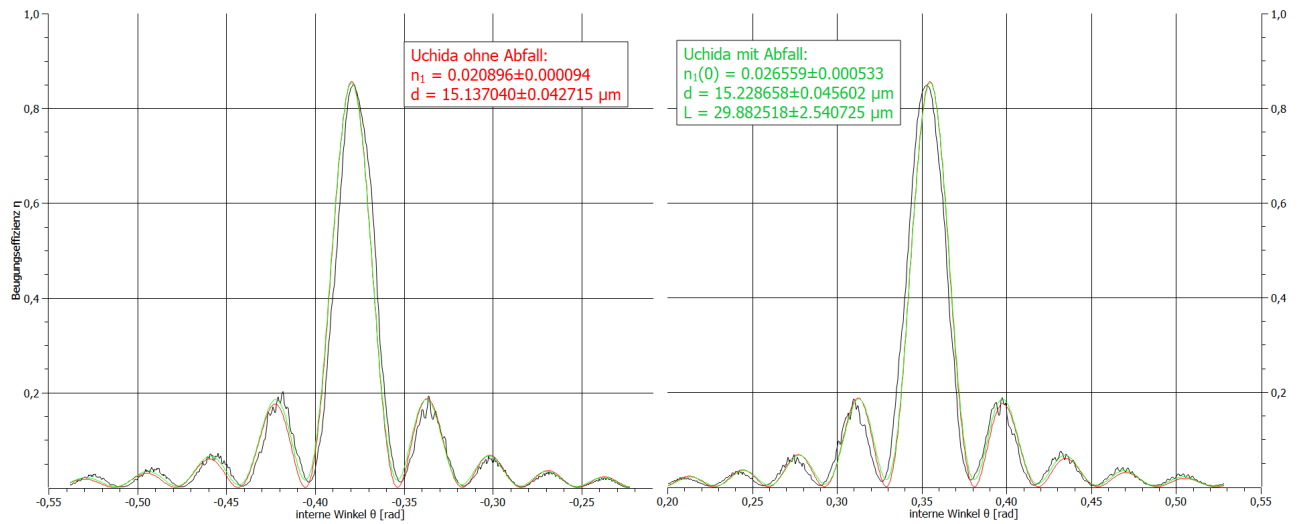


Abb. 7.3: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=503.6 \text{ nm}$, Dicke $d=16 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=30 \text{ mW}$

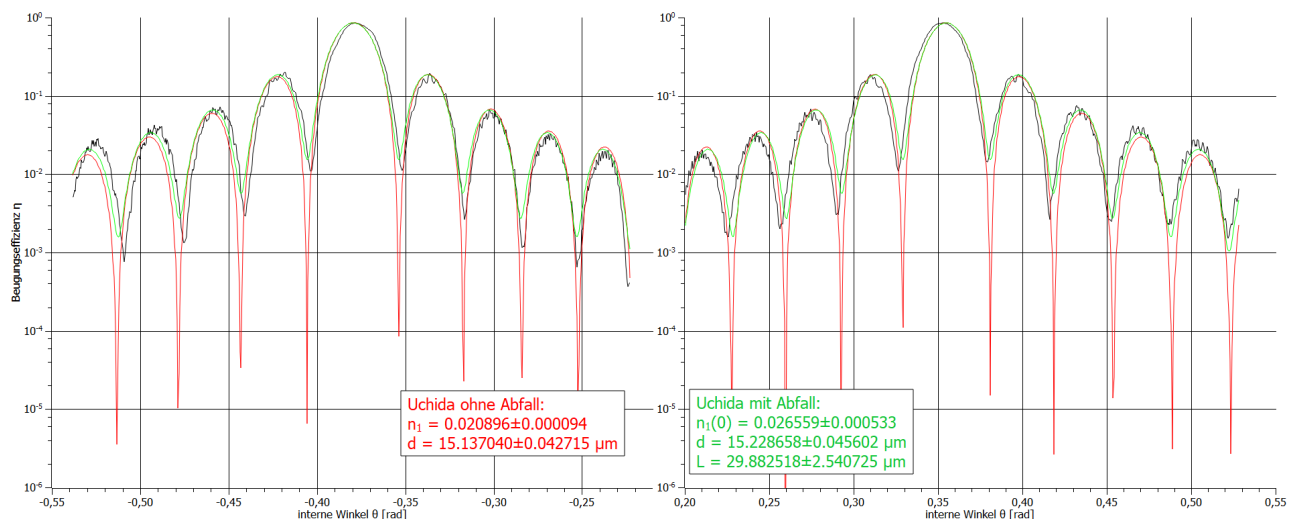


Abb. 7.4: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=503.6 \text{ nm}$, Dicke $d=16 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=30 \text{ mW}$ in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

Durch die Verwendung einer logarithmischen Skala werden Abweichungen der Fits von den Messungen besser sichtbar. Zudem erkennt man besonders gut den grundlegenden Unterschied zwischen beiden gemachten Fits: Der Fit **ohne** Berücksichtigung des Abfalls nimmt bei den gemessenen Beugungsminima und bei ausreichenden Messwerten stets den Wert Null an, während der **grün gezeichnete** Fit den in Kapitel 4.5 beschriebenen Abfall berücksichtigt und die Beugungsminima deshalb nicht auf Null zurückgehen.

Die gemachten Fits (und somit die dahinterliegende Theorie) passen sehr gut mit den erhaltenen Messwerten zusammen:

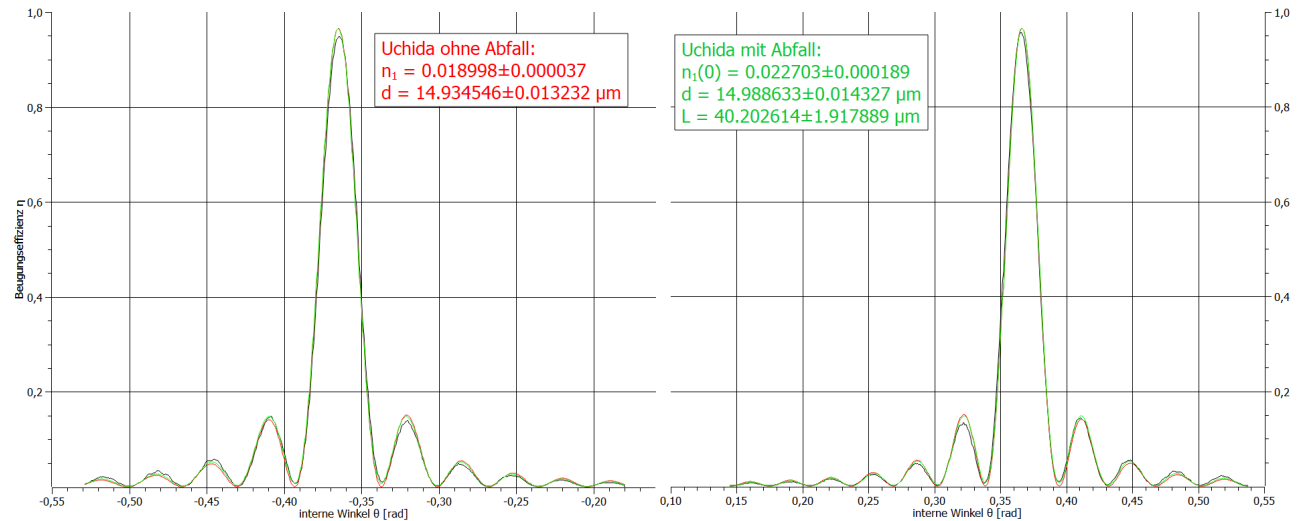


Abb. 7.5: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=504.7 \text{ nm}$, Dicke $d=16 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=50 \text{ mW}$

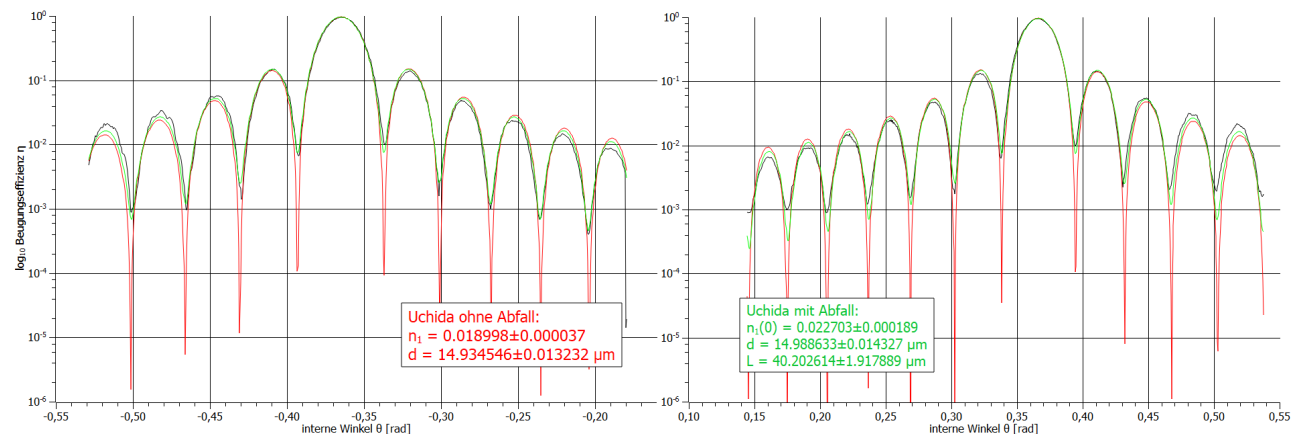


Abb. 7.6: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=504.7 \text{ nm}$, Dicke $d=16 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=50 \text{ mW}$ in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

Da die eben präsentierte Probe Luft einschließungen und Verunreinigungen in Form von Staub aufwies, wurde eine zweite Probe mit denselben Parametern hergestellt.

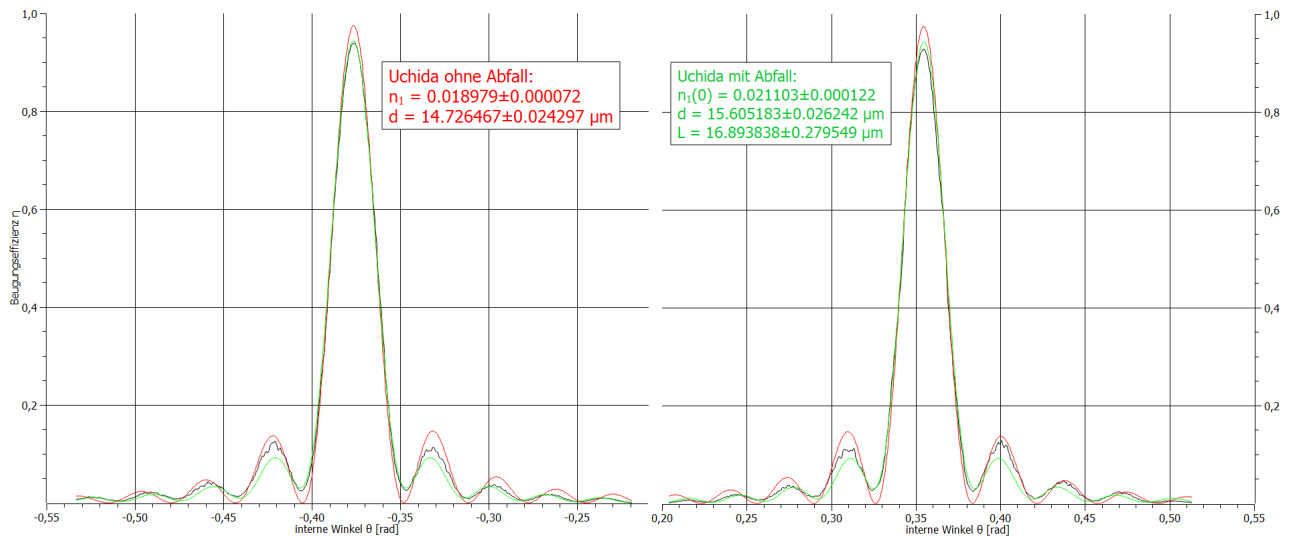


Abb. 7.7: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=504.7 \text{ nm}$, Dicke $d=16 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=50 \text{ mW}$

Im Vergleich zur vorigen Probe können keine wesentlichen Unterschiede bei den erhaltenen Parametern gefunden werden. Allerdings beträgt nun nach dem Uchidafit mit Abfall die Dicke des geschriebenen Gitters $d=15.60 \mu\text{m}$ und nicht wie beim Vorgänger $d=14.98 \mu\text{m}$.

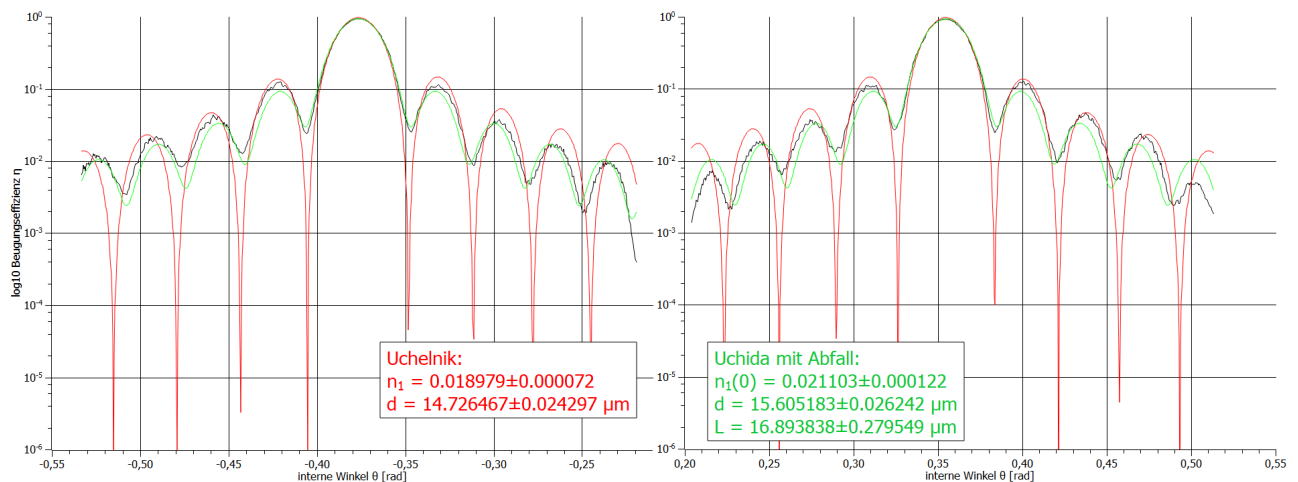


Abb. 7.8: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=504.7 \text{ nm}$, Dicke $d=16 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=50 \text{ mW}$ in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

Nachdem nun alle $16\text{ }\mu\text{m}$ dicken Bayfolien mit einer gewünschten Gitterkonstante $\Lambda=500\text{ nm}$ gezeigt wurden, folgt nun die Dicke $32\text{ }\mu\text{m}$.

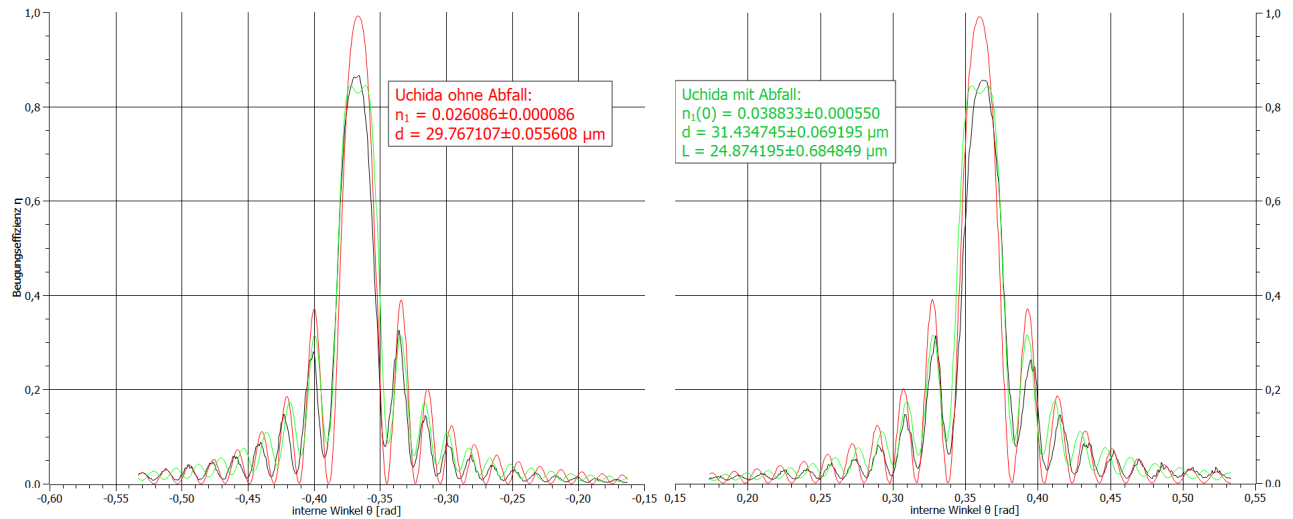


Abb. 7.9: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=508.0\text{ nm}$, Dicke $d=32\text{ }\mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=10\text{ mW}$

Bis jetzt ist erkennbar, dass bei $P_{\text{out}}=10\text{ mW}$ die Brechwertmodulationen am höchsten sind.

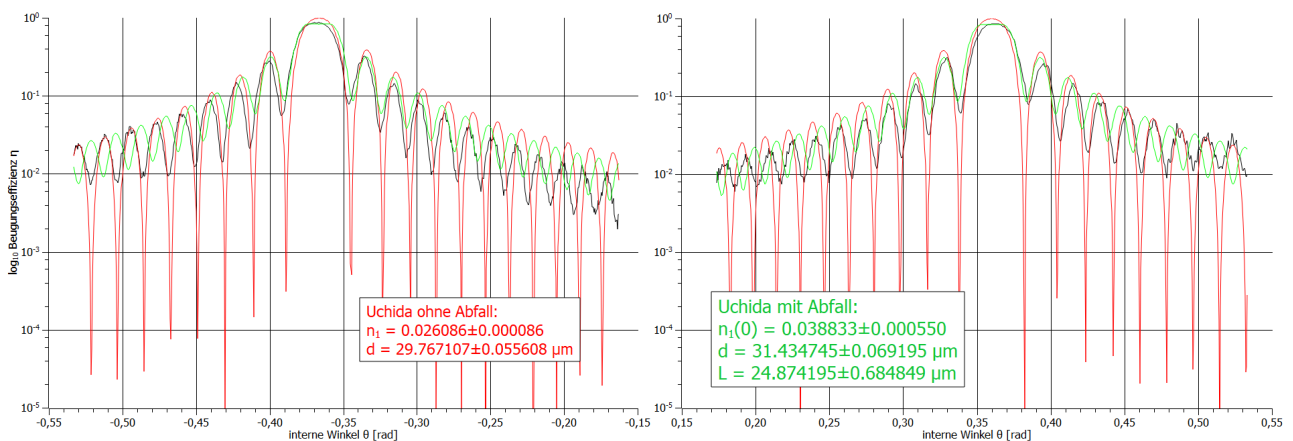


Abb. 7.10: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=508.0\text{ nm}$, Dicke $d=32\text{ }\mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=10\text{ mW}$ in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

In dieser Grafik kann man sehen, dass die Fits bei zunehmender Abweichung vom Braggwinkel nicht mehr ganz den erhaltenen Messdaten entsprechen. Nichtsdesdo trotz stimmen die erhaltenen Dicken d ziemlich genau mit der Dicke $d=32\text{ }\mu\text{m}$ zusammen.

Auch folgende Messungen lassen sich gut fitten:

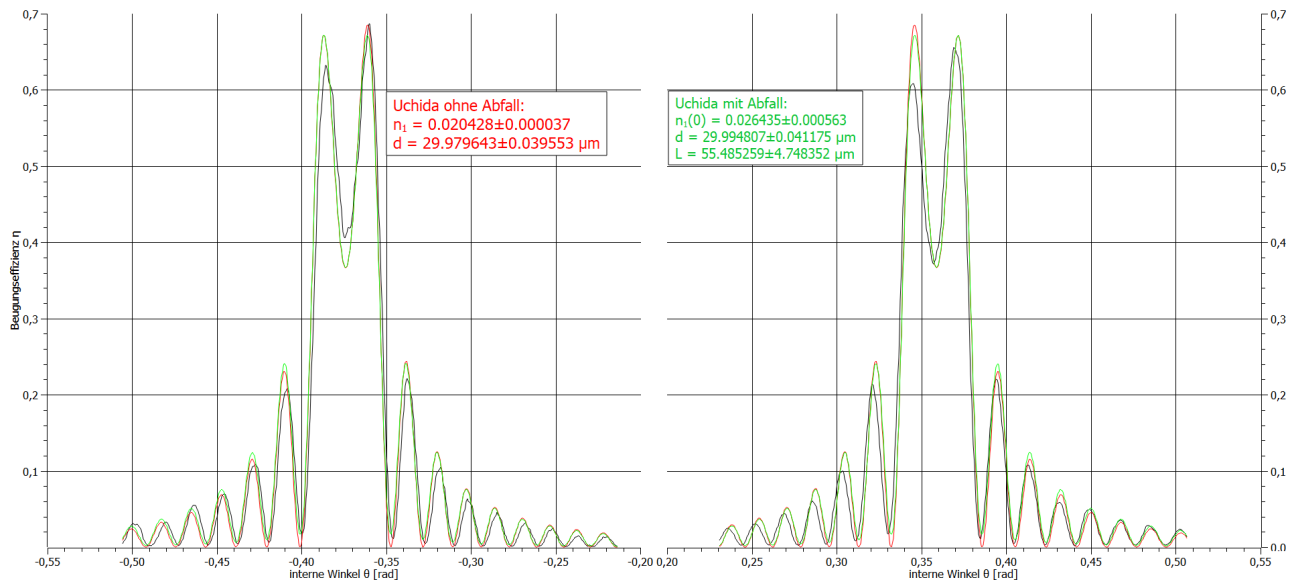


Abb. 7.11: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=504.0 \text{ nm}$, Dicke $d=32 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=30 \text{ mW}$

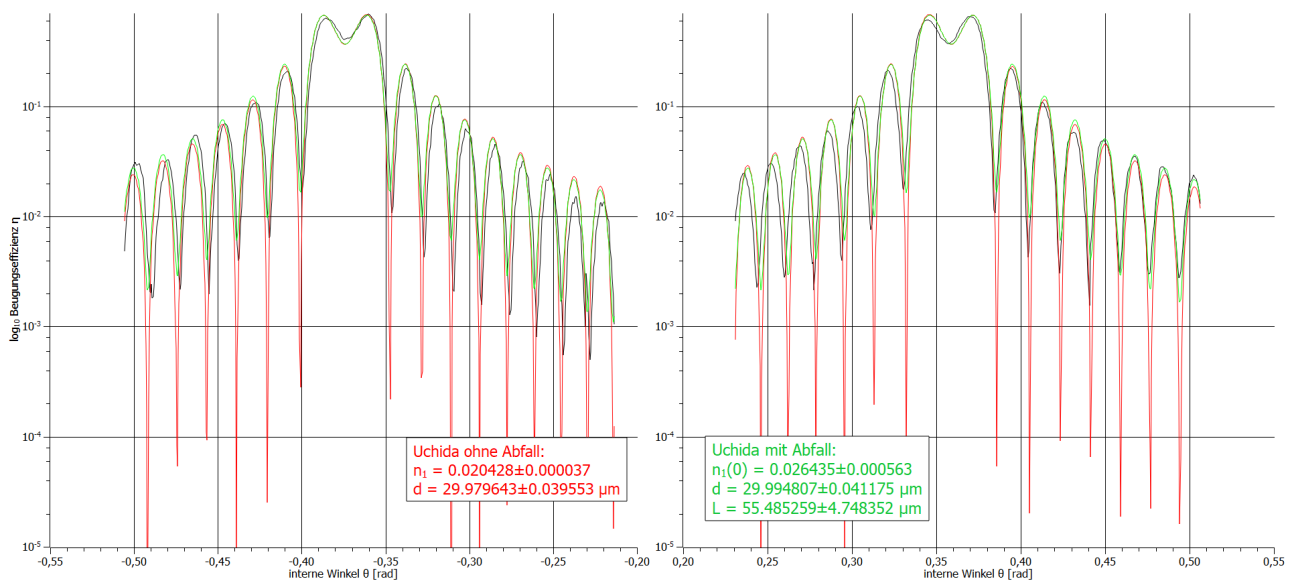


Abb. 7.12: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=504.0 \text{ nm}$, Dicke $d=32 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=30 \text{ mW}$ in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

In folgenden zwei Abbildungen passt der Fit ohne bzw. mit Abfall über den gesamten gemessenen Winkelbereich:

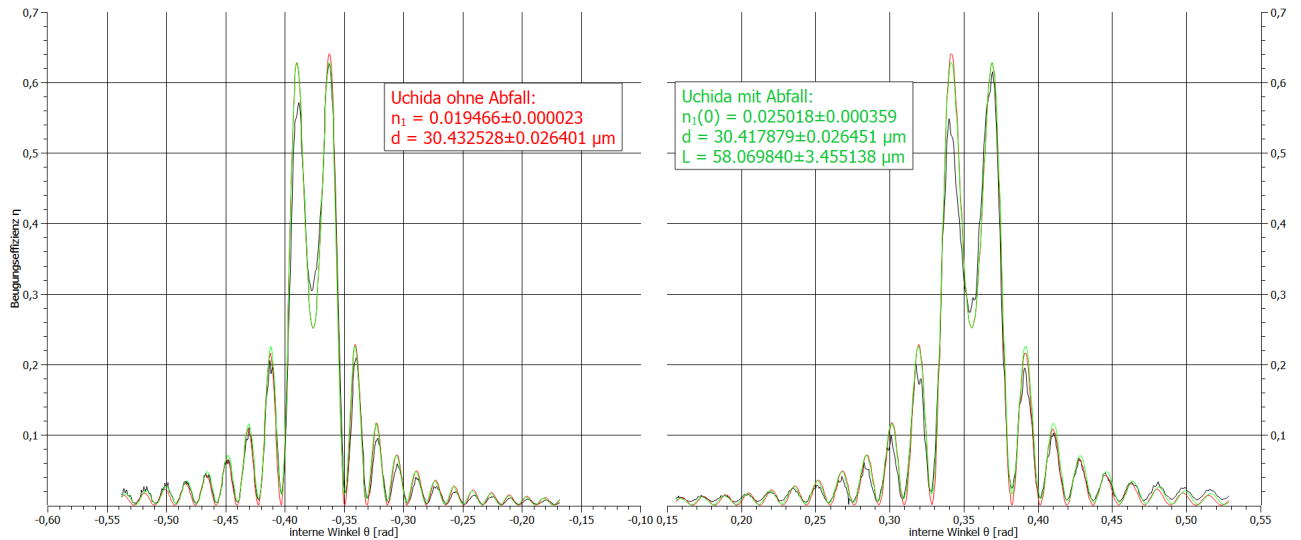


Abb. 7.13: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=505.4 \text{ nm}$, Dicke $d=32 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=50 \text{ mW}$

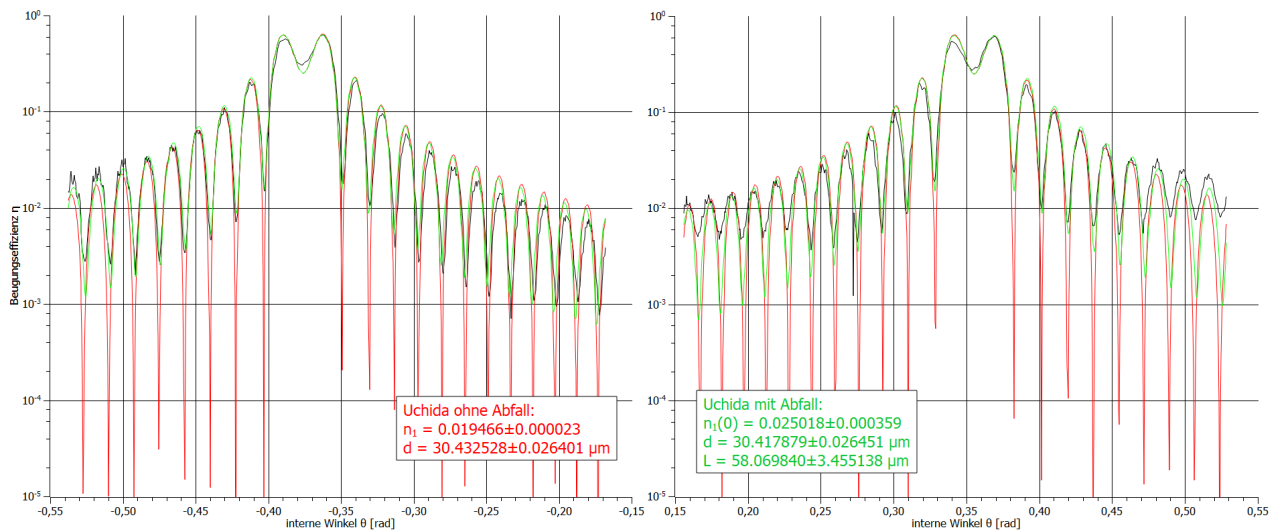


Abb. 7.14: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=505.4 \text{ nm}$, Dicke $d=32 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=50 \text{ mW}$ in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

Nun wurden Bayfolfolien der Dicke $d=50\text{ }\mu\text{m}$ herangezogen:

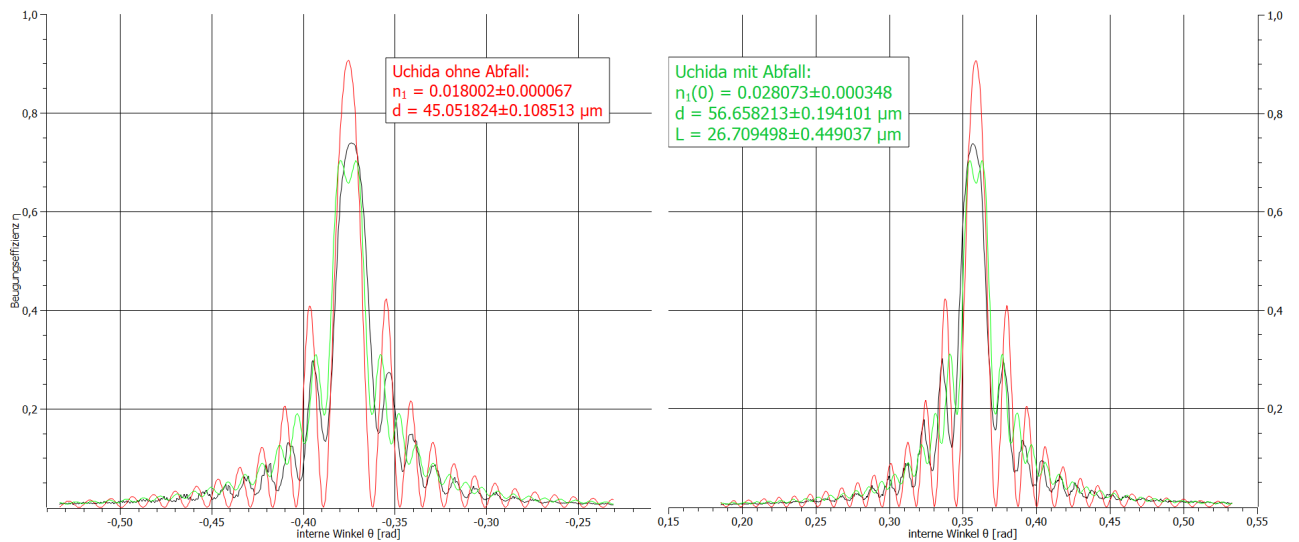


Abb. 7.15: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=503.4\text{ nm}$, Dicke $d=50\text{ }\mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=10\text{ mW}$

Man sieht, dass beim Uchidafit mit Abfall die Dicke $d=56.65\text{ }\mu\text{m}$ zu stark von der tatsächlich verwendeten Dicke $d=50\text{ }\mu\text{m}$ abweicht. Entsprechend passt auch die grüne Kurve des Fits nur wenig mit den gemessenen Daten überein. Besonders gut erkennt man dies an den Nebenmaxima des Fits im Vergleich zu den Messwerten.

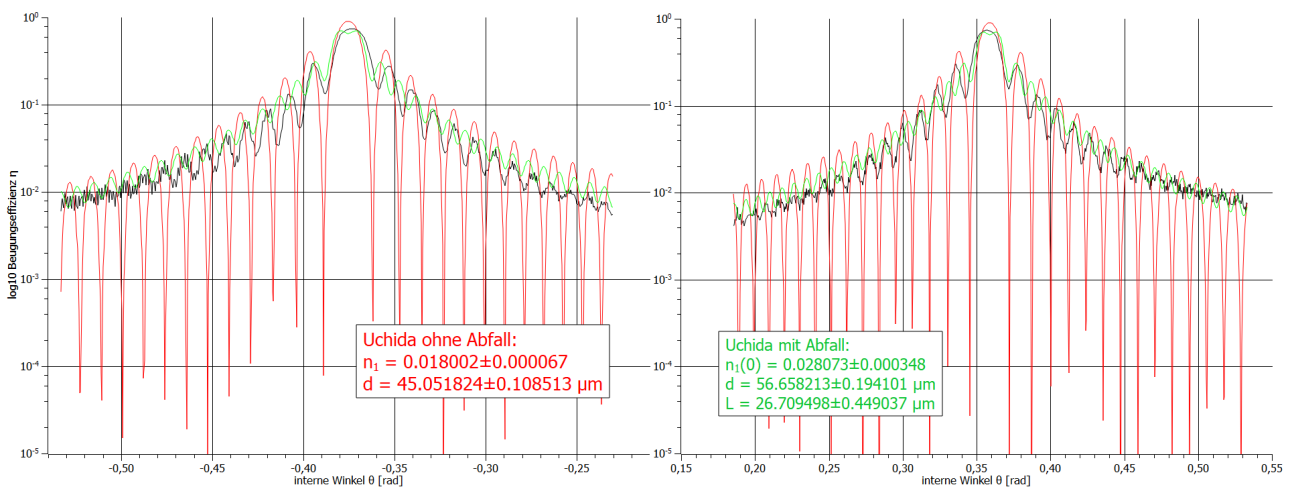


Abb. 7.16: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=503.4\text{ nm}$, Dicke $d=50\text{ }\mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=10\text{ mW}$ in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

Besser gelingt der Fit in folgenden zwei Abbildungen:

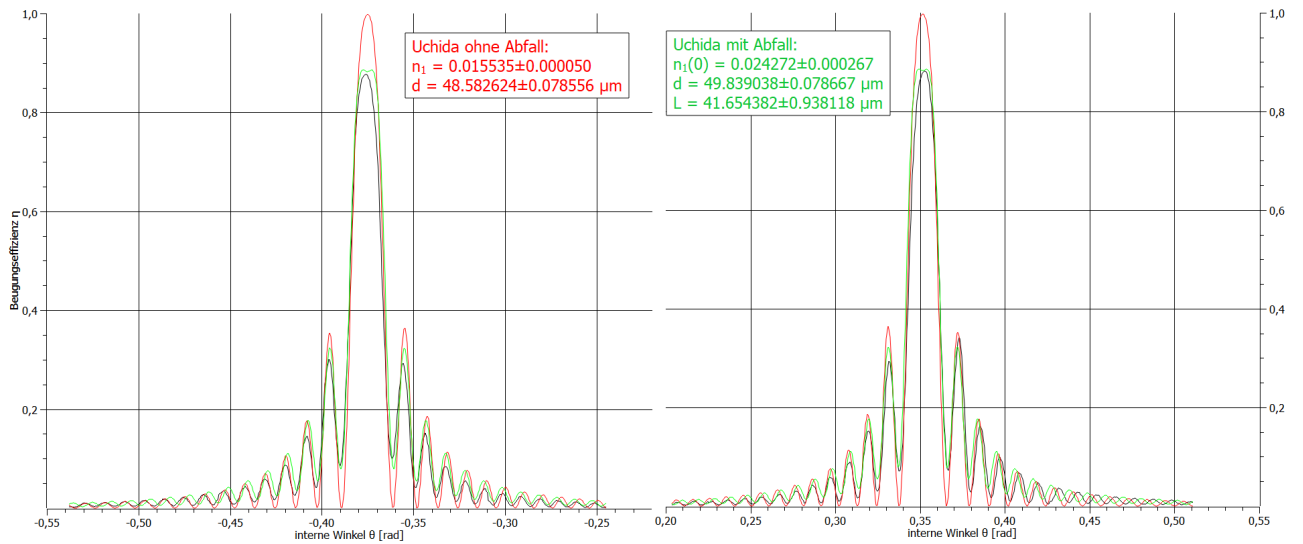


Abb. 7.17: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=507.8 \text{ nm}$, Dicke $d=50 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=30 \text{ mW}$

Beide erhaltenen Brechwertmodulationen unterscheiden sich stark voneinander, dessen Grund ist bereits in Kapitel 6.2 beschrieben.

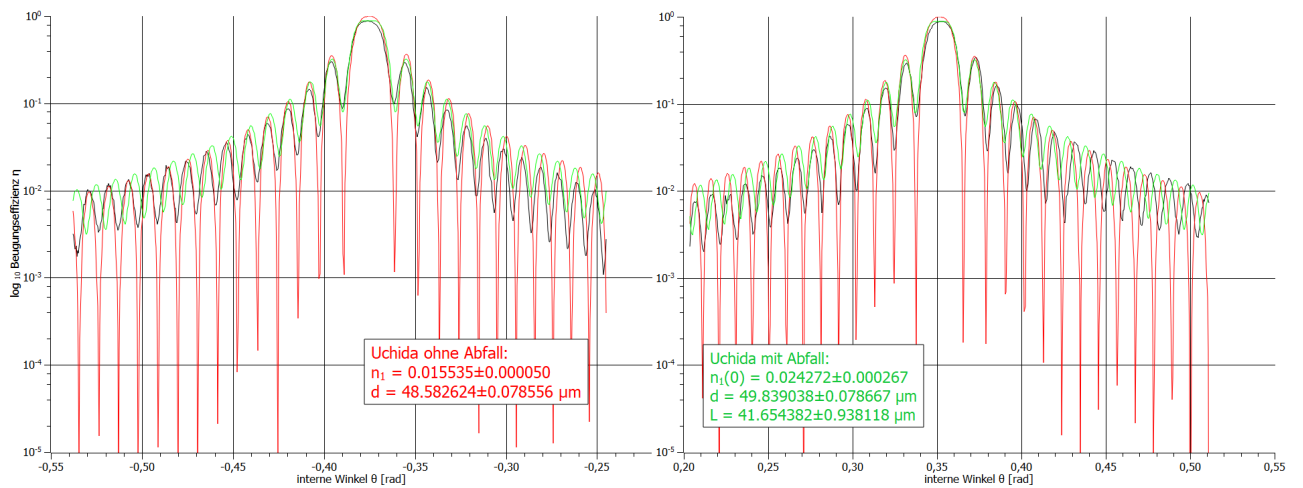


Abb. 7.18: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=507.8 \text{ nm}$, Dicke $d=50 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=30 \text{ mW}$ in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

Die letzten beiden Messungen bei einer gewünschten Gitterkonstante von $\Lambda=500$ nm werden nun präsentiert:

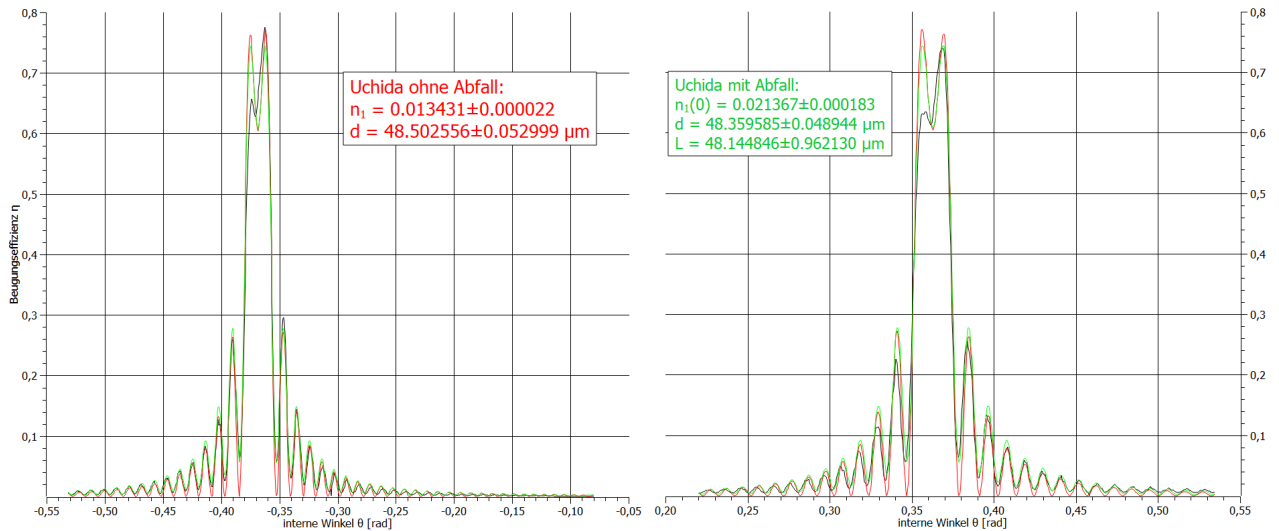


Abb. 7.19: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=504.7$ nm, Dicke $d=50$ μm , $P_{\text{out}}=50$ mW

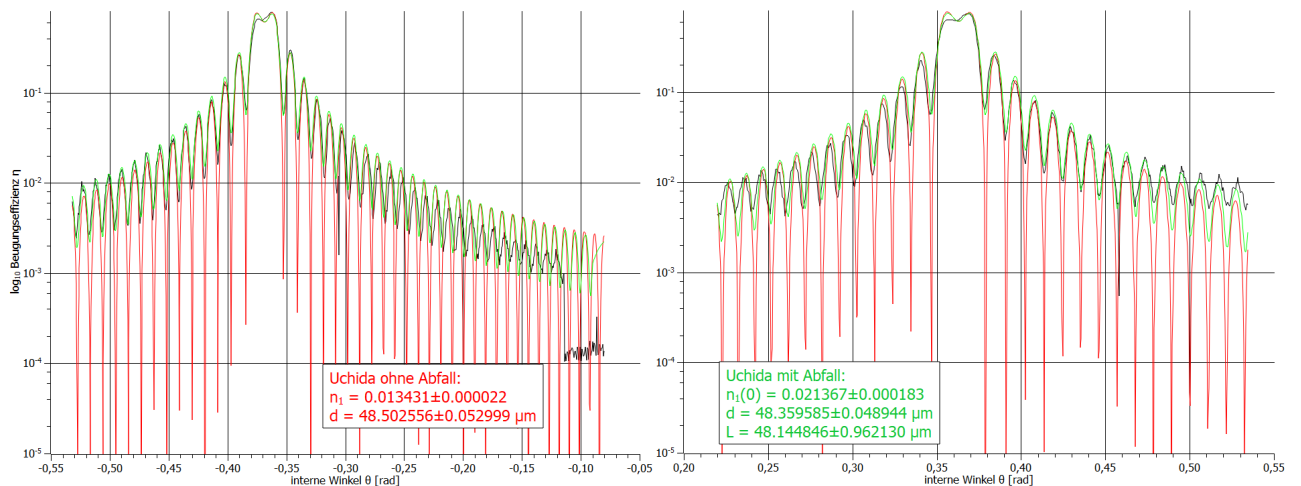


Abb. 7.20: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=504.7$ nm, Dicke $d=50$ μm , $P_{\text{out}}=50$ mW in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

Ab einem internen Winkel von $\theta=-0.11$ rad sieht man einen starken Abfall der Beugungseffizienz. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Diode nicht nachgerückt worden ist und der gebeugte Laserstrahl sich bei zunehmender Rotation der Probe aus der Diode bewegte.

Es werden nun die erhaltenen mittleren Brechwertmodulationen $\bar{n}_1$ in Abhängigkeit von der Intensität (siehe Tabelle 7) dargestellt. Dabei werden die Unsicherheiten nicht angegeben, da diese zu klein sind um in der Grafik gesehen zu werden:

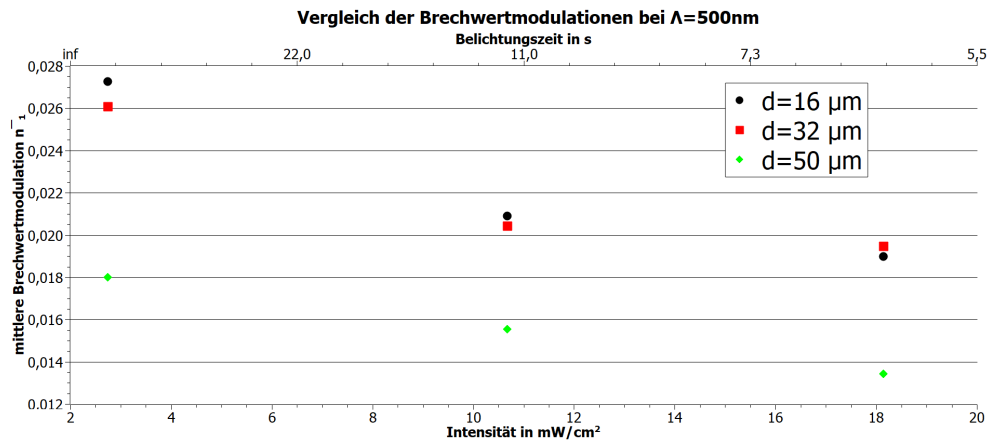


Abb. 7.21: Erhaltene Brechwertmodulationen der Uchidafits ohne Abfall: Man erkennt, dass je länger die Proben (egal welche Dicke) belichtet wurden, desto höher sind die erhaltenen Brechwertmodulationen. Zudem sind die Brechwertmodulationen bei den Dicken $16 \mu\text{m}$ und $32 \mu\text{m}$ ziemlich nahe beieinander, wobei bei den $50 \mu\text{m}$ Bayfols die Brechwertmodulationen um einiges mehr darunter liegen.

Die erhaltenen $n_1(0)$ werden in folgender Abbildung gemäß 6.3 integriert, sodass die erhaltenen Brechwertmodulationen aus beiden Fits miteinander vergleichbar sind.

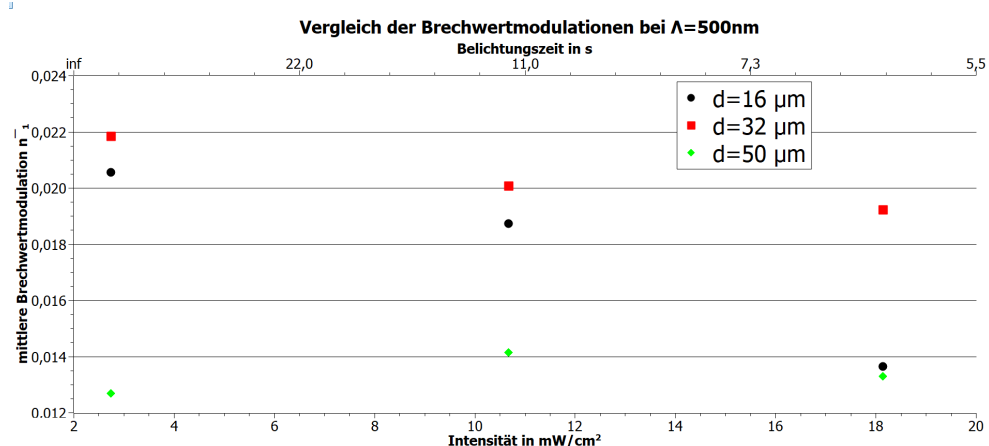


Abb. 7.22: Erhaltene Brechwertmodulationen der Uchidafits mit Abfall: Anders als beim Uchidafit ohne Abfall sind die erhaltenen Brechwertmodulationen bei der Dicke von $32 \mu\text{m}$ allesamt größer als bei der Dicke von $16 \mu\text{m}$. Auffallend ist die relativ niedrige Brechwertmodulation bei $d=16 \mu\text{m}$ und bei kürzester Belichtungszeit. Zudem sieht man bei der Dicke $d=50 \mu\text{m}$ erstmals einen Anstieg der Brechwertmodulation bei abfallender Belichtungszeit. Allerdings ist dies darauf zurückzuführen, dass bei Abbildung 7.15 der Uchidafit mit Abfall nicht sonderbar gut funktioniert hat, da die Abweichung von der herangezogenen Dicke $d=50 \mu\text{m}$ zu groß ist.

Nun werden die Ergebnisse bei einer gewünschten Gitterkonstante Λ von 350 nm präsentiert. Anmerkung: Während bei der Gitterkonstante von 500 nm für die Transmittivität Formel 4.9 herangezogen wird, ist bei der Gitterkonstante von 350 nm die Transmittivität experimentell bestimmt und für die Berechnung der Belichtungsdauern herangezogen worden. Das heißt die Intensität des Laserstrahls vor und nach der Glasplatte wird gemessen und daraus die Transmittivität berechnet, welche einen Wert von 0.86 ergibt und sich somit recht stark vom theoretischen Wert von 0.90 unterscheidet.

Der Braggwinkel für $\lambda=514$ nm beträgt

$$\Theta_B = (47.247 \pm 0.001)^\circ$$

Nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz 4.8 wird der interne Winkel ermittelt:

$$\theta_B = (29.202 \pm 0.001)^\circ$$

Der interferometrische Kontrast nach Formel 6.1 beträgt:

$$m = 0.9953$$

Die Belichtungszeiten nach Formel 4.12 und die Intensität welche nach Formel 4.11 auf die Probe für eine Dosis $D=110 \text{ mJ/cm}^2$ trifft, werden nun aufgelistet:

P_{out} [mW]	Belichtungszeit [s]	Intensität [mW/cm ²]
10	45.15	2.53
30	10.83	10.57
50	6.55	17.48

In derselben Reihenfolge wie bei der gewünschten Gitterkonstante von $\Lambda=500$ nm werden nun die Messergebnisse bei einer gewünschten Gitterkonstante von $\Lambda=350$ nm samt Fits präsentiert:

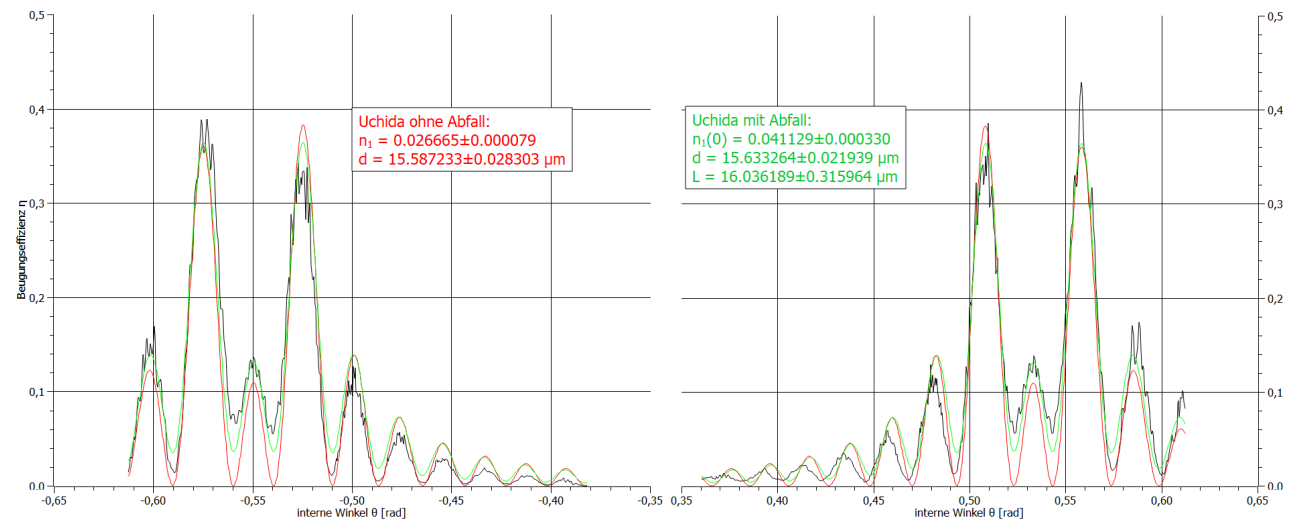


Abb. 7.23: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=350.4$ nm, Dicke $d=16 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=10$ mW

Von allen durchgeführten Experimenten und dadurch erhaltenen Beugungsmodulationen ist der aus dieser Grafik erhaltene Wert beim Uchidafit mit Abfall der größte mit $n_1(0)=0.041$.

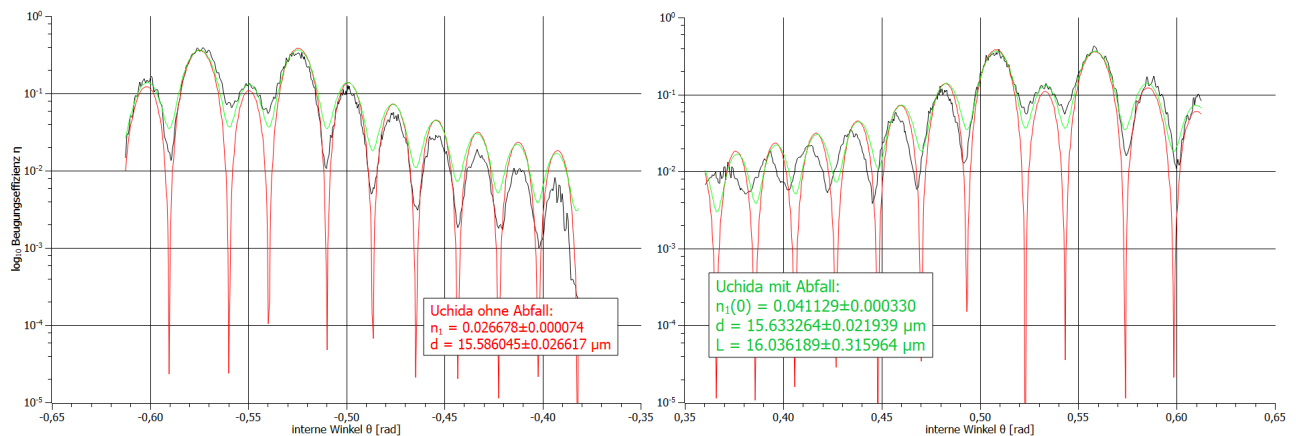


Abb. 7.24: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=350.4$ nm, Dicke $d=16 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=10$ mW in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

Betrachte folgende zwei Abbildungen:

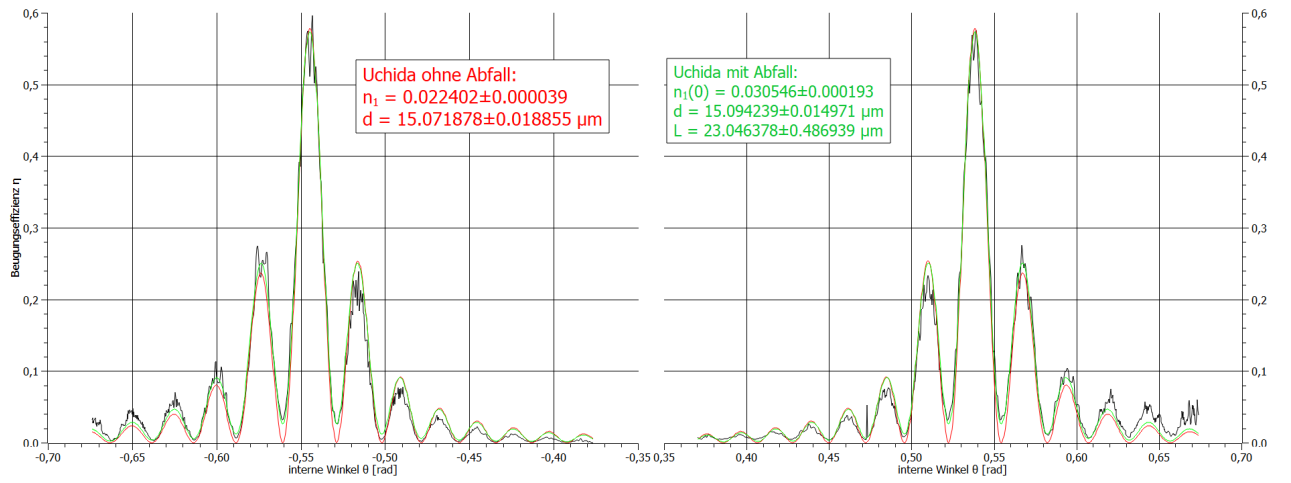


Abb. 7.25: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=350.3$ nm, Dicke $d=16$ μm , $P_{\text{out}}=30$ mW

Bei den einzelnen Beugungsmaxima ist die rasche Oszillation der Intensität am besten sichtbar.

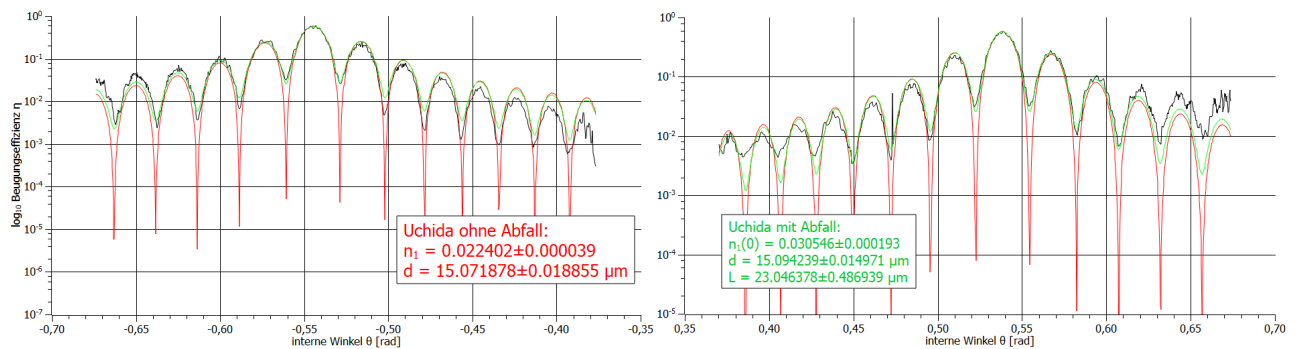


Abb. 7.26: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=350.3$ nm, Dicke $d=16$ μm , $P_{\text{out}}=30$ mW in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

In den zwei folgenden Abbildungen erkennt man, dass die gemessene Intensität ab einem Winkel $\theta=0.63$ rad und $\theta=-0.67$ rad plötzlich stark zugenommen hat. Dies ist auf eine Rückreflektion des Laserstrahls im Laborraum zurückzuführen, die von der Diode gemessen wurde.

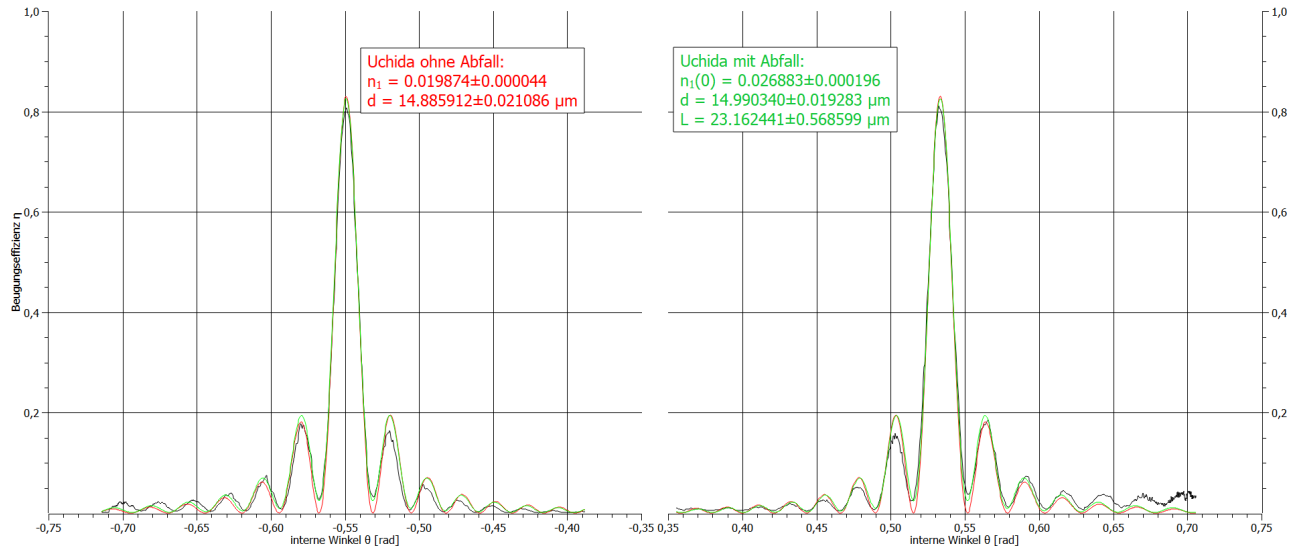


Abb. 7.27: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=350.4$ nm, Dicke $d=16 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=50$ mW

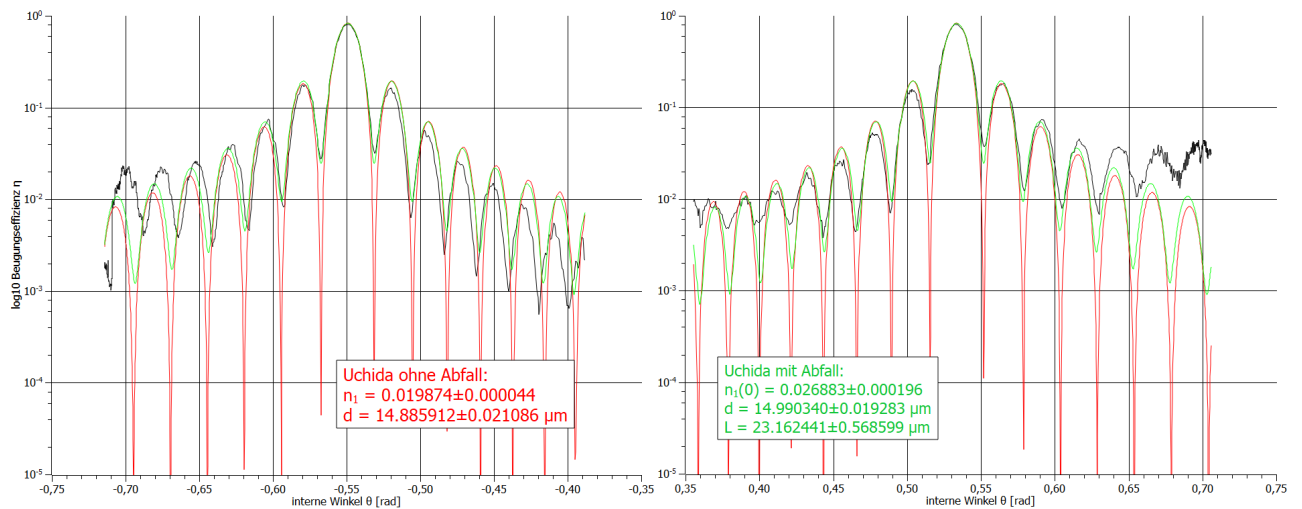


Abb. 7.28: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=350.4$ nm, Dicke $d=16 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=50$ mW in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

Bei folgenden Parametern konnte nur ein Uchidafit ohne Abfall gemacht werden, da der Uchidafit mit Abfall eine fast doppelt so große Dicke ausgegeben hatte:

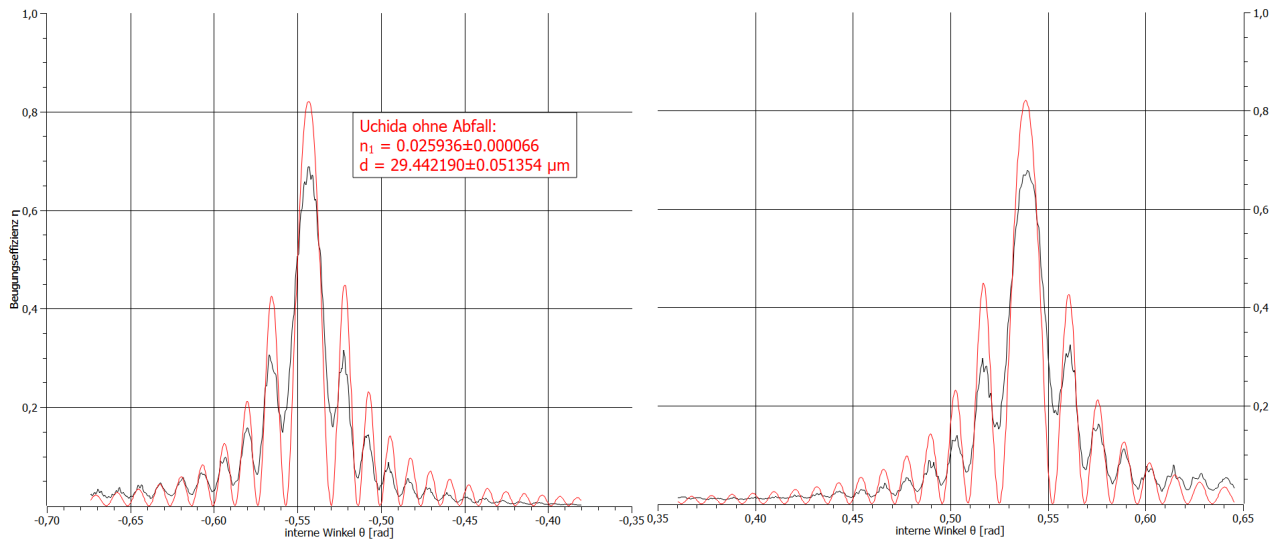


Abb. 7.29: Uchidafit **ohne** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=350.7 \text{ nm}$, Dicke $d=32 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=10 \text{ mW}$

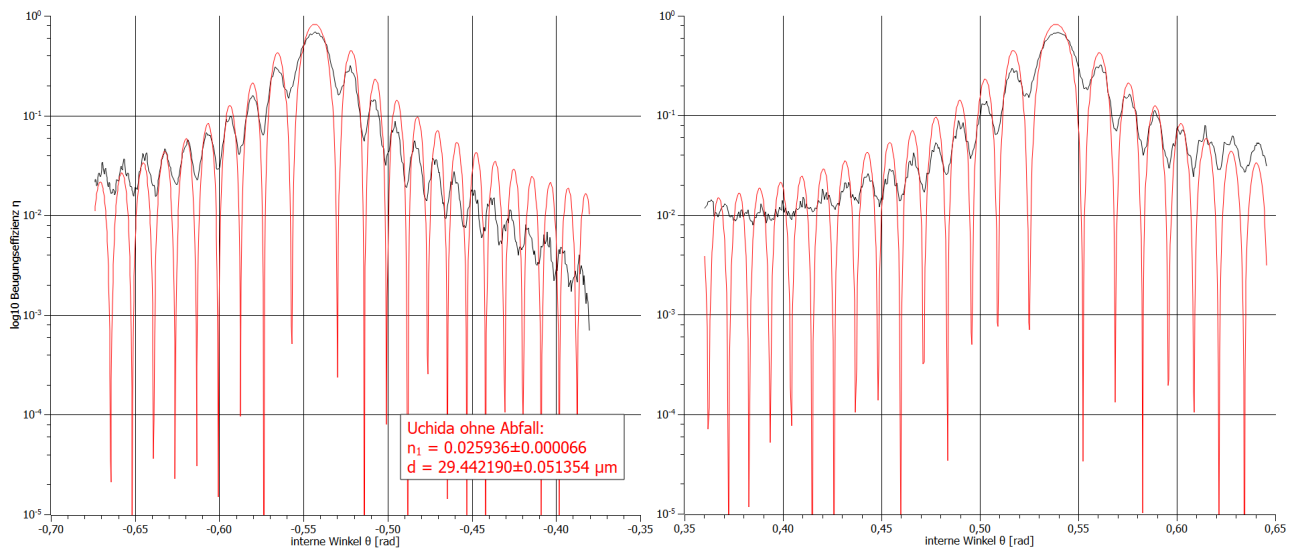


Abb. 7.30: Uchidafit **ohne** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=350.7 \text{ nm}$, Dicke $d=32 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=10 \text{ mW}$ in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

Auch in den nächsten beiden Abbildungen gab es Rückreflektionen des Laserstrahls im Laborraum, sodass ab Winkel $\theta = -0.65$ rad und $\theta = 0.6$ rad es zu einem starken Intensitätsanstieg kommt.

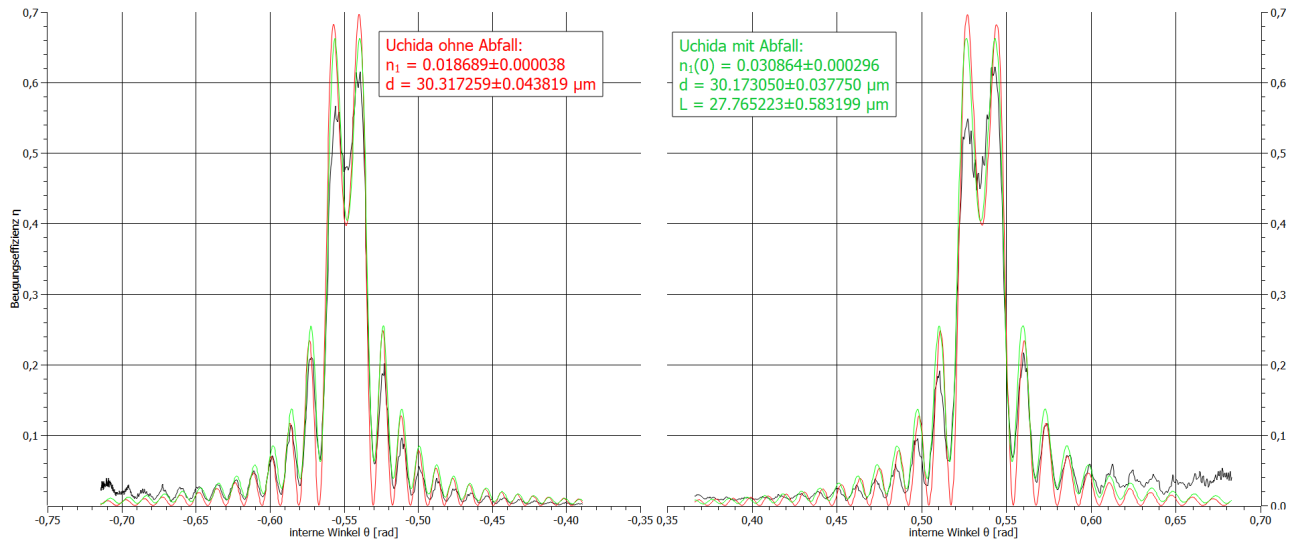


Abb. 7.31: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda = 350.4$ nm, Dicke $d = 32 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}} = 30$ mW

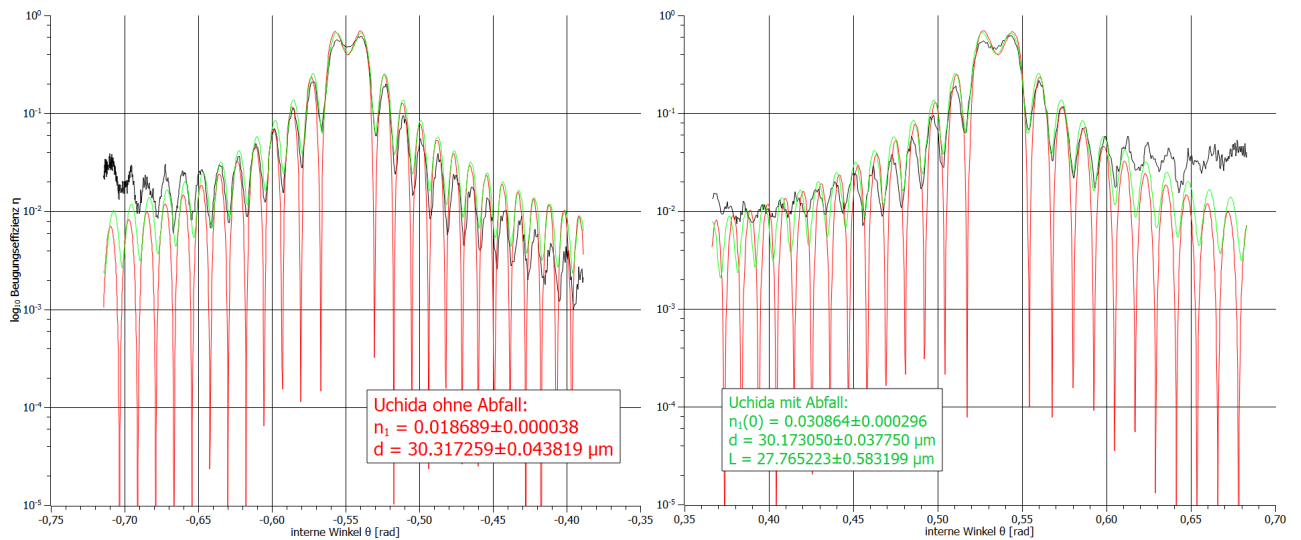


Abb. 7.32: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda = 350.4$ nm, Dicke $d = 32 \mu\text{m}$, $P_{\text{out}} = 30$ mW in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

Nur der Uchidafit ohne Abfall ergab sinnvolle Werte für die Dicke d:

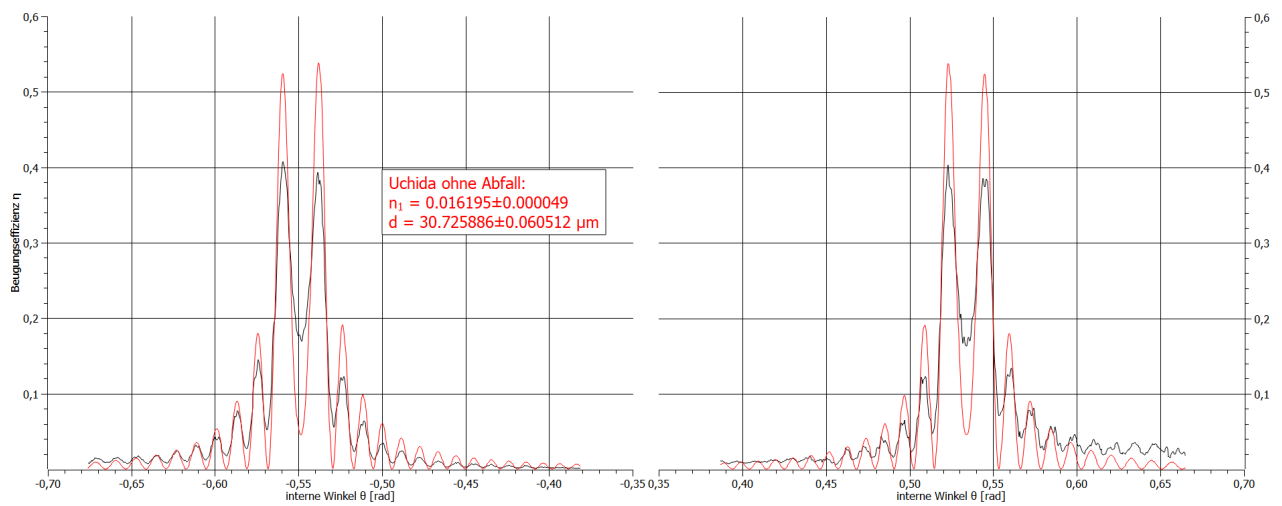


Abb. 7.33: Uchidafit **ohne** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=350.4$ nm, Dicke $d=32$ μm , $P_{\text{out}}=50$ mW

Ab $\theta=0.6$ rad steigt die Intensität erneut stark an (Rückreflektion).

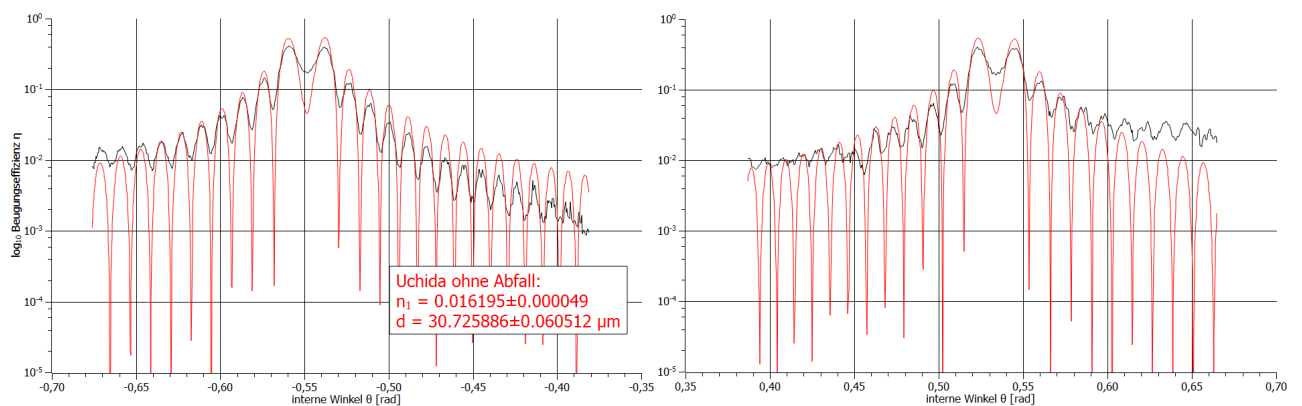


Abb. 7.34: Uchidafit **ohne** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=350.4$ nm, Dicke $d=32$ μm , $P_{\text{out}}=50$ mW in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

Man erkennt in folgenden Abbildungen kaum noch Nebenmaxima-minima. Dementsprechend schwierig ist es auch die Fits zu realisieren. Folglich wird nur der Uchidafit ohne Abfall aufgetragen.

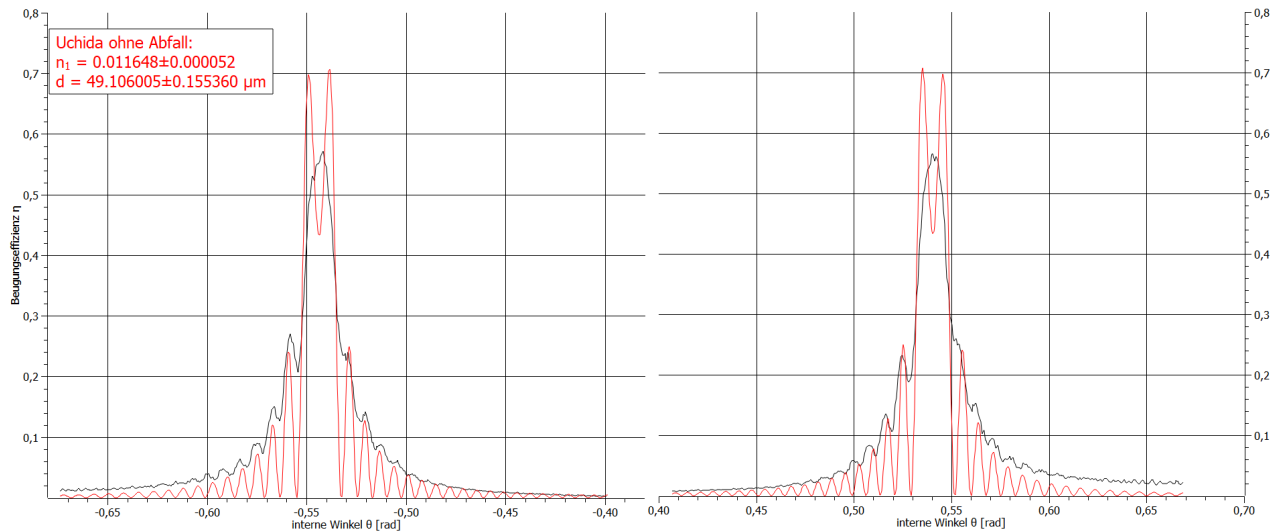


Abb. 7.35: Uchidafit **ohne** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=350.5$ nm, Dicke $d=50$ μm , $P_{\text{out}}=10$ mW

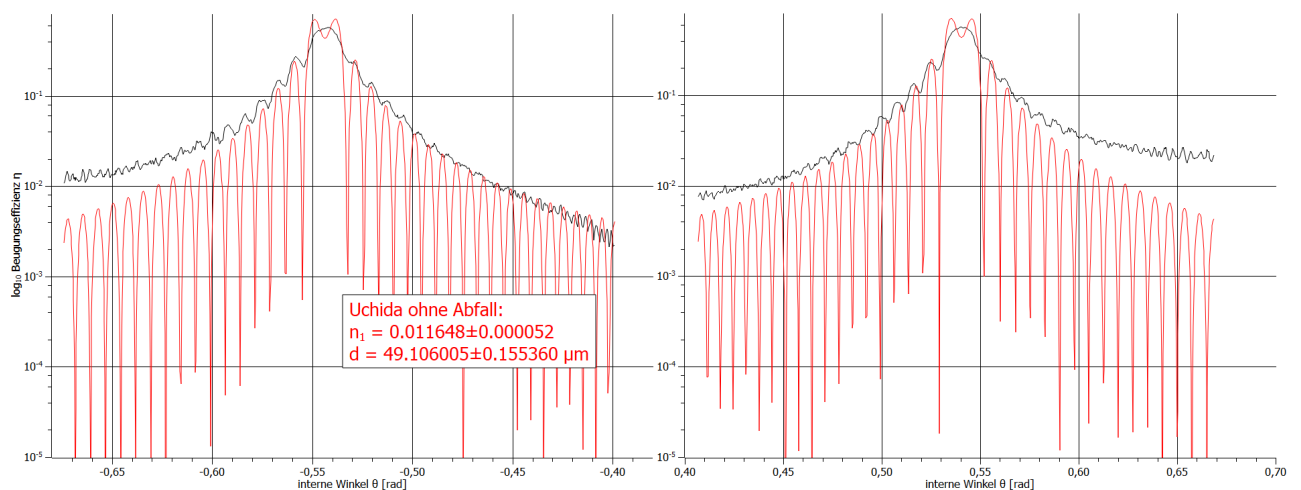


Abb. 7.36: Uchidafit **ohne** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=350.5$ nm, Dicke $d=50$ μm , $P_{\text{out}}=10$ mW in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

In den äußeren Winkelbereichen nimmt die Intensität wieder stark zu, was auf eine Rückreflektion zurückzuführen ist.

Hier ist der Uchidafit mit Abfall weder schlecht noch gut, da er einen Wert für die Dicke d von $d=52.97\text{ }\mu\text{m}$ ergibt. Zudem sieht man, dass die Nebenmaxima des Fits und der Messungen nicht genau übereinstimmen:

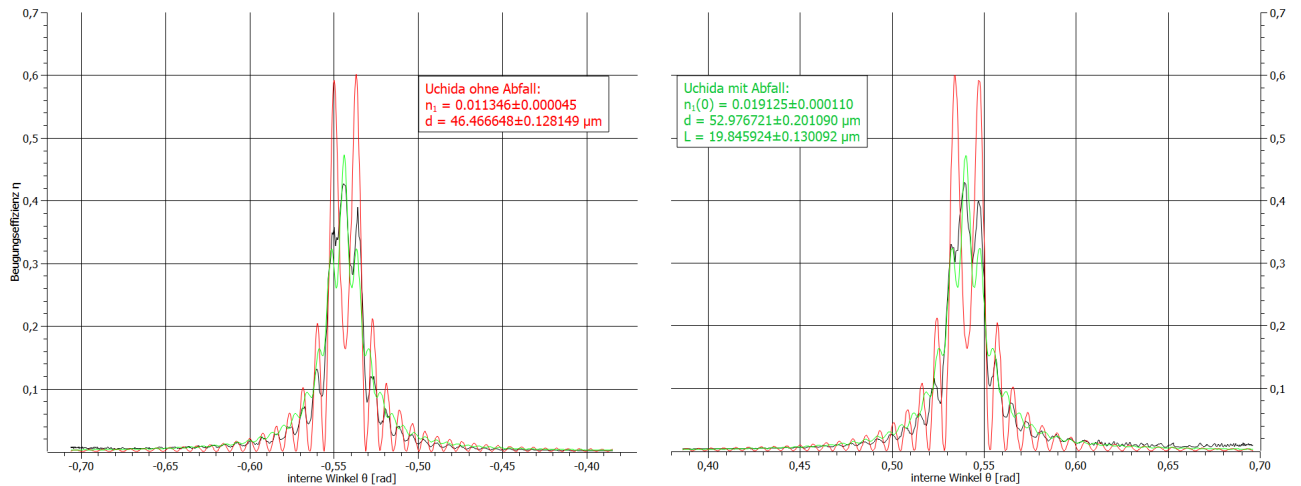


Abb. 7.37: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=349.9\text{ nm}$, Dicke $d=50\text{ }\mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=30\text{ mW}$

Besonders gut sieht man in folgender Abbildung den erneuten Anstieg der Intensität in äußeren Winkelbereichen (Rückreflektion), sowie dass die Nebenmaxima beim Fit ohne Abfall besser mit den Nebenmaxima der Messwerte übereinstimmen als beim Fit mit Abfall.

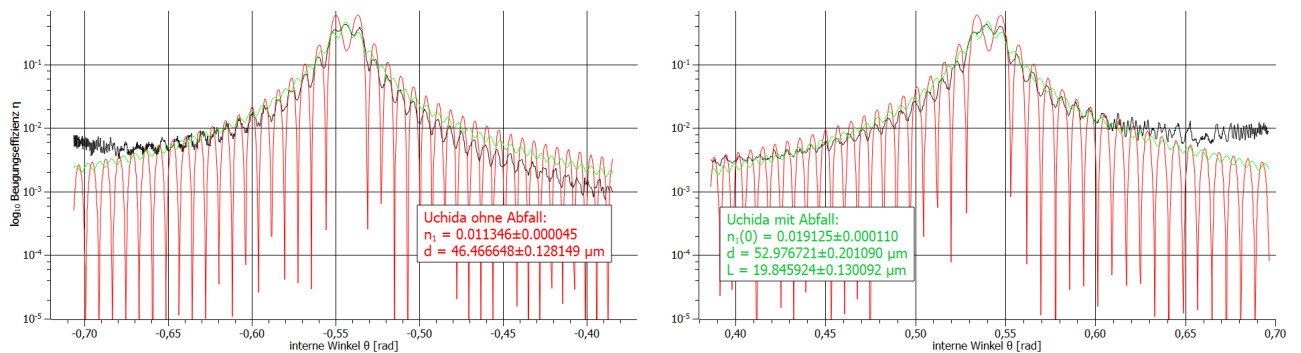


Abb. 7.38: Uchidafit **ohne** und **mit** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=349.9\text{ nm}$, Dicke $d=50\text{ }\mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=30\text{ mW}$ in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

Im folgenden letzten Messergebnis ist aufgrund der erhaltenen Beugungseffizienz eine Auswertung mit dem Uchidafit sei es ohne oder mit Abfall sehr schwierig. Der Uchidafit mit Abfall hat Dicken von über $100\text{ }\mu\text{m}$ herausgegeben, sodass nun nur der Uchidafit ohne Abfall präsentiert wird:

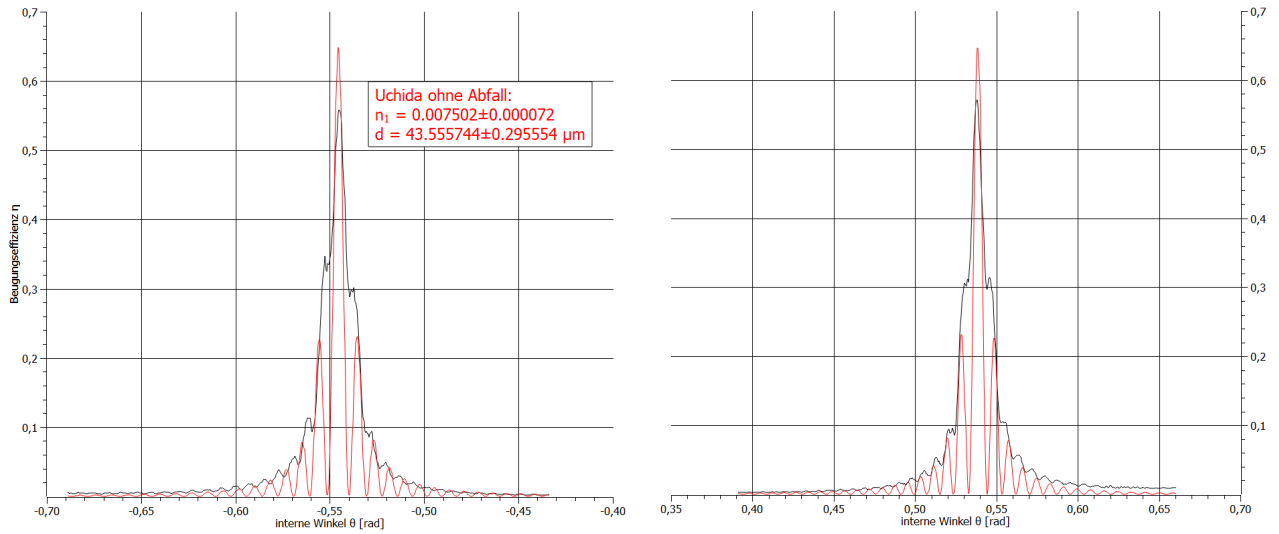


Abb. 7.39: Uchidafit **ohne** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=350.1\text{ nm}$, Dicke $d=50\text{ }\mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=50\text{ mW}$

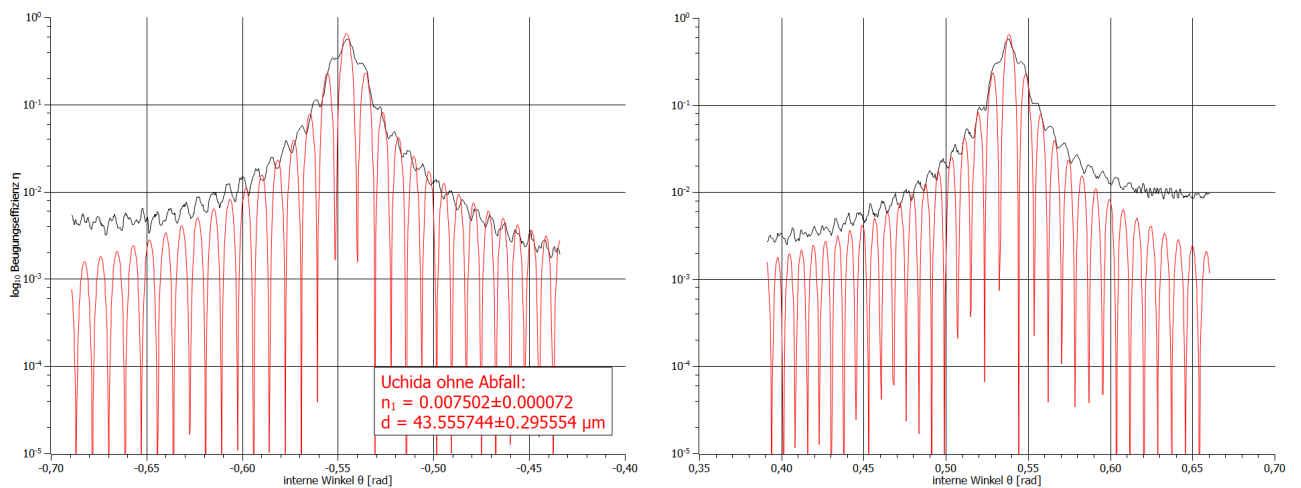


Abb. 7.40: Uchidafit **ohne** Abfall bei einer Gitterkonstante $\Lambda=350.1\text{ nm}$, Dicke $d=50\text{ }\mu\text{m}$, $P_{\text{out}}=50\text{ mW}$ in logarithmischer Skalierung des Beugungswirkungsgrades η

Es werden erneut nun die erhaltenen mittleren Brechwertmodulationen $\bar{n}_1$ ohne Unsicherheiten in Abhängigkeit von der Intensität (siehe Tabelle 7) dargestellt:

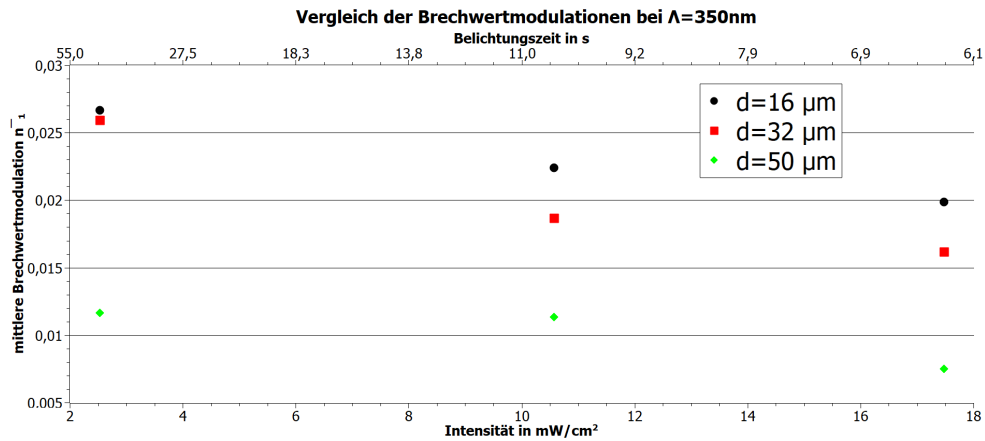


Abb. 7.41: Erhaltene Brechwertmodulationen der Uchidafits ohne Abfall: Genau wie bei der Gitterkonstante $\Lambda=500\text{nm}$ sinken die Brechwertmodulationen bei kürzeren Belichtungszeiten. Die Brechwertmodulation bei der Dicke $d=50\text{ }\mu\text{m}$ und bei $I=10.57\text{ mW}/\text{cm}^2$ ist fast identisch wie der Wert bei derselben Dicke mit $I=2.53\text{ mW}/\text{cm}^2$, jedoch funktionierte dort der Fit nicht so gut (herausgegeben wurde eine Dicke $d=46.46\text{ }\mu\text{m}$, siehe Abbildung 7.37)

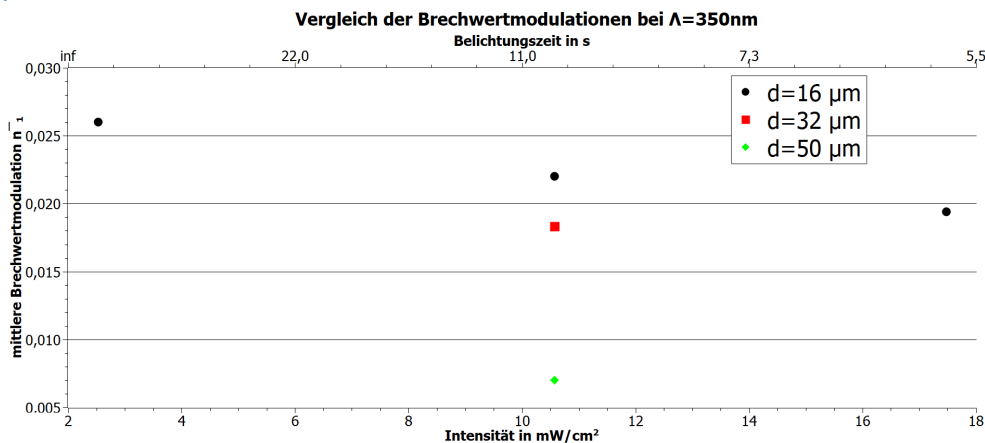


Abb. 7.42: Erhaltene Brechwertmodulationen der Uchidafits mit Abfall: Leider konnten hier nicht viele Uchidafits mit Abfall realisiert werden, da absurde Ergebnisse für die Dicke erhalten wurden. Jedoch erkennt man auch hier zumindest bei der Dicke $d=16\text{ }\mu\text{m}$, dass die Brechwertmodulationen bei abnehmender Belichtungszeit ebenfalls sinken.

7.1 Weitere Untersuchungen

In einem der ersten durchgeführten Experimente (betrachte die folgende Abbildung) ist ein Einbruch der transmittierten Intensität bei orthogonalem Einfall (0°) sichtbar. Um Erklärungen dafür zu finden, wurden weitere Experimente durchgeführt, die im Anschluss beschrieben werden:

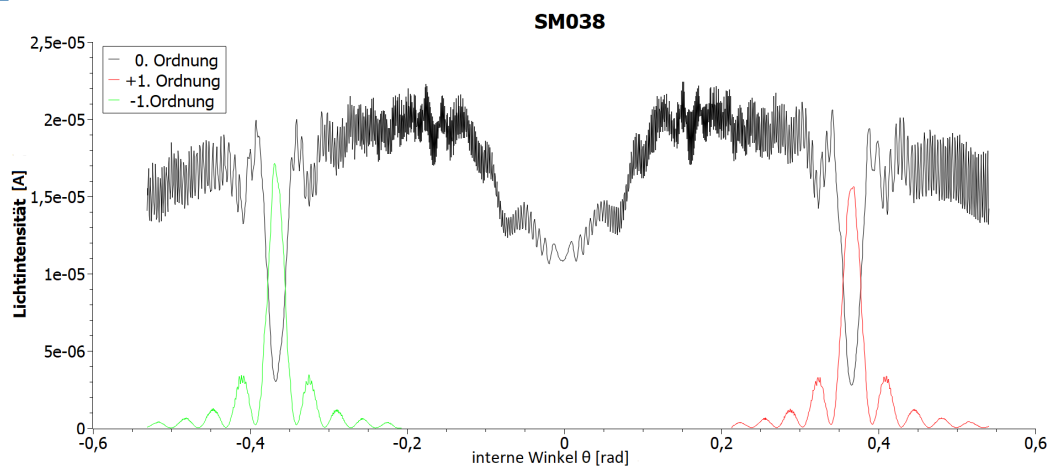


Abb. 7.43: Bei einer Gitterkonstante $\Lambda=503.6$ nm, Dicke $d=16$ μ m, $P_{\text{out}}=30$ mW ist ein Einbruch der transmittierten Intensität bei orthogonalem Einfall (0°) sichtbar.

- 1) Man erkennt rasche Oszillationen der Intensität nullter Ordnung (schwarzer Linienverlauf in der Abbildung 7.43). Dies ist auf die Mehrfachreflexion an der Grenzfläche Luft-Probe (vorne) und Probe-Luft (hinten) zurückzuführen. Die einzelnen Teilstrahlen die an den 2 planaren Grenzflächen reflektieren bzw. transmittieren, interferieren miteinander und je nachdem ob konstruktive oder destruktive Interferenz vorliegt gibt es positive oder negative Intensitätsausschläge.
- 2) Es ist sichtbar, dass die Intensität nullter Ordnung bei zunehmendem Betrag des Winkels abnimmt. Dafür gibt es zweierlei Erklärungen:

- Bei zunehmender Rotation der Probe um den Winkel Θ nimmt deren Dicke d , welche der Laserstrahl durchdringt, um den Faktor $\frac{1}{\cos(\Theta)}$ zu. Die transmittierte Intensität I_T ergibt sich bei einer Ausgangsintensität I_0 und einem Absorptionskoeffizienten α , zu:

$$I_T = \frac{I}{I_0} = e^{-\alpha d / \cos(\Theta)}$$

Da die Dicke d bei den vorliegenden Experimenten jedoch sehr klein (2 Glasplatten und enthaltene Probe ergeben eine Dicke im mm-Bereich) ist, wird die Absorption nur wenig Einfluss auf die transmittierte Intensität haben.

- Einen weitaus größeren Einfluss hat die Reflektivität. Nach [6] ist der nach Fresnel benannte Reflexionskoeffizient für σ -polarisiertes Licht:

$$r_\sigma = \frac{n_L \cos(\Theta) - n_G \cos(\theta)}{n_L \cos(\Theta) + n_G \cos(\theta)}$$

, wobei $\cos(\theta)$ nach 4.10 berechnet wird und n_L dem Brechwert von Luft und n_G jenem von Glas entspricht. Die Reflektivität R_σ ist:

$$R_\sigma = |r_\sigma|^2$$

Betrachte die folgende Abbildung:

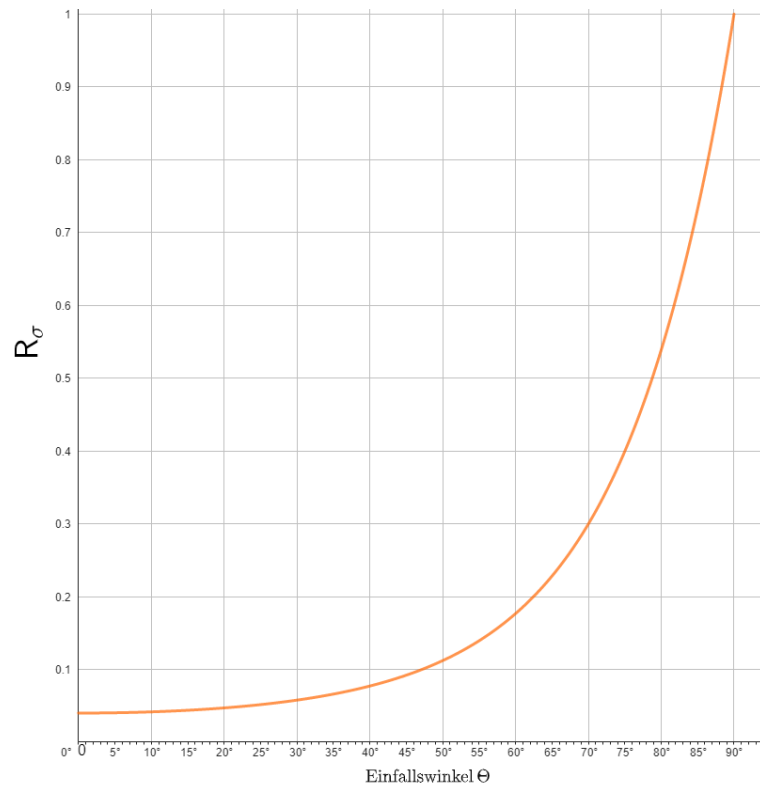


Abb. 7.44: Reflektivität für σ -polarisiertes Licht in Abhängigkeit vom Einfallswinkel Θ mit $n_L=1$ und $n_G=1.5$

Aus der Abbildung 7.44 erkennt man, dass bei zunehmenden Einfallswinkel Θ die Reflektivität steigt und dadurch die transmittierte Intensität sinkt.

Eine weitere Untersuchung wurde durchgeführt, um zu überprüfen ob der Intensitätsabfall bei steigendem Einfallswinkel durch irgendwelche Interferenzerscheinungen hervorgerufen wird. Dazu wurde eine Bayfolfolie mit nur einem Teilstrahl und unter orthogonalem Einfall, beleuchtet.

Folgender Aufbau liegt vor:

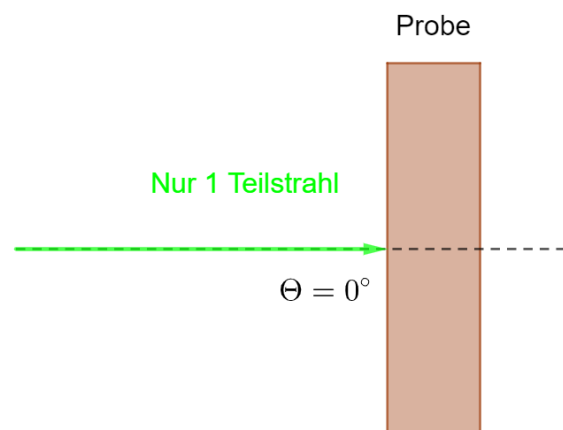


Abb. 7.45: Die Probe wird mit nur einem Teilstrahl bei einem Einfallswinkel von $\Theta=0^\circ$ beleuchtet.

Folgendes Ergebnis wurde erhalten:

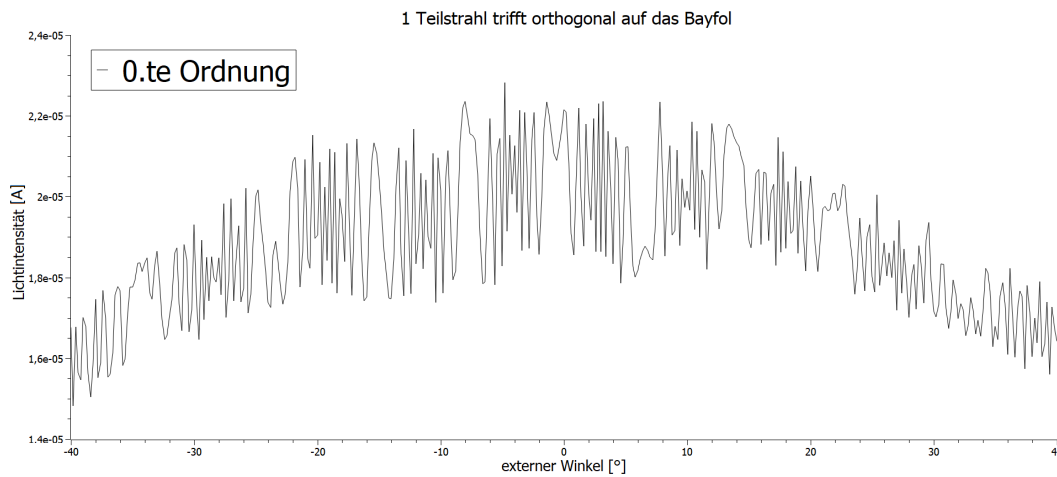


Abb. 7.46: Die Intensität nimmt bei zunehmenden Betrag des Winkels trotz Beleuchtung mit nur einem Teilstrahl bei orthogonalem Einfall ab.

Man sieht also, dass diese Abnahme der Intensität alleine auf die Rotation der Probe zurückzuführen ist und keineswegs durch irgendwelche Interferenzerscheinungen, welche bei Beleuchtung von 2 Teilstrahlen berücksichtigt werden müssten.

3) Aus Abbildung 7.43 erkennt man neben den gewünschten transmittierten Intensitätsabfällen am Braggwinkel $\theta_{\pm B} = \pm 0.38$ rad welche durch das geschriebene Transmissionsgitter zu erklären sind, den bereits beschriebenen Einbruch der Intensität bei orthogonalem Einfall (0°) des Laserstrahls. Dies wurde genauer untersucht. Vermutet werden unwillentlich geschriebene Reflexionsgitter, die zusätzlich neben den Transmissionsgitter geschrieben wurden. Um dieser Vermutung nachzugehen, trifft nun nur ein Teilstrahl unter dem Braggwinkel ($\Theta_B = (30.930 \pm 0.001)^\circ$) auf das Bayfol. Folgende Situation liegt vor:

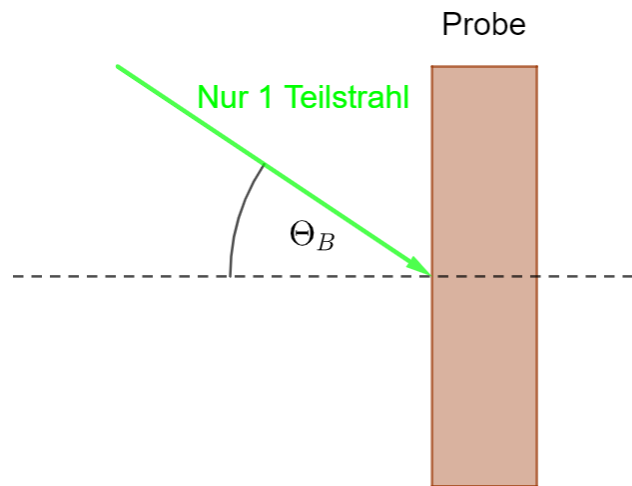


Abb. 7.47: Die Probe wird mit nur einem Teilstrahl bei dem Braggwinkel Θ_B für eine gewünschte Gitterkonstante von $\Lambda = 500$ nm beleuchtet.

Die Rekonstruktion zeigt folgenden Intensitätsverlauf bei der nullten Ordnung:

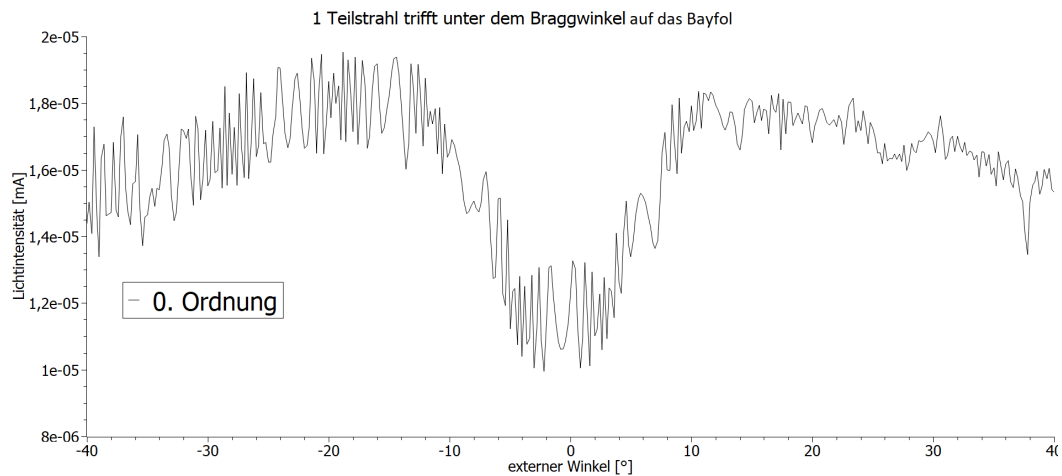


Abb. 7.48: Trotz Beleuchtung mit nur einem Teilstrahl gibt es einen starken Intensitätsabfall um den Nullwinkel welcher nicht durch die geschriebenen Transmissionsgitter erklärt werden kann.

Auch bei Beleuchtung mit nur einem Teilstrahl ist sichtbar, dass die transmittierte Intensität deutlich sinkt.

Nun wurde folgender Aufbau beim Schreibvorgang verwendet, um zu sehen wie der Intensitätsverlauf bei gekippten geschriebenen Gittern aussieht:

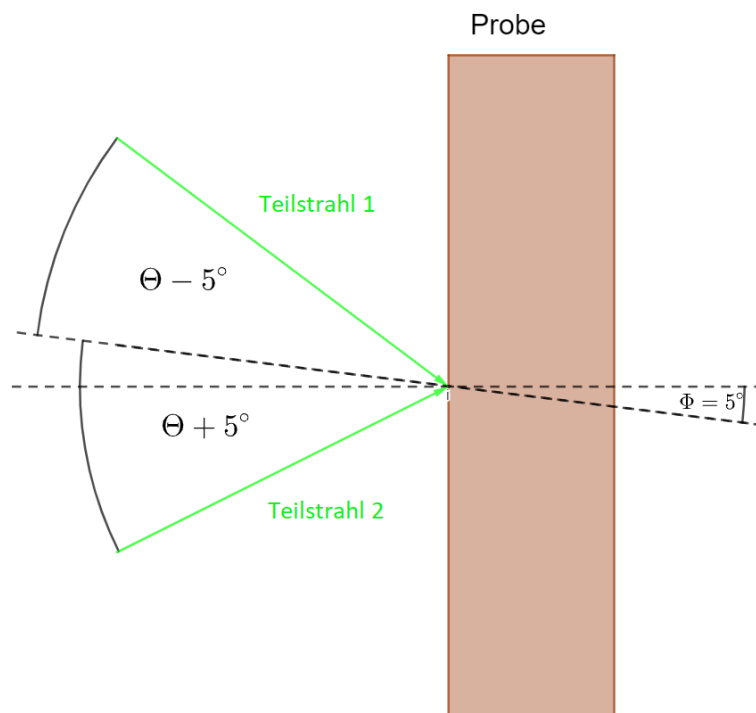


Abb. 7.49: Zwei Teilstrahlen schreiben gekippte Gitter

Folgendes Ergebnis liegt vor:

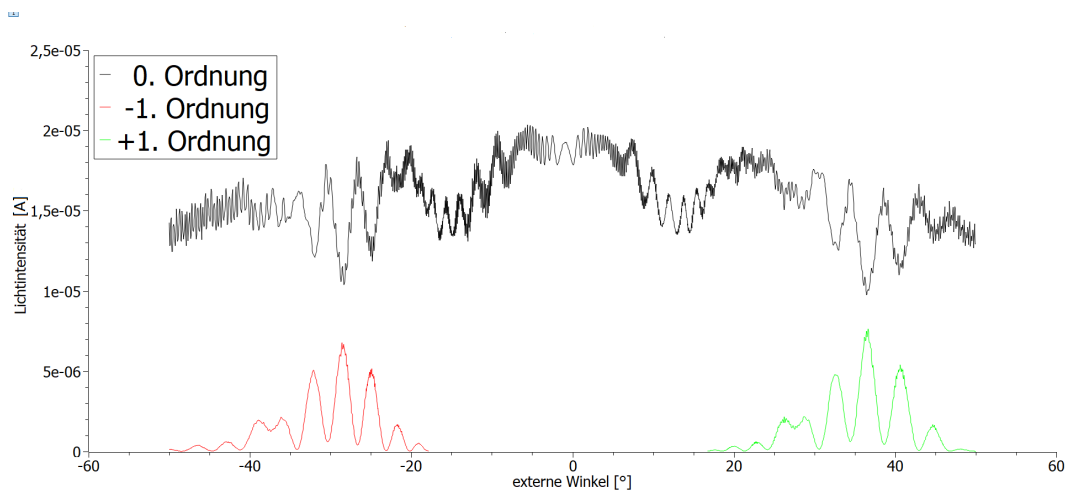


Abb. 7.50: Betrachtet man die gemessene Intensität an der nullten Ordnung, so sieht man, dass es neben den erwarteten Intensitätseinbrüchen am und um den Braggwinkel es weitere Abnahmen bei kleineren Winkeln gibt. Außerdem gibt es nun keinen Intensitätseinbruch mehr am Nullwinkel.

Zu guter Letzt wird anstatt der Rotation der Probe um 5° die Probe um den Gittervektor rotiert. Folgendes Ergebnis liegt vor:

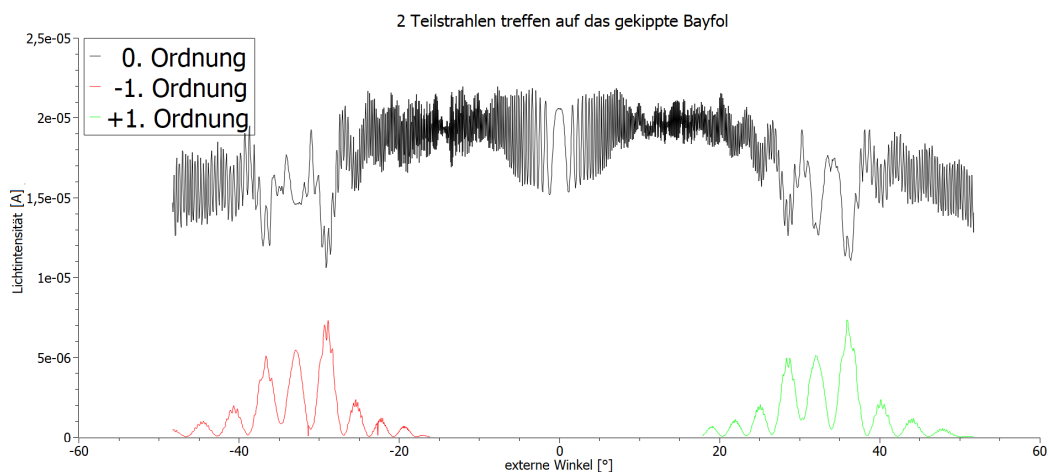


Abb. 7.51: Intensitätsverlauf bei der gekippten Probe: Bei der um den Gittervektor rotierten Probe stellt man fest, dass keine (weiteren) nennenswerten Intensitätseinbrüche bei der nullten Ordnung gemessen werden. Jedoch gibt es einen schwachen Intensitätsabfall beim Nullwinkel, an dem auch starke Oszillationen auftreten.

In folgenden zwei Abbildungen sind massive Intensitätseinbrüche bei der Rekonstruktion der geschriebenen Hologramme aufgetreten:

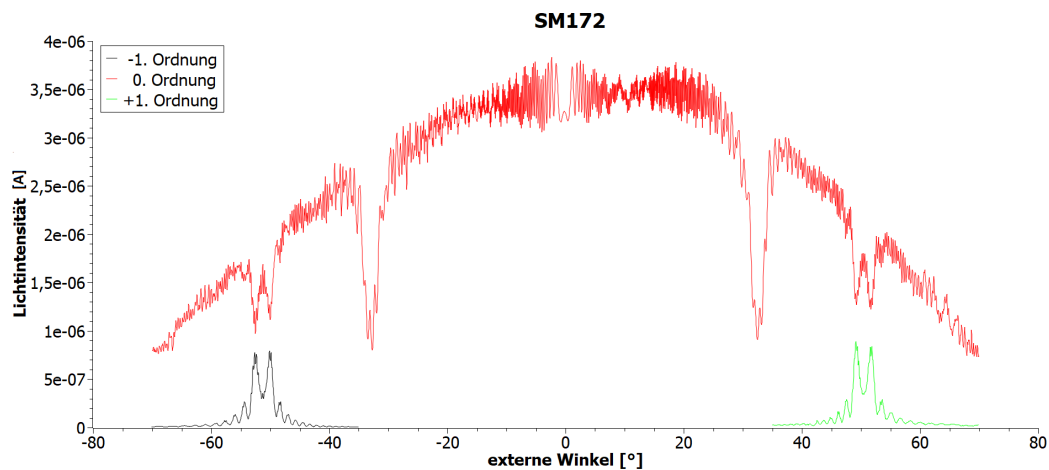


Abb. 7.52: Zwei massive Intensitätseinbrüche bei einem Winkel von $\pm 32^\circ$, welche nicht am Braggwinkel liegen, werden gemessen

Noch extremer ist es in folgender Abbildung zu sehen:

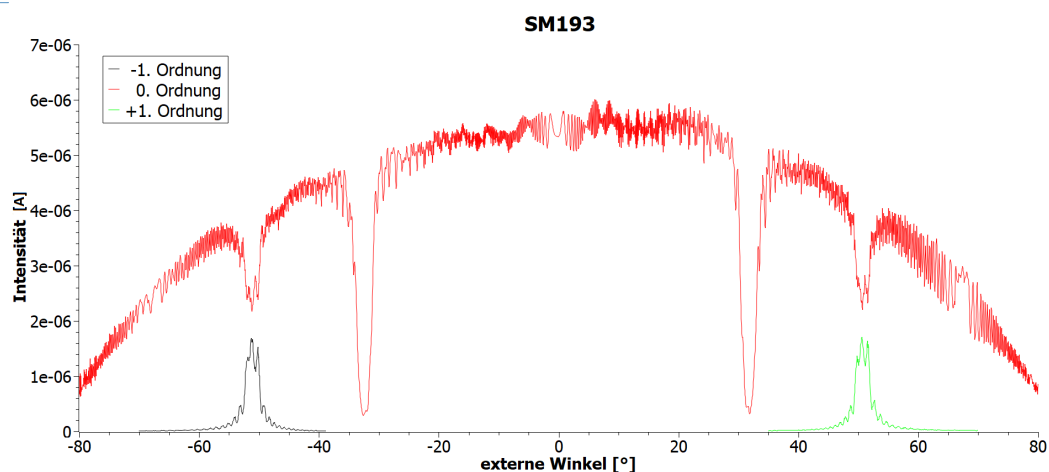


Abb. 7.53: Die Intensität geht am Winkel $\pm 32^\circ$ um mehr als 90% zurück

Da die Intensitätseinbrüche so massiv sind, werden Untersuchungen angestellt. Mittels eines weißen Kärtchen wird beobachtet, dass ein geschriebenes Reflektionsgitter das einfallende Laserlicht bei der Rekonstruktion um den genannten $\pm 32^\circ$ Winkel stark reflektiert.

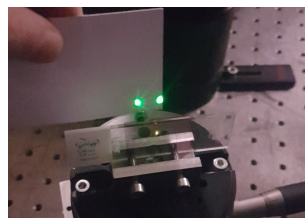


Abb. 7.54: Sichtbar starke Rückreflektion des Laserlichtes

Um die Rückreflektion nicht nur sichtbar festzuhalten, sondern auch zu messen, wird eine Diode in den besagten Winkelbereich der Rückreflektion der um 5° rotierten Probe gestellt (externe Winkel von -20° bis -18.6° , da dort ein starker Intensitätseinbruch gemessen wurde – siehe Abbildung 7.50) und nun dessen Intensität samt der Intensität an der nullten Ordnung über einen kleinen Winkelbereich gemessen. Folgendes Ergebnis wird erhalten:

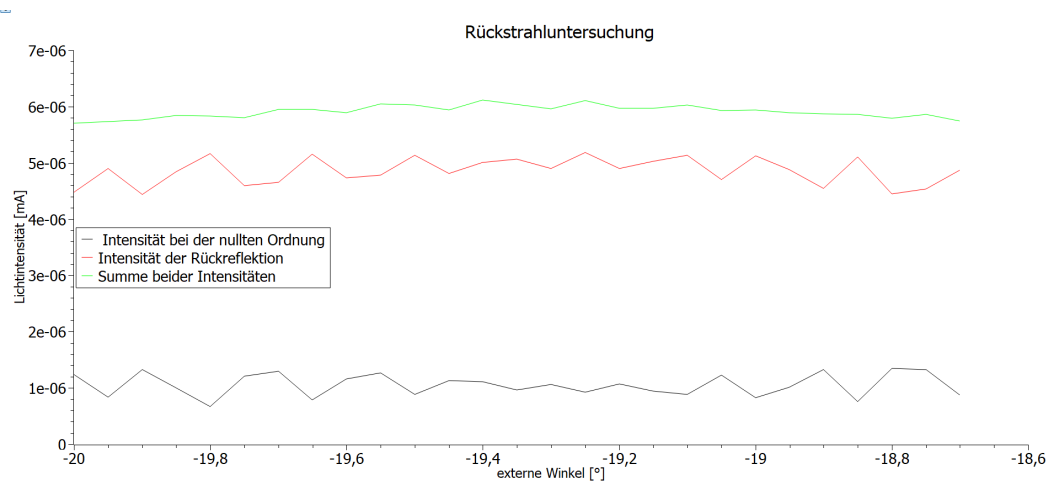


Abb. 7.55: Vergleich der Intensität der nullten Ordnung mit der Rückreflektion

Vergleicht man beide Intensitätsverläufe miteinander (rote und schwarze Linie), so sieht man dass sie beinahe die Spiegelung einander an einer waagrechten Geraden sind. Durch Bildung der Summe ergibt sich deshalb eine recht geradförmige Linie.

Dadurch ist gezeigt, dass der Intensitätseinbruch durch diese starke Rückreflektion, welche auf geschriebene Reflexionsgitter zurückzuführen sind, zu erklären ist.

Ziel ist es zwar Transmissionshologramme zu schreiben, allerdings zeigt sich nach [16] dass beim Schreibprozess gleichzeitig Reflektionshologramme geschrieben werden können.

Die folgende Abbildung zeigt mögliche Szenarien, die beim Schreiben des Hologramms auftreten können:

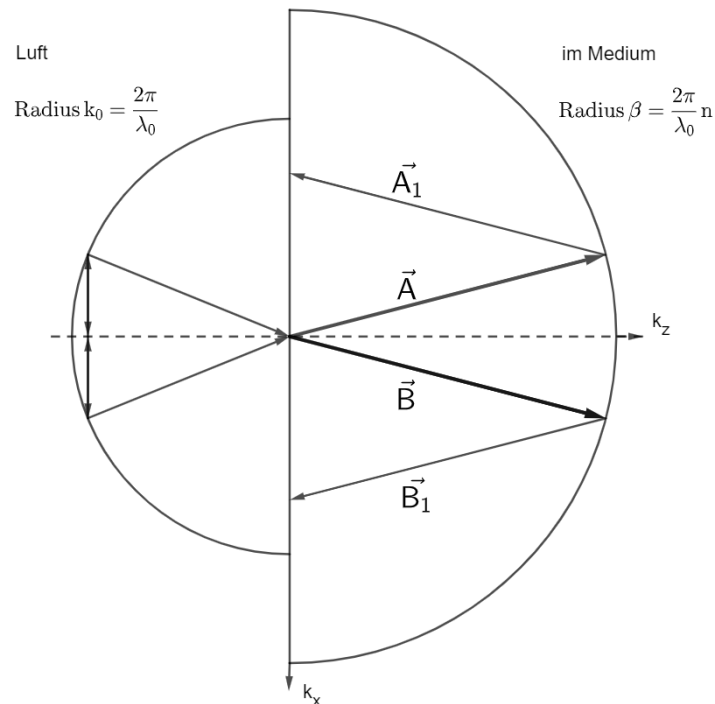


Abb. 7.56: Verschiedene Szenarien können beim Schreiben des Hologramms auftreten. Zwei Teilstrahlen $\vec{A}$, $\vec{B}$ gelangen auf die Probe und werden dann an der Grenzfläche der zweiten Glasplatte reflektiert ($\vec{A}_1$, $\vec{B}_1$):

- 1) Der Strahl $\vec{A}$ interferiert mit Strahl $\vec{B}$ und dabei wird ein Transmissionsgitter geschrieben.
- 2) Der Strahl $\vec{A}$ interferiert mit Strahl $\vec{A}_1$ bzw. $\vec{B}$ interferiert mit $\vec{B}_1$ wobei ein Reflexionsgitter geschrieben wird.
- 3) Beide reflektierten Strahlen $\vec{A}_1$ und $\vec{B}_1$ interferieren und schreiben ein Transmissionsgitter.
- 4) Der Strahl $\vec{A}$ interferiert mit dem reflektierten Strahl $\vec{B}_1$ bzw. $\vec{B}$ interferiert mit $\vec{A}_1$. Ein Reflexionsgitter wird geschrieben.

Außerdem gilt zu beachten, dass in Szenario 1 und 3 der interferometrische Kontrast $m=1$ ist, in den Fällen 2 und 4 aber $m \ll 1$, da die rückreflektierten Strahlen $\vec{A}_1$ und $\vec{B}_1$ eine viel geringere Intensität als $\vec{A}$ und $\vec{B}$ aufweisen.

Bedeutend für diese Masterarbeit ist allerdings nur, dass die erhaltenen Ergebnisse (Intensitätseinbrüche) durchaus erklärbar sind und bereits in anderen Arbeiten z.B. [16] aufgetreten sind.

Der Intensitätseinbruch beim Nullwinkel bei Verwendung von nur einem Teilstrahl (7.48) könnte durch Szenario 2 beschrieben werden, indem durch die Interferenz dieser Strahlen ein Reflexionsgitter geschrieben wird.

Bei Verwendung von 2 Teilstrahlen (wie bei der Rotation der Probe um 5° , der Rotation um den Gittervektor und den beiden geschriebenen Hologrammen der Gitterstärke $\Lambda=350\text{ nm}$) kommen in den dargelegten Möglichkeiten Szenario 2 und 4 in Bezug auf die Rückreflektionen in Frage.

8 Diskussion

Das Ziel, Brechwertmodulationen bei gleichbleibender Belichtungs-dosis jedoch unterschiedlicher Belichtungszeiten bzw. Ausgangsleistungen des Lasers und Dicken der Bayfols miteinander zu vergleichen konnte durch die Experimente realisiert werden. Betrachtet werden hierbei die Abbildungen 7.21, 7.22 sowie 7.41 und 7.42. Bei beiden Gitterkonstanten ($\Lambda=500\text{ nm}$ und 350 nm) hat sich gezeigt, dass die Brechwertmodulationen n_1 umso größer sind, je größer die Belichtungszeit ist. Dies könnte daran liegen, dass die im Bayfol bei Belichtung auftretenden Polymerisationsprozesse, welche chemischen Synthesereaktionen entsprechen, durch die längere Belichtung ausreichend Zeit haben, sodass Monomere vollständig zu Polymeren reagieren [15]. Besonders gut funktionierten die Fits gemäß der Uchidatheorie bei Bayfolfolien geringerer Dicken $d=16\text{ }\mu\text{m}$ oder $d=32\text{ }\mu\text{m}$ und bei längerer Belichtungszeit. Dies hat den Grund, da bei längerer Belichtungszeit die Gitter besser geschrieben werden (Polymerisationsprozesse haben mehr Zeit) und somit die Theorie nach Uchida besser angewendet werden kann.

Da die Dosis $D=110\text{ mJ/cm}^2$ konstant ist, trifft bei kürzeren Belichtungszeiten mehr Intensität I_{gesamt} auf die Bayfolfolien. Bei höheren Intensitäten steigt allerdings die Streuung, welche Störungen verursacht. Dadurch wird die Fitbarkeit dieser erhaltenen Kurven erschwert.

Aus den erhaltenen Brechwertmodulationen erkennt man außerdem, dass die Brechwertmodulationen bei der Dicke $d=50\text{ }\mu\text{m}$ viel geringer sind als bei den $16\text{ }\mu\text{m}$ und $32\text{ }\mu\text{m}$ dicken Bayfolfolien.

Dies hat folgenden Grund:

Die holographischen Materialien können nur dann das Intensitätsmuster in Form eines korrespondierenden Brechwertmusters aufzeichnen, wenn die Laserstrahlung vom holografischen Material auch absorbiert wird. Da das Interferenzmuster mit steigender Dicke d in der Modulation abnimmt, sinkt die Intensität und damit die erhaltene Brechwertmodulation n_1 . Außerdem ließen sich die $50\text{ }\mu\text{m}$ dicken Bayfolfolien oft nur schlecht fitten. Dies ist darauf zurückzuführen, dass diese Folien im Vergleich zu den $16\text{ }\mu\text{m}$ und $32\text{ }\mu\text{m}$ Folien vom Hersteller in den Parametern noch nicht optimiert ist.

Bei den weiteren Untersuchungen (Intensitätseinbrüche am Nullwinkel oder anderen Winkeln die nicht dem gewünschten Braggwinkel Θ_B entsprechen) hat sich herausgestellt, dass diese Intensitätseinbrüche deshalb auftreten, da das Laserlicht reflektiert wird. Diese Rückreflektion, welche nur durch geschriebene Reflexionsgitter zu erklären ist, konnte gemessen werden (siehe Abbildung 7.55).

Nach [16] gibt es beim Schreiben der Hologramme verschiedene Szenarien, welche im vorigen Kapitel beschrieben wurden, wodurch Reflexionsgitter welche diese Intensitätseinbrüche erklären, zusätzlich zu den gewünschten Transmissionsgittern geschrieben werden können.

9 Zusammenfassung der Resultate

Gewünschte Gitterkonstante $\Lambda=500$ nm:

P_{out} [mW]	Belichtungszeit [s]	Intensität [mW/cm ²]
10	38.76	2.74
30	9.97	10.67
50	5.87	18.14

P_{out} [mW]	Erhaltenes Λ [nm]	Uchidafit $\bar{n}_1$	ohne Abfall Dicke d [μm]	Uchidafit $\bar{n}_1$	mit Abfall Dicke d [μm]
10	505.5	0.027265	15.274493		
30	503.6	0.020896	15.137040	0.026559	15.228658
50	504.7	0.018998	14.934546	0.022703	14.988633
50	504.7	0.018979	14.726467	0.021103	15.605183
10	508.0	0.026086	29.767107	0.038833	31.434745
30	504.0	0.020428	29.979643	0.026435	29.994807
50	505.4	0.019466	30.432528	0.025018	30.417879
10	503.4	0.018002	45.051824	0.028073	56.658213
30	507.8	0.015535	48.582624	0.024272	49.839038
50	504.7	0.013431	48.502556	0.021367	48.359585

Gewünschte Gitterkonstante $\Lambda=350$ nm:

P_{out} [mW]	Belichtungszeit [s]	Intensität [mW/cm ²]
10	45.15	2.53
30	10.83	10.57
50	6.55	17.48

P_{out} [mW]	Erhaltenes Λ [nm]	Uchidafit	ohne Abfall	Uchidafit	mit Abfall
		$\bar{n}_1$	Dicke d [μm]	$\bar{n}_1$	Dicke d [μm]
10	350.4	0.026665	15.587233	0.041129	15.633264
30	350.3	0.022402	15.071878	0.030546	15.094239
50	350.4	0.019874	14.885912	0.026883	14.990340
10	350.7	0.025936	29.442190		
30	350.4	0.018689	30.317259	0.030864	30.173050
50	350.4	0.016195	30.725886		
10	350.5	0.011648	49.106005		
30	349.9	0.011346	46.466648	0.019125	52.976721
50	350.1	0.007502	43.555744		

Bibliography

- [1] <https://www.goodreads.com/quotes/7733339-the-future-cannot-be-predicted-but->abgerufen am 15.03.21.
- [2] Gabor, D. "A new microscopic principle" Nature, vol 161, p777 (1948).
- [3] Imlau, M., Fally, M., Burr, G. W. und Sincerbox G. T.. Holography and data storage. In: F. Träger, ed., Handbook of Lasers and Optics, (Springer Verlag 2012).
- [4] Buse, K. und Soergel, E. Holographie in Wissenschaft und Technik. Physik Journal 2, 37–42 (2003).
- [5] <https://www.leifiphysik.de/optik/wellenmodell-des-lichts/grundwissen/licht-als-welle#:~:text=Christiaan%20Huygens%20gilt%20als%20einer,Amplitude%20oder%20Wellenl%C3%A4nge%20zugeordnet%20werden.>, abgerufen am 14.04.2023.
- [6] Reider, G. A. Photonik, Eine Einführung in die Grundlagen (Springer, 2012).
- [7] Covestro. Bayfol HX200 Description 2016.
- [8] Bruder, F.-K., Fäcke, T. und Rölle, T. The Chemistry and Physics of Bayfol HX Film Holographic Photopolymer. MDPI, Polymers 9, 2–4 (2017).
- [9] Fally, M., Physik der Materie 2, Festkörperphysik, unveröffentlicht (2020).
- [10] Fally, M. The photo-neutronrefractive effect, Appl. Phys. B (2002).
- [11] Kogelnik, H. Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings. The Bell System Technical Journal 48, 2909 (1969).
- [12] Uchida, N., Calculation of diffraction efficiency in hologram gratings attenuated along the direction perpendicular to the grating vector. Journal of the Optical Society of America 63, 280 (1972).
- [13] Fally, M., Klepp, J., Tomita, Y. und Prijatelj, M. Far-off-Bragg reconstruction of volume holographic gratings: A comparison of experiment and theories. Physical Review A 87, 1–8 (2013).
- [14] Fally, M., Klepp, J., Guo, J., Heuberger, G., Tomita, Y. Light diffraction from a phase grating at oblique incidence in the intermediate diffraction regime, Applied Physics B (2021).
- [15] Bruder, F., Fäcke, T., Hagen, R., Hönel, D., Orselli, E. Second harmonics HOE recording in Bayfol HX. Spie Optics Optoelectronics SPIE 9508, Holography: Advances and Modern Trends IV, 95080G (2015).
- [16] Chajraborty, D., Georgiev, R., Aspell, S., Toal, V., Naydenova, I., Cody, D., Martin, S. Modelling and Design of Holographic Optical Elements for Beam-Coupling Applications for a Range of Incident Beam Angles. Photonics (2022).