

THORLABS

Discovery

EDU-FOP2

EDU-FOP2/M

Fourier-Optik Kit

Handbuch



Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1	Warnsymbole	1
Kapitel 2	Kurzbeschreibung	2
Kapitel 3	Lieferumfang	3
3.1.	<i>Lochrasterplatte und weitere Mechanik-Komponenten..</i>	3
3.2.	<i>Lichtquelle und Kollimation.....</i>	4
3.3.	<i>Optische Komponenten.....</i>	5
3.4.	<i>Target und Schnitt</i>	7
3.5.	<i>Schrauben und Zubehör</i>	8
Kapitel 4	Theoretischer Hintergrund	9
4.1.	<i>Fourier-Optik</i>	9
4.1.1.	<i>Grundzüge der Fourier-Transformation</i>	9
4.1.2.	<i>Das Beugungsintegral.....</i>	9
4.1.3.	<i>Fresnel-Näherung /-Beugung.....</i>	11
4.1.4.	<i>Fraunhofer-Näherung /-Beugung</i>	12
4.1.5.	<i>Verbindung zur Fourier-Transformation</i>	12
4.1.6.	<i>Die Linse als Fourier-Transformator</i>	13
4.1.7.	<i>Optische Filterung</i>	15
4.1.8.	<i>Fehlvorstellungen.....</i>	21
4.2.	<i>Mikroskop-Grundlagen</i>	24
4.3.	<i>Köhlersche Beleuchtung.....</i>	26
4.4.	<i>Skizze des Lichtweges durch das Mikroskop</i>	30
4.5.	<i>Beugung und Auflösungsvermögen des Mikroskops.....</i>	31
Kapitel 5	Aufbau und Justierung	35
5.1.	<i>Zusammenbau der Komponenten</i>	35
5.2.	<i>Installation und Einstellungen der Kamera.....</i>	44
5.3.	<i>Target und Maske.....</i>	47
5.4.	<i>Aufbau und Justierung des Experiments</i>	49
5.5.	<i>Funktion der einzelnen optischen Elemente.....</i>	64
Kapitel 6	Aufgaben und Beispiele.....	66

6.1.	Vorversuche	67
6.2.	Einführende Aufgaben	70
6.3.	Filterung	72
6.4.	Das Babinet'sche Prinzip	93
6.5.	Bildbearbeitung	95
6.6.	Inverses Fourier-Target	98
6.7.	Beugungsbegrenzte Auflösung.....	100
Kapitel 7	Aufbauanleitung in Stichpunkten	102
Kapitel 8	Problembehandlung.....	104
Kapitel 9	Ideensammlung für weitere Experimente	105
9.1.	Fourier-Optik und Kohärenz	105
9.2.	Quantitative Messung.....	107
9.3.	Vermessung des Beugungsbildes eines Einzelpalts....	110
9.4.	Spektrometer.....	110
9.5.	Dia-Projektor	110
9.6.	Dunkelfeldmikroskopie	110
Kapitel 10	Matlab Code	112
Kapitel 11	Danksagung	113
Kapitel 12	Bestimmungen.....	114
Kapitel 13	Thorlabs weltweit	115

Kapitel 1 Warnsymbole

Die hier aufgeführten Warnsymbole finden sie eventuell in diesem Handbuch oder auf dem Produkt.

Symbol	Beschreibung
	Gleichstrom
	Wechselstrom
	Gleich- und Wechselstrom
	Erdungsanschluss
	Schutzleiteranschluss
	Chassisanschluss
	Potenzialgleichheit
	An (Versorgung)
	Aus (Versorgung)
	Ein-Position
	Aus-Position
	Vorsicht: Risiko eines elektrischen Schlag
	Vorsicht: Heiße Oberfläche
	Vorsicht: Gefahr
	Warnung: Laserstrahlung

Kapitel 2 Kurzbeschreibung

“Das Mikroskopbild ist ein Interferenzeffekt, der auf einem Beugungsphänomen beruht.”

Dieser dem Sinn nach Ernst Abbe entlehnte Ausspruch deutet bereits die zahlreichen Effekte an, die in der Fourier-Optik gefunden werden können. Aus dem Ausspruch ergeben sich direkt drei hochinteressante Punkte:

- In einem Mikroskop wird das Licht an den Proben gebeugt. Das gebeugte Licht wird von einer Linse aufgefangen, es interferiert und formt dadurch das Mikroskopbild.
- Manipuliert man das von der Probe gebeugte Licht, dann ergibt sich automatisch eine Änderung im entsprechenden Mikroskopbild. Dies ist, was wir als *Fourier-Optik* bezeichnen.
- Wenn die Linsen des Mikroskops lediglich die nulle Beugungsordnung der Probe einfangen können, dann enthält das Licht, das auf die Kamera oder den Schirm abgebildet wird, keine Informationen über die Probe. Dies verdeutlicht sofort, warum Strukturen unterhalb einer gewissen Größe mit klassischen Lichtmikroskopen einer gewissen Wellenlänge nicht betrachtet werden können: in diesen Fällen ist die Beugung so stark, dass schlicht keine Beugungsordnungen bei der Kamera übrig sind, um zu einem Bild zu interferieren.

All diese Aspekte werden in diesem Versuchspaket experimentell untersucht. Der erste Punkt wird dadurch aufgegriffen, dass der Aufbau im Wesentlichen ein horizontales Mikroskop darstellt. Dessen Bildgebung wird dann untersucht. Im Kontext der Fourier-Optik wird dieser Aufbau als „4f-Aufbau“ bezeichnet. Als Beleuchtung dient eine weiße LED mit einem Farbfilter. Dies zeigt, dass alle im Kit diskutierten Experimente keineswegs Laserlicht benötigen, also dessen besonders hohe Kohärenz nicht notwendig ist. Stattdessen treten alle Effekte auch bei „normalen“ Lichtquellen auf.

Der zweite Aspekt nimmt den meisten Raum ein: eine Vielzahl von Mikrostrukturen wird in der Objektebene des Mikroskops platziert. In der rückwärtigen Brennebene der Objektivlinse formiert sich dann das Fraunhofersche Beugungsbild. Da es sich hierbei im Wesentlichen um die Fourier-Transformierte der Struktur handelt, bezeichnen wir diese Ebene als Fourier-Ebene. Manipuliert man das Licht in dieser Ebene nun mit verschiedenen Methoden (variabler Spalt, Iris, Punkte, andere Masken), dann erhält man entsprechend veränderte Bilder. Dabei wird buchstäblich die Tür des Fourier-Hauses geöffnet und ein Smiley aus dem Gefängnis befreit. Von hier aus wird dann auch die Verbindung zu modernen Methoden der Bildbearbeitung aufgezeigt. Weiterhin wird das Babinettsche Theorem im Mikroskopbild gezeigt, sowie eine besondere Probe vorgestellt, die ein Bild in der Fourier-Ebene erzeugt.

Schlussendlich wird dann noch der dritte Punkt experimentell bestätigt, dass also die nulle Beugungsordnung keine Informationen über die Probe mit sich trägt. Dies führt dann unmittelbar zum Abbeschen Beugungslimit.

Kapitel 3 Lieferumfang

Für das metrische Versuchspaket gelten zum Teil andere Artikelnummern als für das zöllige Paket. Wenn die Nummern unterschiedlich sind, dann bezeichnet das „(/M)“ die metrische Komponente. Die Größenangaben in Klammern beziehen sich ebenfalls auf die metrischen Teile.

3.1. Lochrasterplatte und weitere Mechanik-Komponenten

 <p>1 x MB648 (MB15120/M) Lochrasterplatte, 6" x 48" (15 cm x 120 cm)</p>	 <p>2 x RDF1 Gummifüße, 4er Pack</p>	 <p>11 x PH2 (PH50/M) Ø1/2" (Ø12.7 mm) Stiel- Halter, 2" (50 mm) lang</p>
 <p>11 x BE1(/M) Ø31.8 mm Adapter</p>	 <p>13 x CF125 Klemme</p>	 <p>13 x TR2 (TR50/M) Ø1/2" (Ø12.7 mm) Stiel, 2" (50 mm) lang</p>
 <p>1 x EDU-VS1(/M) Beobachtungsschirm</p>	 <p>1 x TR1.5 (TR30/M) Ø1/2" (Ø12.7 mm) Stiel, 1.5" (30 mm) lang</p>	 <p>1 x BA2(/M) Base, 2" x 3" x 3/8" (50 mm x 75 mm x 10 mm)</p>
 <p>1 x PH1.5 (PH30/M) 1.5" (30 mm) Stiel-Halter</p>	 <p>4 x PH2E (PH50E/M) 2" (50 mm) Stiel-Halter</p>	

3.2. Lichtquelle und Kollimation

		 
1 x MCWHL7 1300 mA ¹ Maximalstrom	1 x LEDD1B LED Treiber, Max 1200 mA	1 x KPS201 Netzteil, 15 V, 2,66 A
		
1 x SM1RC(/M) Ø1,2" Halterung	1 x SM1V10 Variabler Ø1" Tubus, 0.81" Verfahrweg	1 x ACL2520U-A Asphärische Kondensor- linse, f = 20,1 mm
		
1 x SM1RRC Extrabreiter SM1 (1.035"- 40) Halterung		

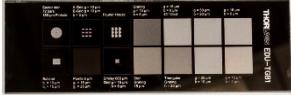
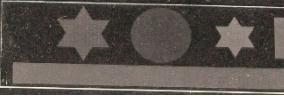
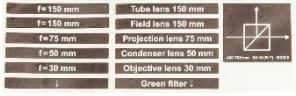
¹ Bitte beachten Sie, dass die LED in der „Risk group classification for lamps and lamp systems (excluding lasers)“ (nach dem IEC 62461:2006, Photobiological safety of Lamps and Lamp Systems Standard) als RG2 eingestuft ist. RG2 = Moderate Risk Group

3.3. Optische Komponenten

	 1 x FBH550-40 Ø1" Premium Farbfilter, 550 nm, FWHM 40 nm	 4 x LMR1(M) Ø1" Linsenhalter
 2 x ID12(M) Iris, 12 mm max. Öffnung, auf TR3 (TR75/M) Stiel	 1 x ID25(M) Iris, 25 mm max. Öffnung, auf TR3 (TR75/M) Stiel	 2 x AC254-150-A Ø1" Achromatisches Doublet, f = 150 mm
 1 x SM1L05 Ø1" Tubus, 0,5" Tiefe	 1 x AC254-050-A Ø1" Achromatisches Doublet, f = 50 mm	 1 x SM1ZM Ø1" Zoom-Gehäuse, 4,1 mm Verfahrweg
 1 x AC254-030-A Ø1" Achromatisches Doublet, f = 30 mm	 1 x KCP05(M) Adapterplatte	 1 x BS028 Strahleiterwürfel, 90:10 (Reflexion:Transmission)

		
<p>1 x CCM1-4ER/(M) Gehäuse für Strahlteilerwürfel</p>	<p>1 x CS165CU/(M) CMOS Farb-Kamera, 1440 x 1080 Pixel</p>	<p>1 x SM1L30 Tubus, 3" lang</p>
		
<p>1 x SM1EC2B Abdeckkappen, 5er Pack</p>	<p>1 x LB1901 N-BK7 Bi-konvex Linse, $\varnothing 1"$, $f = 75.0 \text{ mm}$</p>	
		
<p>1 x SMR1/(M) $\varnothing 1"$ Linsenhalter ohne Haltelippe</p>		

3.4. Target und Schnitt

 <p>2 x XYFM1(/M) XY-Halter für Objektträger</p>	 <p>1 x EDU-TGB1 Mikrostrukturiertes Target, Chrom auf Glas, OD3</p>	 <p>1 x VA100(/M) Variabler Spalt</p>
 <p>1 x RSP1D(/M) Rotations-Halter mit variabler Skala</p>	 <p>1 x SM1A6 Gewindeadapter, SM05 intern auf SM1 extern</p>	 <p>1 x SM05T2 Gewindeadapter, extern SM05 auf extern SM05</p>
 <p>1 x EDU-TGC1 Mikrostrukturierte Masken, Chrom auf Glas, OD3</p>	 <p>1 x Kieselalgen Präparat auf Objektträger</p>	 <p>1 x FP01 Universalhalter</p>
 <p>1 x Inverses Fourier-Target</p>	 <p>1 x Aufkleber zur Beschriftung</p>	

3.5. Schrauben und Zubehör

 <p>1 x SPW606 SM1 Halterung-Schlüssel, 1" (25.4 mm) lang</p>	 <p>1 x Lineal, 12" (30 cm)</p>
---	--

Zölliges Kit

Typ	Anzahl	 1 x BD-3/16 1/4"-20 Schraubenzieher
8-32 x 1/4" Schraube	2	
1/4"-20 x 3/8" Schraube	16	
1/4"-20 x 1/2" Schraube	8	
1/4"-20 x 1/2" Madenschraube	1	
1/4"-20 x 5/8" Schraube	2	
1/4"-20 Unterlegscheibe	17	

Metrisches Kit

Typ	Anzahl	 1 x BD-5M M6 Schraubenzieher
M4 x 6 mm Schraube	2	
M6 x 10 mm Schraube	16	
M6 x 12 mm Schraube	8	
M6 x 12 mm Madenschraube	1	
M6 x 16 mm Schraube	2	
M6 Unterlegscheibe	17	

Kapitel 4 Theoretischer Hintergrund

Dieses Versuchspaket besteht im Wesentlichen aus zwei großen Teilen: der Fourier-Optik und der daraus resultierenden Beeinflussung des Mikroskopbildes. Folglich werden in diesem Kapitel zunächst die theoretischen Hintergründe der Fourier-Optik dargestellt. Anschließend erfolgt eine kurze Beschreibung des Mikroskops. Schlussendlich wird gezeigt, wie die Beugung und die numerische Apertur das Auflösungsvermögen des Mikroskops beeinflussen.

4.1. Fourier-Optik

Wir gehen für dieses Versuchspaket davon aus, dass die Grundlagen der Beugung bekannt sind. Wir nehmen also an, dass der Leser bereits eine Einführung in die Beugung z.B. am Spalt und am Gitter erhalten hat. Die auftretenden Beugungsbilder werden zur Einführung oft über die an jedem Spalt auftretenden Elementarwellen und deren gegenseitigen Phasenversatz erklärt. Um die Fourier-Optik zu verstehen, muss man dieses Verständnis allerdings auf breitere Füße stellen, indem das Beugungsintegral eingeführt wird.

Wir beginnen mit einer kurzen Notiz zu Fourier-Transformationen. Darauf folgt die Einführung des Beugungsintegrals und der Überleitung zur eigentlichen Fourier-Optik. Anhand derer wird auch gezeigt, warum eine Linse als Fourier-Transformator dient und wie all dies zur optischen Filterung und Bildbearbeitung eingesetzt werden kann.

4.1.1. Grundzüge der Fourier-Transformation

Eine zweidimensionale Fourier-Transformation F einer Funktion f hat die Darstellung

$$F(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \cdot e^{-i2\pi(ux+vy)} dx dy \quad (1)$$

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) \cdot e^{i2\pi(ux+vy)} du dv \quad (2)$$

Bei erneuter Anwendung der Fourier-Transformation auf $F(u, v)$ ergibt sich die Ausgangsfunktion $f(-x, -y)$ mit umgekehrten Vorzeichen. Die Variablen x und u sowie y und v sind fourierkonjugierte Variablen, deren Produkt dimensionslos ist.

4.1.2. Das Beugungsintegral

Wie oben schon erwähnt, möchten wir nun Beugung in einer sehr allgemeinen Formulierung betrachten, dem sogenannten Beugungsintegral.²

² Die Diskussion des Beugungsintegrals folgt der Darstellung in Demtröder: Experimentalphysik 2, Springer, 2013. Weitere Bücher, die die Inhalte dieses Theorie-Kapitels behandeln, sind z.B. Eugene Hecht: Optics, 1. Ausgabe (Kapitel 10 für Beugung und Kapitel 11 für Fourier-Optik), sowie Joseph W. Goodman: Introduction to Fourier Optics.

Die Betrachtung beginnt mit einer beliebig geformten Öffnung σ in einem sonst undurchsichtigen Schirm bei $z = 0$, siehe Abbildung 1(a).

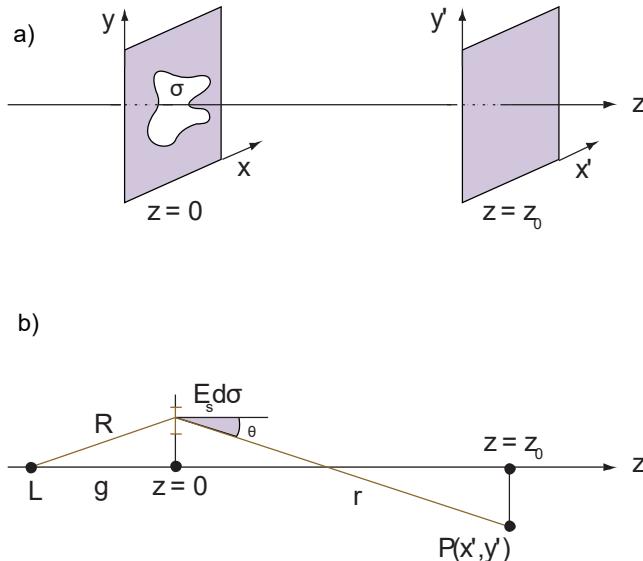


Abbildung 1: (a) Schirm mit beliebiger Öffnung σ und (b) Seitenansicht mit Quelle bei L

Zusätzlich zu dieser Ebene befindet sich am Punkt $L = (0,0,-g)$ eine punktförmige Lichtquelle. Wenn wir davon ausgehen, dass diese eine Kugelwelle mit Amplitude A emittiert, dann ist die Feldverteilung E_s in der Ebene $z = 0$ gegeben durch

$$E(x, y, 0) = \frac{A}{R} e^{i(kR - \omega t)} \quad (3)$$

wobei $R = \sqrt{g^2 + x^2 + y^2}$, siehe Abbildung 1(b), und k die Wellenzahl ist. Hierbei sei darauf hingewiesen, dass dieser Fall implizit auch eine senkrecht einfallende, in z -Richtung propagierende, ebene Welle beinhaltet: Ist die Punktquelle sehr weit von der Ebene $z = 0$ entfernt, dann ist die Amplitude an der gesamten Öffnung näherungsweise identisch.

Die Frage ist nun, wie sich diese Feldverteilung an der Öffnung σ in eine Feldverteilung in einer beliebigen Ebene hinter dem Schirm übersetzt. Um dies zu ermitteln, verwenden wir das Huygenssche Prinzip, gehen also davon aus, dass jedes infinitesimale Flächenelement $d\sigma$ in der Öffnung selbst wieder die Quelle für eine Elementarwelle ist. Der Beitrag zur Amplitude am Punkt $P(x', y', z_0)$ durch $d\sigma(x, y)$ ist dann

$$dE(x', y', z_0) = C \cdot \frac{E(x, y, 0) \cdot d\sigma(x, y)}{r} e^{ikr} \quad (4)$$

Dies begründet sich daher, dass der Beitrag proportional zur Feldstärke am Ort $(x, y, 0)$ sein muss (denn von hier geht die neue Elementarwelle aus) und auch proportional zum Flächenelement $d\sigma$, da eine Verdopplung der Fläche eine Verdopplung der Amplitude am Punkt P nach sich ziehen würde. Der Term $\exp(ikr)/r$ ist die für Kugelwellen typische Ausbreitung und C ist ein Proportionalitätsfaktor. Mit einem Aufwand lässt sich zeigen, dass er durch $C = i \cdot \cos \theta / \lambda$ gegeben ist, wobei $\cos \theta = z_0/r$.

Um nun die gesamte Amplitude am Punkt P zu erhalten, können wir entweder über die Fläche σ integrieren oder gleich über alle x und y in der Fläche von $z = 0$, denn die restlichen Teile des Schirms außer σ haben ohnehin keinen Beitrag. Damit ist das Feld am Punkt P gegeben durch

$$E(x', y', z_0) = \iint i \cdot \frac{\cos \theta}{\lambda} \cdot \frac{E(x, y, 0)}{r} e^{ikr} dx dy \quad (5)$$

wobei wir $d\sigma = dx \cdot dy$ verwendet haben. Das Integral in Gleichung (5) trägt den Namen *Kirchhoffsches Beugungsintegral*.

Zur Vereinfachung und Lösung dieses Integrals können nun zwei aufeinander folgende Näherungen verwendet werden. Die erste Näherung (Fresnel) umfasst immer noch einen breiten Anwendungsbereich und beschreibt das Feld hinter der Öffnung σ auch in besonderen Situationen, beispielsweise recht nah hinter der Öffnung. Die zweite Näherung (Fraunhofer) beschreibt dann nur noch das Feld bei sehr großen Abständen zwischen $z = 0$ und $z = z_0$ und kleinen Blendendurchmessern.

4.1.3. Fresnel-Näherung /-Beugung

Beginnen wir also mit der ersten Näherung. Hierfür Taylor-entwickeln wir zunächst r bis inkl. zum zweiten Term:

$$r = \sqrt{z_0^2 + (x - x')^2 + (y - y')^2} \approx z_0 \left(1 + \frac{(x - x')^2}{2z_0^2} + \frac{(y - y')^2}{2z_0^2} \right) \quad (6)$$

Im Nenner von Gleichung (5) können wir mit $x/z_0 \ll 1$, $y/z_0 \ll 1$ sogar die Näherung $r \approx z_0$ verwenden. Dies ist im Exponenten nicht sinnvoll, da dieser sehr viel sensibler auf eine Änderung von r reagiert – deshalb die Entwicklung zum zweiten Term.

Weiterhin ist dann $\cos \theta = z_0/r$ in guter Näherung 1. Setzt man alles in Gleichung (5) ein, dann erhält man

$$E(x', y', z_0) = i \frac{e^{ikz_0}}{\lambda z_0} \iint E(x, y, 0) \cdot \exp\left(\frac{ik}{2z_0}((x - x')^2 + (y - y')^2)\right) dx dy \quad (7)$$

Dies ist das Fresnel-genäherte Beugungsintegral.

Hinweis: Die Fresnel-Beugung kann man in diesem Aufbau gut beobachten. Dafür bewegt man einfach im justierten Aufbau die Objektivlinse leicht vom Objekt weg (mittels des variablen Tubus). Dadurch wird dann die Lichtverteilung knapp hinter dem Objekt auf die Kamera abgebildet, also genau das Fresnelsche Beugungsbild.

4.1.4. Fraunhofer-Näherung /-Beugung

Gehen wir einen Schritt weiter und nehmen an, dass der Durchmesser der beugenden Öffnung σ sehr klein gegen z_0 ist. Sofern

$$z_0 \gg \frac{1}{\lambda} (x^2 + y^2) \quad (8)$$

gilt, können wir die Näherung in Gleichung (6) noch weiter vereinfachen, indem wir die Ausdrücke mit x^2/z_0^2 und y^2/z_0^2 vernachlässigen. Somit ergibt sich

$$r \approx z_0 \left(1 - \frac{xx'}{z_0^2} - \frac{yy'}{z_0^2} + \frac{x'^2 + y'^2}{2z_0^2} \right) \quad (9)$$

Damit vereinfacht sich insbesondere der Ausdruck im Integral und wir erhalten

$$\begin{aligned} E(x', y', z_0) &= i \frac{e^{ikz_0}}{\lambda z_0} \exp\left(\frac{i\pi}{\lambda z_0} (x'^2 + y'^2)\right) \\ &\cdot \iint E(x, y, 0) \cdot \exp\left(-\frac{ik}{z_0} (x'x + y'y)\right) dx dy \end{aligned} \quad (10)$$

als Fraunhofer-genähertes Beugungsintegral.

4.1.5. Verbindung zur Fourier-Transformation

Es gibt einen bemerkenswerten Zusammenhang zwischen dem Fraunhofer-Beugungsbild und der Fourier-Transformation der Blende. Dies ist die Grundlage des hier vorgestellten Versuchspakets.

Nehmen wir nun an, wir betrachten wieder wie oben eine Fläche σ in einer sonst lichtundurchlässigen Ebene. Die Feldstärkeverteilung in der Öffnung sei als $E_e(x, y)$ bezeichnet. Mit der Fensterfunktion $\tau(x, y)$, die den Wert 1 für Werte innerhalb von σ und den Wert 0 für Werte außerhalb von σ hat, kann man das Feld in der gesamten Ebene $z = 0$ als $E(x, y) = \tau(x, y) \cdot E_e(x, y, 0)$ schreiben.

Folgen wir Gleichung (10), dann ergibt sich als Fraunhofer-Beugungsbild in der Ebene $z = z_0$

$$\begin{aligned} E(x', y', z_0) &= i \frac{e^{ikz_0}}{\lambda z_0} \exp\left(\frac{i\pi}{\lambda z_0} (x'^2 + y'^2)\right) \\ &\cdot \iint E_e(x, y, 0) \cdot \tau(x, y) \cdot \exp\left(-\frac{ik}{z_0} (x'x + y'y)\right) dx dy \end{aligned} \quad (11)$$

Vergleicht man die Ausdrücke im Integral von (11) und (1), dann fällt auf, dass in (11) im Wesentlichen die Fourier-Transformation der Feldstärkeverteilung steht.

Dies stellt eine der wichtigsten Erkenntnisse der Beugungstheorie dar: das Fraunhofer-Beugungsbild ergibt sich (abgesehen von Vorfaktoren) unmittelbar aus der Fourier-Transformation der Öffnung.

4.1.6. Die Linse als Fourier-Transformer

Bisher wurde gezeigt, wie sich die Feldverteilung hinter einer Apertur mit beliebiger Form errechnen lässt. Nun möchten wissen, wie die Feldverteilung hinter einer Linse aussieht.

Zuerst betrachten wir dafür eine kreisförmige Apertur, s. Abbildung 2.

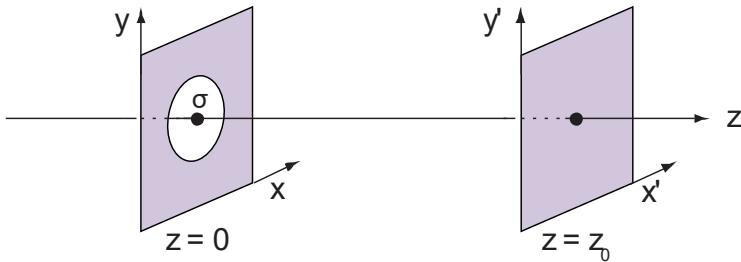


Abbildung 2: Bei $z = 0$ befindet sich eine Linse, außerhalb derer kein Licht durch die Ebene treten kann. Gesucht ist die Feldstärkeverteilung im Abstand z_0 .

Wie in Kapitel 4.1.3 dargelegt, ergibt sich als Feldstärkeverteilung in der Ebene z_0 :

$$E(x', y', z_0) = i \frac{e^{ikz_0}}{\lambda z_0} \iint E(x, y, 0) \cdot \exp\left(\frac{ik}{2z_0}((x - x')^2 + (y - y')^2)\right) dx dy \quad (12)$$

Nun stellt die Linse bei $z = 0$ aber nicht nur eine Apertur dar, sondern sie beeinflusst auch das durch sie hindurchtretende Licht. Zur Beschreibung bedient man sich der Erkenntnis aus der theoretischen Optik, dass eine dünne Linse in guter Näherung als Ebene, an der ein ortsabhängiger Phasensprung stattfindet, modelliert werden kann.

Um den Phasensprung an einer dünnen Linse herzuleiten, vergegenwärtigen wir uns zunächst Folgendes: Lichtstrahlen, die aus dem Brennpunkt auf die Linse treffen, sind hinter der Linse parallel. D.h. eine Kugelwelle, deren Ursprung im Brennpunkt der Linse positioniert ist, wird hinter der Linse zu einer ebenen Welle. Diese Überlegung reicht zur Herleitung des Phasensprungs aus.

Betrachten wir also eine Kugelwelle

$$E_{KW} = \frac{E_0}{|r|} \cdot e^{ik|r|} \quad (13)$$

mit $|r| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Wir betrachten im Folgenden nur die Phase der Kugelwelle:

$$\phi_{KW} = e^{ik|r|} \quad (14)$$

Der Einfachheit halber beschränken wir uns auf Wege nahe der optischen Achse und legen die Ausbreitungsrichtung entlang z fest. Durch diese Einschränkungen ist es möglich, die Näherung

$$r = \sqrt{z^2 + x^2 + y^2} \approx z \left(1 + \frac{x^2 + y^2}{2z^2} \right) \quad (15)$$

zu verwenden, die wir bereits in Kapitel 4.1.3 verwendet haben. Folglich ist die genäherte Phase der Kugelwelle

$$\phi_{KW} = e^{ikz} e^{\frac{ik}{2z}(x^2+y^2)} \quad (16)$$

Eine ebene Welle, die sich entlang z ausbreitet, wird durch

$$E_{EW} = E_0 \cdot e^{ikz} \quad (17)$$

beschrieben. Auch hier betrachten wir nur die Phase

$$\phi_{EW} = e^{ikz} \quad (18)$$

der ebenen Welle. Wie oben beschrieben, wird die vom vorderen Brennpunkt einlaufende Kugelwelle $z = |-f|$ in eine ebene Welle transformiert, wodurch für die Phasen

$$e^{ikf} e^{\frac{ik}{2f}(x^2+y^2)} \cdot \tau_{Trans}(x, y) = e^{ikf} \quad (19)$$

gelten muss. Dabei haben wir die Linsentransmissionsfunktion $\tau_{Trans}(x, y)$ einer dünnen Linse eingeführt. Diese ergibt sich direkt aus Gleichung (19) zu

$$\tau_{Trans}(x, y) = \exp\left(-\frac{ik}{2f}(x^2 + y^2)\right) \quad (20)$$

Kommen wir nun zum eigentlichen Problem zurück: Bezeichnen wir die Feldstärkeverteilung unmittelbar vor der Linse in Abbildung 2 als $E_e(x, y)$, dann lässt sich das elektrische Feld beim Durchtritt durch die Linse nach Gleichung (20) als

$$E(x, y, 0) = \tau_{Trans}(x, y) \cdot E_e(x, y, 0) \quad (21)$$

schreiben (ist $\sqrt{x^2 + y^2}$ größer als der Radius der Linse, dann ist $\tau_{Trans} = 0$). Nun setzen wir diesen Ausdruck in Formel (12) ein und betrachten das Feld in der hinteren Brennebene der Linse, also bei $z_0 = f$:

$$\begin{aligned}
 E(x', y', f) &= i \frac{e^{ikf}}{\lambda f} \iint E_e(x, y, 0) \cdot \tau_{Trans}(x, y) \\
 &\quad \cdot \exp\left(\frac{ik}{2f}((x-x')^2 + (y-y')^2)\right) dx dy \\
 &= i \frac{e^{ikf}}{\lambda f} \iint E_e(x, y, 0) \\
 &\quad \cdot \exp\left(-\frac{ik}{2f}(x^2 + y^2) + \frac{ik}{2f}((x-x')^2 + (y-y')^2)\right) dx dy \\
 &= i \frac{e^{ikf}}{\lambda f} \iint E_e(x, y, 0) \\
 &\quad \cdot \exp\left(-\frac{ik}{2f}(x^2 + y^2) + \frac{ik}{2f}(x^2 - 2xx' + x'^2 + y^2 - 2yy' + y'^2)\right) dx dy \\
 &= i \frac{e^{ikf}}{\lambda f} \iint E_e(x, y, 0) \cdot \exp\left(\frac{ik}{f}\left(-xx' + \frac{1}{2}x'^2 - yy' + \frac{1}{2}y'^2\right)\right) dx dy \\
 &= i \frac{e^{ikf}}{\lambda f} \exp\left(\frac{ik}{2f}(x'^2 + y'^2)\right) \iint E_e(x, y, 0) \cdot \exp\left(-\frac{ik}{f}(xx' + yy')\right) dx dy
 \end{aligned} \tag{22}$$

Betrachtet man den Integralterm im letzten Ausdruck, dann fällt auch hier wieder auf, dass es sich um die Fourier-Transformierte der Feldverteilung $E_e(x, y, 0)$ handelt. Dies bedeutet, dass in der hinteren Brennebene der Linse die Fourier-Transformierte der einfallenden Feldverteilung zu finden ist.

4.1.7. Optische Filterung

Die optische Filterung bedient sich der oben gezeigten Eigenschaft einer Linse, eine Fourier-Transformation zwischen den Brennebenen auszuführen. Ähnlich zur Frequenzanalyse mit Hilfe einer Fourier-Transformation wird die räumliche Periode in ihre Anteile zerlegt und in der Fourier-Ebene als Intensitätsmaxima dargestellt. Analog zu den Frequenzen in der zeitlichen Fourier-Transformation, werden

$$\nu_x = \frac{x'}{\lambda \cdot z_0} \tag{23}$$

und

$$\nu_y = \frac{y'}{\lambda \cdot z_0} \tag{24}$$

als Raumfrequenzen definiert. Die Raumfrequenzen entsprechen den transformierten Koordinaten des Ortsraums in den Raum der Raumfrequenzen. Bei Raumfrequenzen handelt es sich nicht um Frequenzen im herkömmlichen Sinn. Sie bezeichnen vielmehr die Anzahl der Perioden pro Längeneinheit. Bekannte Beispiele für Raumfrequenzen sind die Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ einer mechanischen oder elektromagnetischen Welle und die Gitterkonstante g eines optischen Gitters. Im Fall der Abbildung einer Struktur oder eines

Bildes mit Hilfe einer Linse gilt, dass feine Strukturen hohen Raumfrequenzen (weit entfernt von der optischen Achse) und grobe Strukturen niedrigen Raumfrequenzen (nahe der optischen Achse) zugeordnet werden können. Dies kann gut anhand des Frequenzbesens verstanden werden. Es handelt sich hierbei wie in Abbildung 3 gezeigt um ein Bündel von Linien, deren Abstand voneinander von links nach rechts zunimmt. Betrachten wir die flächengleichen Bereiche A und B in Abbildung 3, ist auf den ersten Blick erkennbar, dass im Bereich A auf gleicher Fläche mehr Linien als im Bereich B zu sehen sind. Das heißt, dass die Raumfrequenz im Bereich A höher ist als im Bereich B. Betrachtet man nun die Bereiche A und B als optische Gitter, kann man das Beugungsbild im Unendlichen betrachten und stellt fest, dass die Intensitätsmaxima beim Gitter A weiter vom Hauptmaximum (optische Achse) entfernt sind als beim Gitter B.

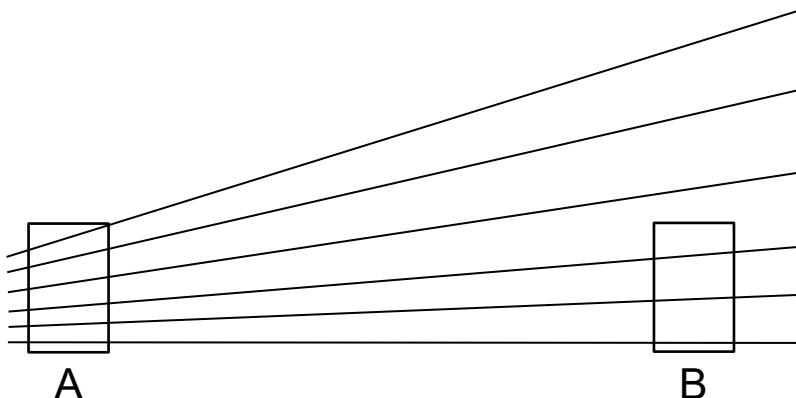


Abbildung 3: Frequenzbesen

Da bei jeder Abbildung eines Gegenstandes durch eine Linse eine Fourier-Transformation in die Brennebene der Linse stattfindet, kann ein einfacher Aufbau mit einer Linse benutzt werden, um sogenannte optische Filter anzuwenden. Hierzu steht ein Objekt nahe vor der Brennebene einer beliebigen Linse, um ein reelles Bild auf einem Schirm zu erzeugen. Die optischen Filter sind meist Blenden, die gezielt Informationen in der Fourier-Ebene blockieren sollen, um beispielsweise ein Bild weichzuzeichnen oder zu schärfen. Die Informationsänderungen in der Fourier-Ebene können direkt auf dem Schirm nachvollzogen werden. Ein solcher Aufbau mit nur einer Linse wird als 2f-Aufbau bezeichnet und ist in Abbildung 4 schematisch dargestellt. Die Rücktransformation aus der Fourier-Ebene in die Bildebene findet im 2f-Aufbau durch die Ausbreitung des Lichts von der Brennebene der Linse bis zum Schirm statt (vgl. Beugungsintegral in der Fraunhofer-Näherung).

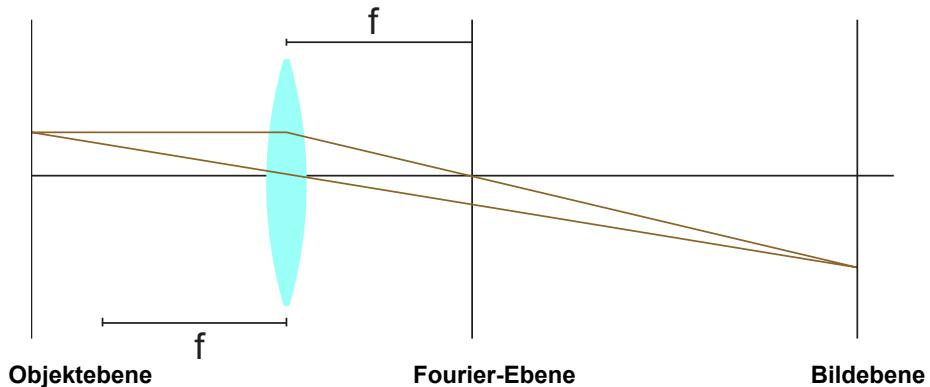


Abbildung 4: Schema des 2f-Aufbaus

Um große Abstände zwischen Objektebene und Bildebene zu vermeiden, kann der 2f-Aufbau zum 4f-Aufbau erweitert werden. Der Vorteil liegt hier im, in der Regel, kürzeren optischen Weg. Wie in Abbildung 5 gezeigt, ist die Objektebene im 4f-Aufbau gleichbedeutend mit der vorderen Brennebene der ersten Linse. Die hintere Brennebene der ersten Linse und die vordere Brennebene der zweiten Linse bilden die Fourier-Ebene. Die Bildebene befindet sich in der hinteren Brennebene der zweiten Linse. Die Rücktransformation aus der Fourier-Ebene wird durch die zweite Linse vollzogen. Im Wesentlichen handelt es sich bei dem hier vorliegenden Versuchspaket um einen 4f-Aufbau (abgesehen von den optischen Elementen zur Beleuchtung). Die erste Linse ist dabei die Objektiv-Linse, die zweite die Tubuslinse.

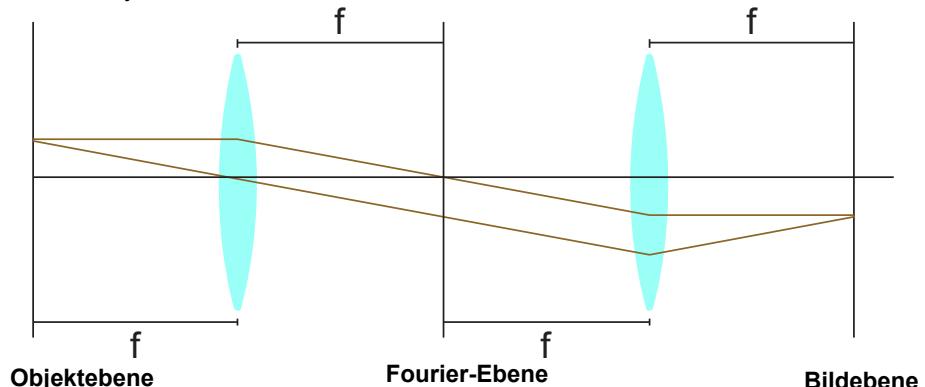


Abbildung 5: Schema des 4f-Aufbaus

Durch die optische Filterung der Bildinformationen in der Fourier-Ebene können unterschiedliche Effekte erzielt werden. Beispielsweise kann bei der Abbildung eines

Kreuzgitters das Bild eines Liniengitters hervorgerufen werden, indem in der Fourier-Ebene durch eine Spaltblende Intensitätsmaxima gefiltert werden. Ein sehr anschauliches Hilfsmittel zum Verständnis der Effekte, welche die Beschniedung der Fourier-Ebene hervorruft, ist die numerische Berechnung. Dies lässt sich leicht mit frei zugänglicher Software bewerkstelligen.

Ein mögliches Werkzeug ist die Freeware Gwyddion³. Diese Software kann auf der einen Seite für komplexe Bild- und Messdatenbearbeitung verwendet werden, auf der anderen Seite aber auch, um die Grundlagen der Fourier-Optik zu simulieren. Man kann hierfür ein Bild laden (Datei → Öffnen) und dann mittels „Daten aufbereiten“ → „Correct Data“ → „2D FFT Filterung“ das Fourier-Bild betrachten und sogar beschneiden.

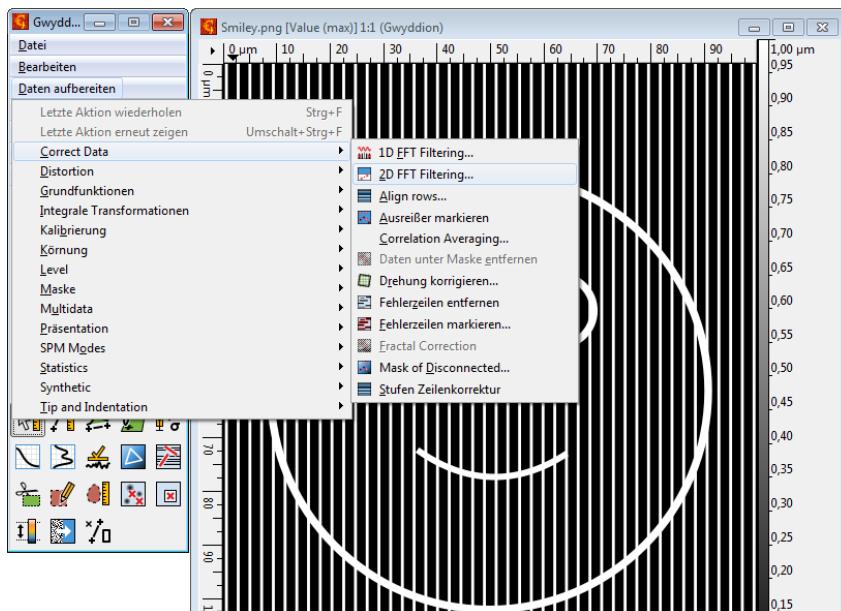


Abbildung 6: Oberfläche des Programms Gwyddion

Dafür wird im Maskeneditor z.B. der Bereich markiert, der beibehalten werden soll (siehe Abbildung 7 links). Im Falle des Smiley wählen wir hier „Ausfüllen“ und entfernen dann die ersten Maxima des Gitters (helle Punkte auf der horizontalen Achse). Dann wird das Ergebnis über „Filtered Image“ angezeigt (siehe Abbildung 7 rechts).

³ Download unter <http://gwyddion.net/>

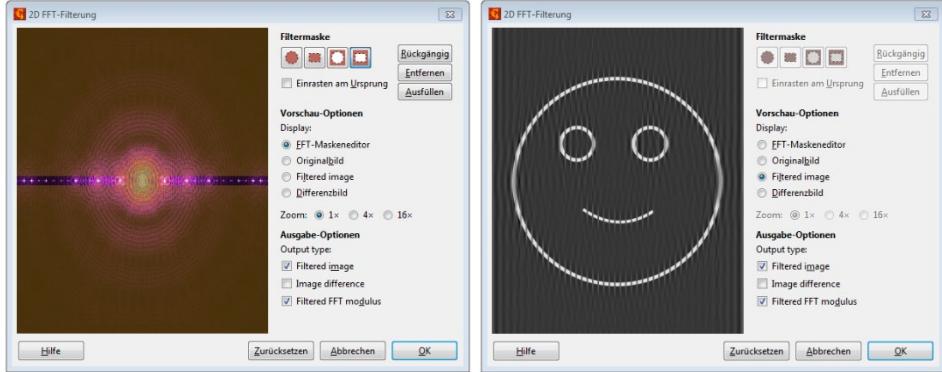


Abbildung 7: Dialogfenster 2D-FFT in Gwyddion

In Abbildung 8 wurden, mit Gwyddion, alle Informationen, die auf vertikale Linien im Gitter hindeuten, mit einer simulierten Spaltblende blockiert. Es bleiben die Informationen über horizontale Gitterlinien.

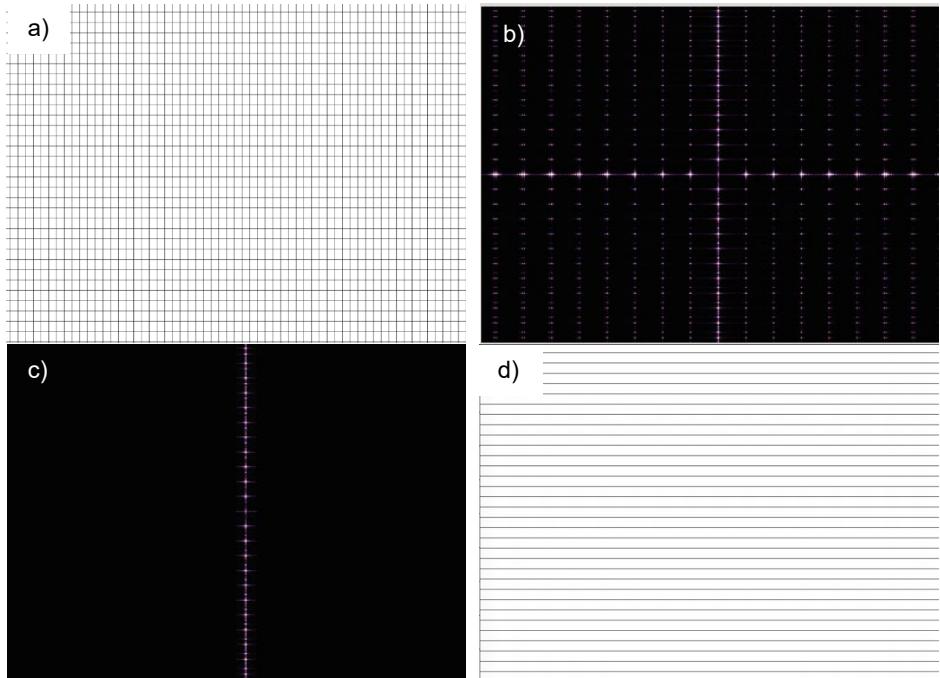


Abbildung 8: Simulierte Fourier-Filterung mit der 2D-FFT-Funktion von Gwyddion. (a) Originalbild, (b) Fourier-Transformierte des Bildes, (c) Fourier-Transformierte, geschnitten mit vertikalem Spalt, (d) Resultierendes Bild

Durch Blockieren hoher Raumfrequenzen (Intensitätsmaxima in großer Entfernung von der optischen Achse) können Bilder weichgezeichnet werden. Dieses optische Bildbearbeitungsverfahren wird als optischer Tiefpass bezeichnet, bei dem nur Informationen über grobe Strukturen weitergegeben werden. Abbildung 9 zeigt das mit Gwyddion simulierte Weichzeichnen durch eine Lochblende.

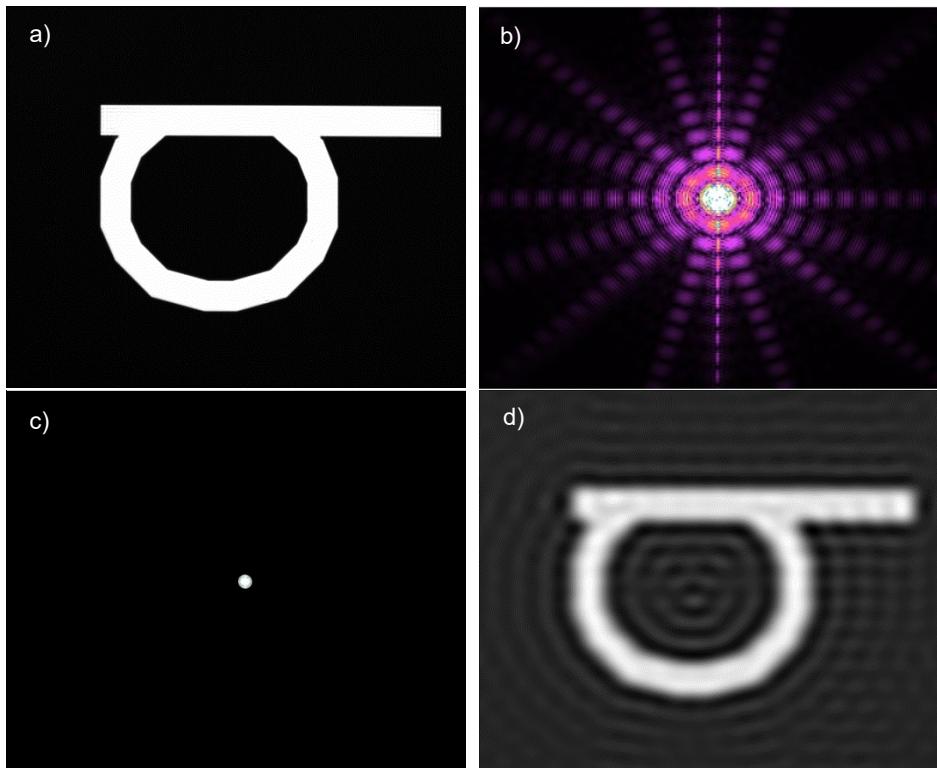


Abbildung 9: Simulierte Weichzeichnung mit der 2D-FFT-Funktion von Gwyddion, (a) Originalbild, (b) Fourier-Transformierte des Bildes, (c) Fourier-Transformierte, geschnitten mit Kreisblende, (d) Resultierendes Bild

Durch Blockieren niedriger Raumfrequenzen (Intensitätsmaxima nahe der optischen Achse), können die Kanten eines Bildes hervorgehoben und der Kontrast verbessert werden. Dieses optische Bildbearbeitungsverfahren wird als optischer Hochpass bezeichnet, bei dem nur Informationen über feine Strukturen weitergegeben werden. Abbildung 10 zeigt das mit Gwyddion simulierte Hervorheben von Kanten durch eine Kreisblende. Durch das Hervorheben der Kanten wirken die Bilder schärfer. Allerdings wird durch den optischen Hochpass keine zusätzliche Information generiert, die zu einer wirklichen Schärfung führen würde.

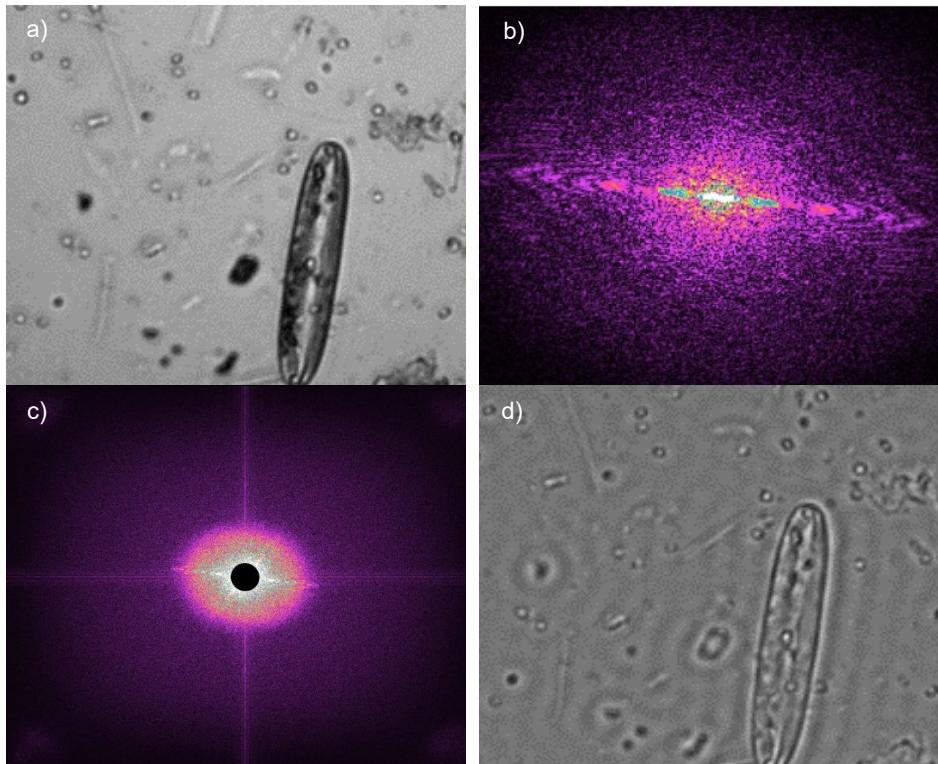


Abbildung 10: Simulierte Hervorheben von Kanten und Verbesserung des Kontrasts mit der 2D-FFT-Funktion von Gwyddion, (a) Originalbild, (b) Fourier-Transformierte des Bildes, (c) Fourier-Transformierte, mit opakem Punkt, (d) Resultierendes Bild

4.1.8. Fehlvorstellungen

Wie schon im Kapitel 4.1.1 diskutiert wurde, hat die Fourier-Transformation die folgende Form

$$F(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \cdot e^{-i2\pi(ux+vy)} dx dy \quad (25)$$

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) \cdot e^{i2\pi(ux+vy)} du dv \quad (26)$$

Hierbei sollte man sich vor Augen führen, dass die Koeffizienten $F(u, v)$ im Allgemeinen komplexwertige Zahlen sind. Dementsprechend beinhalten sie einen Real- und Imaginärteil, bzw. eine Amplituden- und eine Phaseninformation, also

$$F(u, v) = F_r(u, v) + i \cdot F_i(u, v) = |F(u, v)| \cdot e^{i \cdot \varphi(u, v)} \quad (27)$$

mit der Amplitude $|F(u, v)|$ und der Phase $\varphi(u, v) = \tan^{-1}(F_i(u, v)/F_r(u, v))$.

Wenn wir nun die Fourier-Ebene hinter der Objektivlinse betrachten, dann nehmen wir die *Amplitude* wahr und nicht die *Phase!* Dies bedeutet insbesondere, dass die Helligkeitsverteilung in der Fourier-Ebene gar nicht die vollständige Information der beugenden Struktur beinhaltet. Hier liegt auch die Ursache für eine typische Fehlvorstellung: Oft nehmen Studenten den Sachverhalt, dass die zweimal angewandte Fourier-Transformation wieder das Ausgangsbild ergibt (bzw. noch eine Linse hinter der Objektivlinse das Ausgangsbild ergibt) als Anlass zur Fehlvorstellung, dass die Helligkeitsverteilung auch als Maske in der Objektebene dienen könnte, mit der man das Objekt in die Fourier-Ebene bringen könnte.

Dies ist aber falsch, weil die Phaseninformation verloren geht. Bringt man also das Beugungsbild eines Einzelpalts als Maske in die Objektebene, dann ist in der Fourier-Ebene mitnichten ein Spalt zu sehen!

Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 11 visualisiert. Der dafür verwendete Matlab Code findet sich in Kapitel 10. Das zu bearbeitende Bild ist der Kopf eines Tigers⁴, siehe Abbildung 11a. Zunächst wird das Bild Fourier-transformiert. Amplitude und Phase, siehe Gleichung (27), sind in Abbildung 11b und Abbildung 11c gezeigt.

Als nächstes wurde nur die Amplitude zurücktransformiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 11d gezeigt, in der keine Struktur erkennbar ist. Im letzten Schritt wurde zunächst ein zufälliges Rauschen generiert, s. Abbildung 11e, welches als Amplitude verwendet wurde und zusammen mit der Phaseninformation aus Abbildung 11c zurücktransformiert wurde. Das Ergebnis ist in Abbildung 11f zu sehen, in der sich das Originalbild klar erkennen lässt. Das Fazit ist, dass die Phasenverteilung einen wesentlichen Teil der Information darstellt. Selbst mit der zufällig gewählten Amplitude kann man das Bild in der rücktransformierten Phase erkennen. Man sollte also die Fourier-Transformation nicht auf die (sichtbare) Amplitude reduzieren.⁵

Berücksichtigt man allerdings auch die Phase des Lichts, dann kann man in der Tat die Objektebene so entwerfen, dass das Bild in der Fourier-Ebene beliebig ist. Geräte, die dies ermöglichen, werden Spatial Light Modulators genannt. Thorlabs bietet solche Geräte unter dem Produktnamen *Exulus* an.⁶ Der Effekt kann ebenfalls durch eine entsprechend mikrostrukturierte Probe erreicht werden, die das Licht in der gewünschten Weise beugt. Eine solche Probe ist Teil dieses Versuchspakets.

⁴ Das Bild stammt von pixabay.de, verwendet unter Creative Commons CC0.

⁵ In der Praxis funktioniert dieser Effekt am besten mit Bildern, die einen hohen Kontrast und eine geringe Auflösung aufweisen.

⁶ https://www.thorlabs.com/newgroupage9.cfm?objectgroup_id=10378

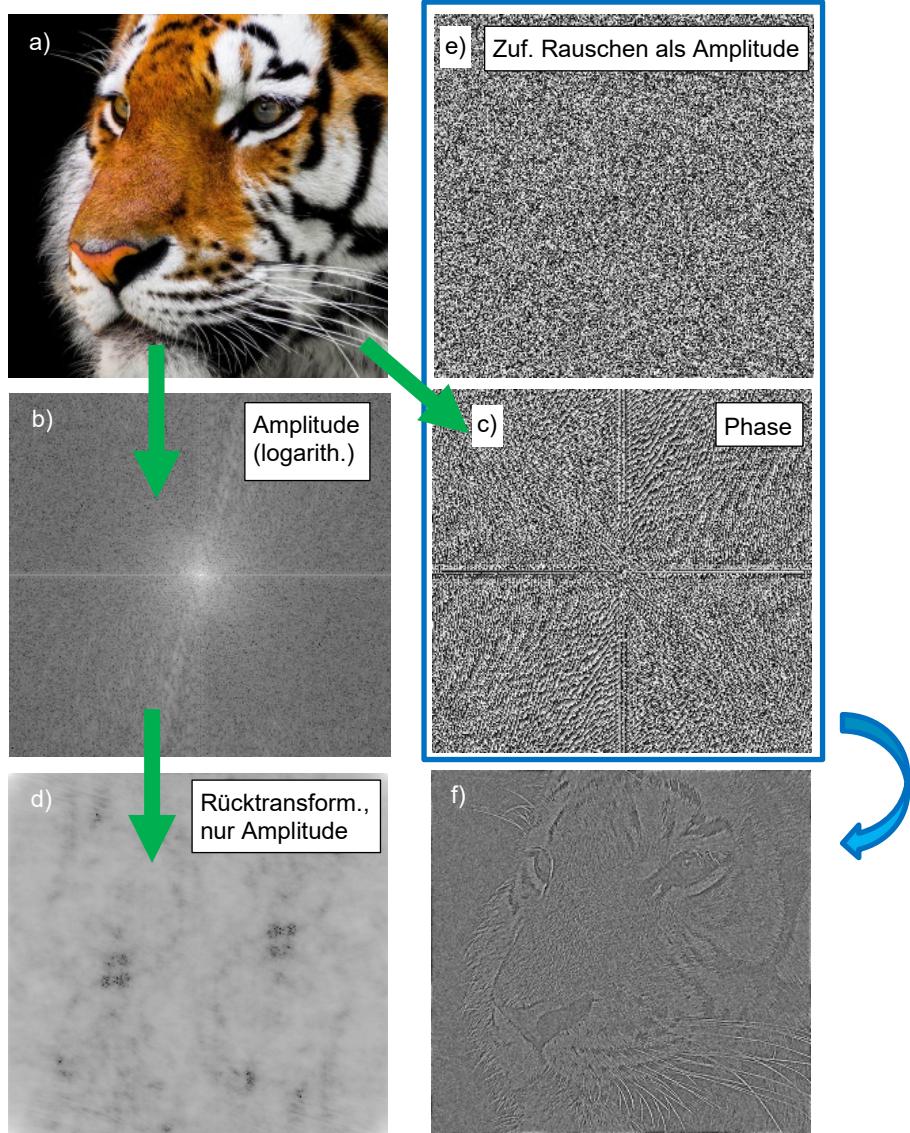


Abbildung 11: Erklärung der Phasen- und Amplitudeninformation bei der Fourier-Transformation am Beispiel eines Tiger-Bildes. Wenn eine zufällig gewählte Amplitude (e) zusammen mit der tatsächlichen Phase (c) des Originalbildes (a) zurücktransformiert wird, dann ist das Originalbild darin noch erkennbar, siehe (f). Dies ist nicht der Fall, wenn nur die Amplitude (b) rücktransformiert wird, siehe (d). Folglich spielt die Phase eine wesentliche Rolle bei der Fourier-Transformation und Fourier-Optik.

4.2. Mikroskop-Grundlagen

Als Mikroskop bezeichnet man im Allgemeinen ein Gerät, mit dem Objekte, deren Größe unterhalb des Auflösungsvermögens des menschlichen Auges liegt, vergrößert betrachtet werden können. Für die Vergrößerung entscheidend ist hierbei im Wesentlichen die Vergrößerung des Sehwinkels. Im Prinzip besteht ein klassisches Mikroskop aus zwei Sammellinsen oder Linsensystemen, dem Objektiv und dem Okular. Der Abstand dieser beiden Linsen ist dabei wesentlich größer als die Summe ihrer Brennweiten f_{obj} und f_{ok} . Der Abstand t der Brennebenen voneinander wird als Tubuslänge t bezeichnet. Abbildung 12 zeigt den Strahlengang in einem typischen Mikroskop mit Endlich-Optik, durch das man mit dem Auge blickt.

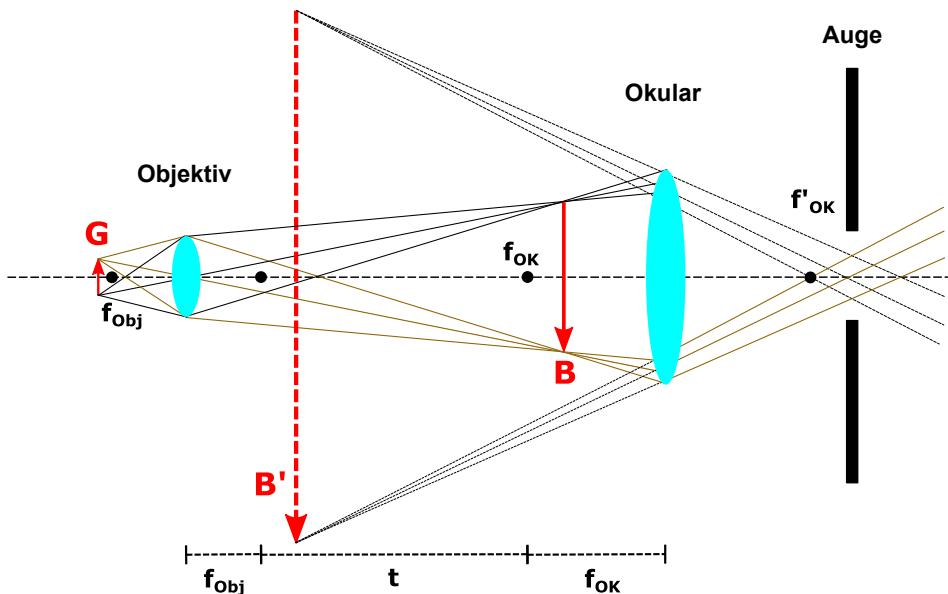


Abbildung 12: Strahlengang im Mikroskop mit Endlich-Optik

Der Gegenstand **G**, der betrachtet werden soll, wird dicht vor die vordere Brennebene des Objektivs f_{obj} gesetzt. Dadurch entsteht ein reelles Zwischenbild **B**, das umgekehrt und vergrößert ist und innerhalb der vorderen Brennebene des Okulars f_{ok} liegt. Das Zwischenbild betrachtet man nun mit dem Okular, das als Lupe fungiert. Man erhält demnach vom Bild **B** ein virtuelles Bild, das wiederum vergrößert wird. Letztlich sieht das Auge vom Gegenstand **G** also ein stark vergrößertes, umgekehrtes virtuelles Bild **B'**. Da man das Okular so setzt, dass das Bild nicht in der Brennebene des Okulars sitzt, sondern näher an der Linse, erscheint der Gegenstand noch etwas größer, da das virtuelle Bild ins Endliche wandert und der Sehwinkel größer ist, als wenn sich das Bild in der Brennebene (und sich damit das virtuelle Bild im Unendlichen) befände. Die scharfe Abbildung auf die

Sehzellen des Auges erfolgt dann dadurch, dass die Linse im Auge sich entsprechend anpasst ("Akkommodation").

Verwendet man zum Betrachten nun nicht das Auge, sondern eine Kamera, dann sollte das Zwischenbild aber scharf auf dem Chip abgebildet werden. Man bedient sich dann gern eines Mikroskops mit Unendlich-Strahlengang, wie in Abbildung 13 gezeigt.

Hier platziert man den zu betrachtenden Gegenstand **G** im Brennpunkt des Objektivs. Dadurch erhält man hinter dem Objektiv parallele Strahlen, also einen Unendlich-Strahlenraum. Mit einer Tubuslinse mit der Brennweite f_{Tu} projiziert man dann das Zwischenbild **B** direkt auf den Kamerachip. Im Gegensatz zur Betrachtung mit dem Auge wird hier keine weitere Vergrößerung benötigt.

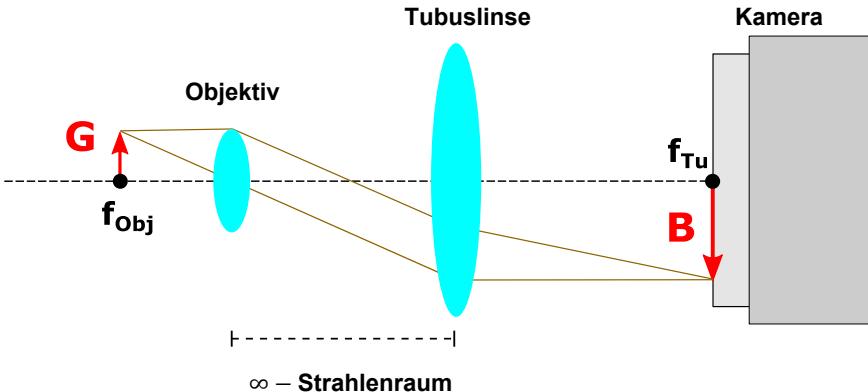


Abbildung 13: Strahlengang im Mikroskop mit Unendlich-Optik

Ein Vorteil, der aus Abbildung 13 sofort ersichtlich wird, ist, dass man die Tubuslinse praktisch in beliebiger Entfernung zum Objektiv platzieren kann, da der Strahlengang hinter dem Objektiv parallel ist. Man kann also die Größe des Aufbaus flexibel gestalten. Es wird z.B. auch ermöglicht, planparallele Komponenten einzubauen (Filter, Strahltreiber, etc.), ohne dass sich die Zwischenbild-Größe oder -Position verändern.

Vergrößerung bzw. Abbildungsmaßstab des Mikroskops:

Die Vergrößerung des Mikroskops mit Endlich-Optik, wie in Abbildung 12 gezeigt, ergibt sich bekanntermaßen⁷ aus dem Produkt des Abbildungsmaßstabs des Objektivs $V_{Obj} = B/G = t/f_{obj}$ und der Lupenvergrößerung des Okulars $V_{Ok} = s_0/f_{ok}$:

$$V_{Mikroskop} = \frac{t \cdot s_0}{f_{obj} \cdot f_{ok}} \quad (28)$$

Dabei ist t die Tubuslänge des Mikroskops, die sich aus dem Abstand der hinteren Brennebene des Objektivs von der vorderen Brennebene des Okulars ergibt. s_0 bezeichnet die deutliche Sehweite, die nach Definition 25 cm beträgt.

⁷ siehe z.B. Bergmann-Schäfer, Band 3, Optik, de Gruyter Verlag

Da sich der Begriff der Vergrößerung immer auf den Eindruck des Auges bezieht, geben wir bei unserem Mikroskop mit der Unendlich-Optik (nach Abbildung 13), für das wir zur Bildbetrachtung eine Kamera verwenden, den messbaren Abbildungsmaßstab an. Er ergibt sich einfach aus den Brennweiten der Objektiv- und der Tubuslinse zu

$$V = \frac{B}{G} = \frac{f_{Tu}}{f_{Obj}} \quad (29)$$

4.3. Köhlersche Beleuchtung

Möchte man ein Objekt in einem Mikroskop beobachten, hat man in der Regel das Problem, dass die beleuchtende Lichtquelle selbst eine gewisse Ausdehnung und Struktur hat (z.B. Glühwendel, LED-Chip), was zu einer ungleichmäßigen Beleuchtung des Objekts führt, ggf. eine Hitzeinwirkung auf das Objekt bewirkt und Streulicht verursacht. Gängige Praxis in der Mikroskopie ist heute die sog. „Köhlersche Beleuchtung“, benannt nach deren Entwickler August Köhler⁸. Dieses Beleuchtungssystem besteht im Wesentlichen aus einer zur Lichtquelle und zum Kondensor zusätzlichen Linse, des Kollektors, und zwei Blenden, der Apertur- und der Feldblende:

Aperturblende

Zunächst wird die Lichtquelle mit Hilfe des Kollektors in die Ebene der Aperturblende abgebildet, die in der Brennebene des Kondensors steht (s. Abbildung 14). Durch diesen Trick, das **Bild** der Lichtquelle zur Beleuchtung des Objekts zu nutzen, muss man nicht die Lichtquelle selbst in die Brennebene des Kondensors stellen und Gefahr laufen, das Objekt zu überhitzen. Über den Durchmesser der Aperturblende kann man nun die Apertur (Winkel der Randstrahlen) so einstellen, dass sie an die Apertur des Objektivs angeglichen wird. Die auf dem Objekt ausgeleuchtete Fläche bleibt dabei unverändert. Ein weiterer Vorteil, zur Beleuchtung das Bild der Lichtquelle zu verwenden, besteht darin, dass dadurch Inhomogenitäten minimiert werden können.⁹

⁸ A. Köhler: „Ein neues Beleuchtungsverfahren für mikrophotographische Zwecke“, Zeitschrift für wissenschaftliche Mikroskopie und mikroskopische Technik, Band X, Heft 4, S. 433 – 440 (1893)

⁹ F. K. Möllring: „Mikroskopbeleuchtung nach Köhler“, Mikrokosmos 83, S. 109–115 (1994)

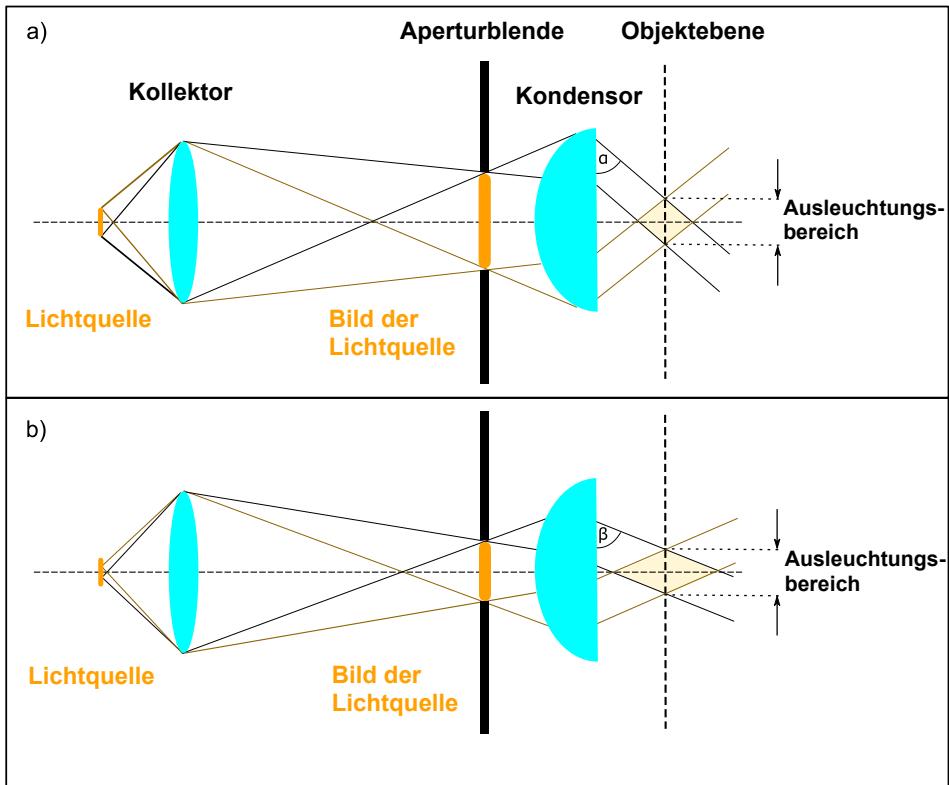


Abbildung 14: Abbildung der Lichtquelle auf die Aperturblende – verändert man die Blendengröße, so ändert sich der Einfallswinkel der Randstrahlen in der Objektebene, jedoch nicht die ausgeleuchtete Fläche. a) und b) zeigen Momentaufnahmen für eine unterschiedlich weit geöffnete Aperturblende

Abbildung 14 zeigt in zwei Momentaufnahmen die Situation bei a) weit geöffneter und b) weniger weit geöffneter Aperturblende. Es wird dadurch jeweils ein größerer (a) bzw. kleinerer (b) Teil der Lichtquelle abgebildet und der Winkel der Randstrahlen nach dem Kondensor wird folglich kleiner bzw. steiler (α) oder größer bzw. flacher (β). Der Ausleuchtungsbereich in der Objektebene bleibt dabei immer gleich groß, unabhängig von der Öffnung der Aperturblende.

Feldblende

Die Feldblende wird so zwischen dem Kollektor und der Aperturblende eingebracht, dass ihr Bild in der Ebene des zu untersuchenden Objekts liegt (s. Abbildung 15, die Aperturblende wurde der Übersichtlichkeit halber in dieser Abbildung weggelassen). Sie wird über den Kondensor dorthin abgebildet. Über den Durchmesser der Feldblende kann man die auf dem Objekt ausgeleuchtete Fläche einstellen, die Winkel der Randstrahlen (Apertur) bleiben dabei gleich. Dadurch kann störendes Streulicht eliminiert werden. Im Grunde könnte man dazu eine Blende direkt in die Objektebene stellen. Da dies aber wenig praktikabel ist, bedient man sich des Tricks, die Feldblende außerhalb der Objektebene zu positionieren und sie darin abzubilden.

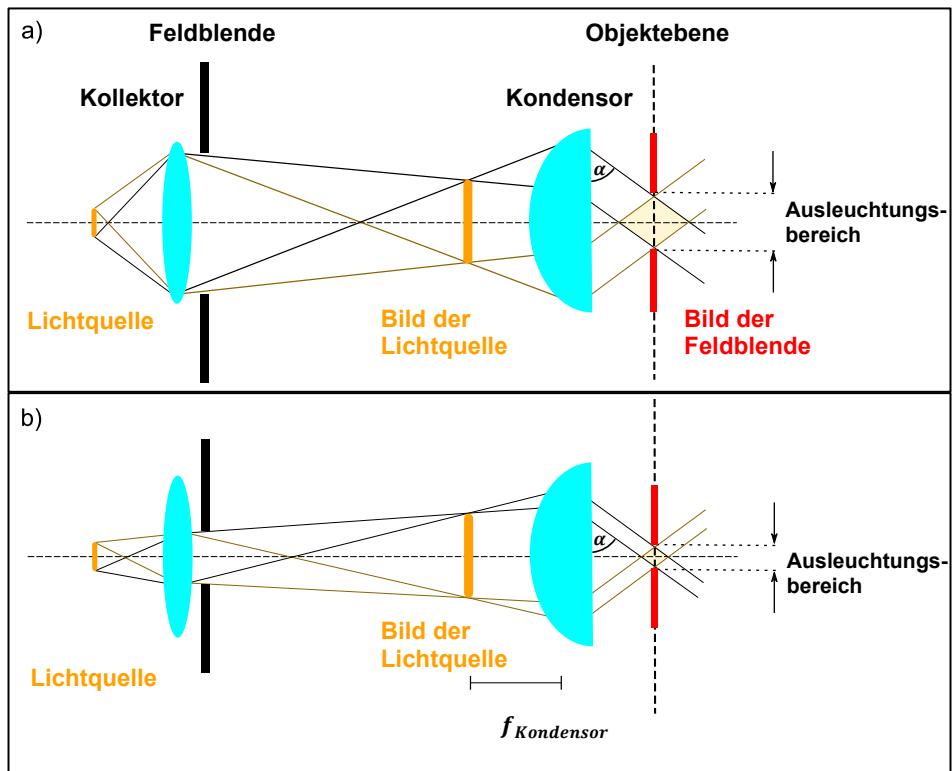


Abbildung 15 Abbildung der Feldblende in die Objektebene mit Hilfe des Kondensors – verändert man die Blendengröße, so ändert sich die ausgeleuchtete Fläche in der Objektebene, jedoch nicht die Apertur (Winkel der Randstrahlen) der Beleuchtung (Aperturblende hier nicht eingezeichnet). a) und b) zeigen Momentaufnahmen für eine unterschiedlich weit geöffnete Feldblende.

Da die Feldblende in die Objektebene abgebildet wird, erhält man je nach Blendenöffnung auch ein der Größe der Feldblende entsprechendes Bild dieser, was zur Folge hat, dass

sich auch die Größe des Ausleuchtungsbereiches ändert. Der Winkel (α) der Randstrahlen nach dem Kondensor ist dabei unabhängig von der Blendenöffnung.

Ein großer Vorteil dieses Verfahrens ist, dass sich die Beleuchtungsapertur und die ausgeleuchtete Fläche unabhängig voneinander einstellen lassen.

Zur klassischen Köhler-Beleuchtung kann man, wie in unserem Aufbau, noch eine weitere Linse, die sogenannte Feldlinse, einfügen. Sie wird zwischen Feldblende und Aperturblende positioniert. Sie ermöglicht eine weitere Fokussierung und hilft dabei, die Intensität pro Fläche in der Objektebene zu erhöhen.

4.4. Skizze des Lichtweges durch das Mikroskop

Dies ist eine Skizze des Lichtweges im Mikroskop-Teil des Aufbaus.

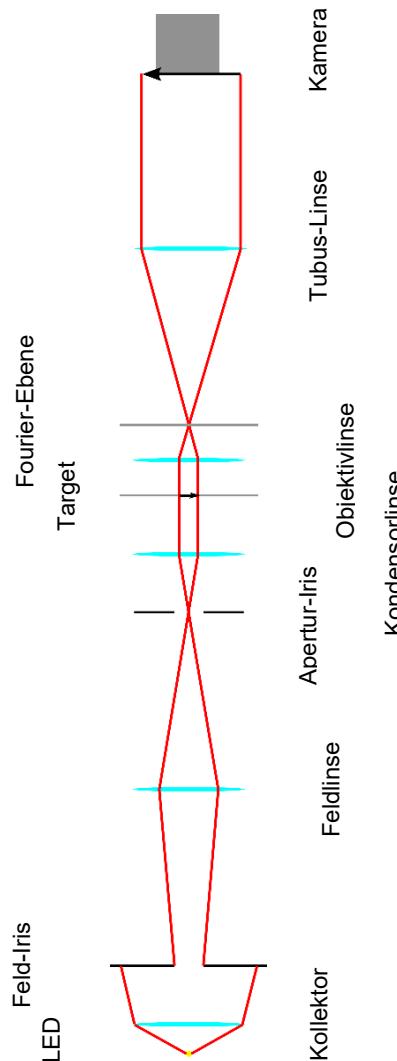


Abbildung 16: Lichtweg durch das Mikroskop

4.5. Beugung und Auflösungsvermögen des Mikroskops

In diesem Unterkapitel soll gezeigt werden, dass Beugung der wesentliche Faktor ist, der die klassische Lichtmikroskopie limitiert¹⁰. Stellen wir uns dazu eine Linse vor, die mit parallelem Licht (also beispielsweise einer entfernten Quelle) beleuchtet wird.¹¹ Die Linse beschränkt natürlich das Lichtfeld, da sie einen endlichen Durchmesser D hat. Dies erzeugt im Brennpunkt unweigerlich ein Beugungsbild, bei dem der Durchmesser des zentralen Beugungsmaximums durch

$$d_{Beug} = 2,44 \cdot \frac{f_1 \cdot \lambda}{D} \quad (30)$$

gegeben ist, vgl. Abbildung 17, wobei f_1 die Brennweite der Linse und λ die Wellenlänge des verwendeten Lichts bezeichnet.

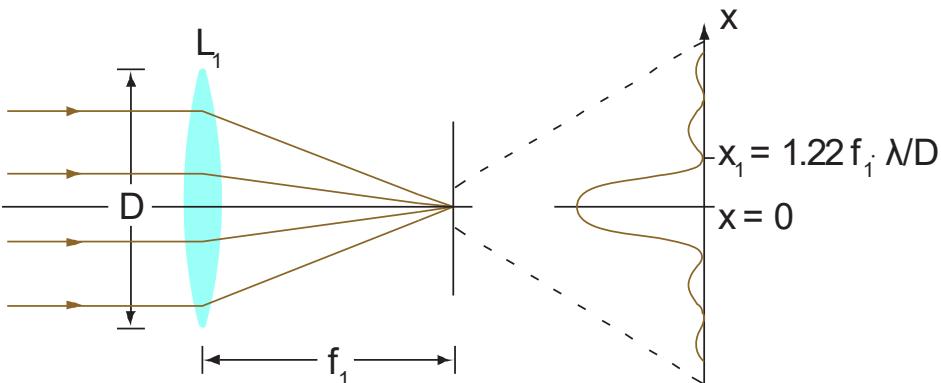


Abbildung 17: Beugungsbild durch eine Linse

Das hat aber zur Folge, dass sich die Beugungsbilder zweier verschiedener Quellen (oder Bildpunkte) überlappen. Entsprechend stellt sich die Frage, wann sie noch getrennt wahrnehmbar sind, vgl. Abbildung 18.

¹⁰ Hier sei aber angemerkt, dass inzwischen verschiedene Methoden bekannt sind, um die Beugungsgrenze zu überwinden, z.B. die STED-Mikroskopie. 2014 erhielten Stefan Hell, Eric Betzig und William E. Moerner den Chemie-Nobelpreis für die Entwicklung von Methoden zur superauflösenden Fluoreszenzmikroskopie.

¹¹ Der hier dargelegte Gedankengang orientiert sich an Demtröder II.

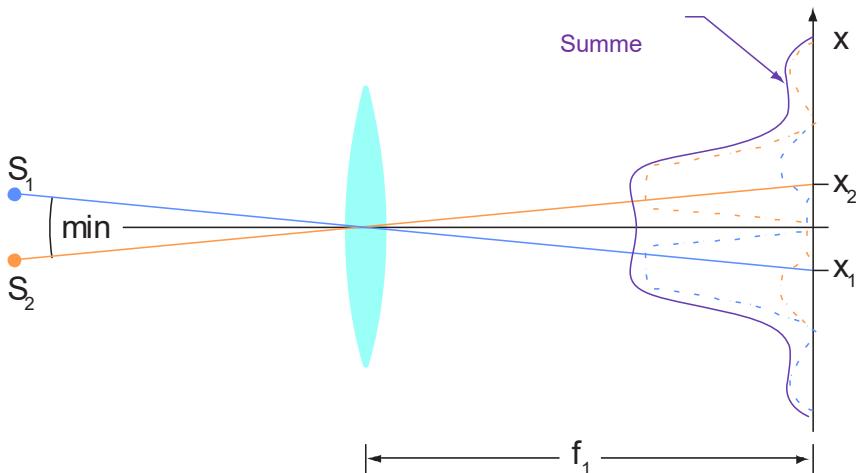
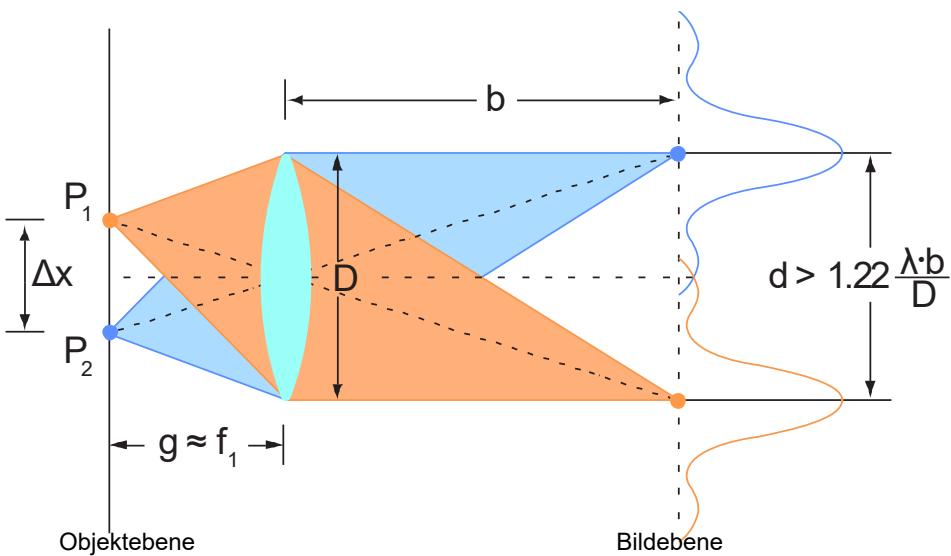


Abbildung 18: Zwei Punkte sind nach der Abbildung noch zu unterscheiden, wenn sie das Rayleigh-Kriterium erfüllen.

Hierfür legt man in der Regel das sogenannte Rayleigh-Kriterium zugrunde: Zwei Quellen oder Bildpunkte werden dann noch als getrennt wahrgenommen, wenn das Hauptmaximum des Beugungsbildes von der Quelle S_1 vom Hauptmaximum des Beugungsbildes von S_2 mindestens so weit entfernt ist, wie das erste Minimum vom entsprechenden Hauptmaximum.

Wie nun im vorigen Unterkapitel diskutiert wurde, bildet bei einem klassischen Mikroskop die Objektivlinse das Objekt auf ein reelles Zwischenbild ab. Will man also zwei Punkte auf dem Objekt auch noch im Zwischenbild getrennt wahrnehmen (und somit im Auge/auf der Kamera), dann muss der Abstand zwischen beiden Punkten Δx so groß sein, dass die Beugungsbilder beider Punkte noch das Rayleigh-Kriterium erfüllen, vgl. Abbildung 19.

Abbildung 19: Abbildung zweier Punkte im Abstand Δx mit einer Linse.

Dies bedeutet, dass der Abstand der Hauptmaxima im Beugungsbild größer als

$$d_{min} = 1,22 \cdot \frac{b \cdot \lambda}{D} \quad (31)$$

mit der Bildweite b sein muss. Die Linsenabbildungsgleichung erzwingt, dass das Verhältnis aus Bildweite und Gegenstandsweite gleich dem Verhältnis aus Bildgröße zu Gegenstandsgröße ist. Damit folgt:

$$\frac{b}{g} = \frac{1,22 \cdot \frac{b \cdot \lambda}{D}}{\Delta x} \Rightarrow \Delta x = 1,22 \cdot \lambda \cdot \frac{g}{D} \quad (32)$$

Da die Gegenstandsweite praktisch der Brennweite entspricht, $g \approx f$, ergibt sich als kleinster noch auflösbarer Abstand:

$$\Delta x = 1,22 \cdot \lambda \cdot \frac{f}{D} \quad (33)$$

Verändert man nun noch den Brechungsindex n zwischen Objekt und Objektiv, dann kann eine weitere Verbesserung erzielt werden. Dieser Effekt wird, zusammen mit dem maximalen Öffnungswinkel α , für den

$$2 \cdot \sin \alpha = \frac{D}{f} \quad (34)$$

gilt, zur numerischen Apertur

$$NA = n \cdot \sin \alpha$$

(35)

zusammengefasst.

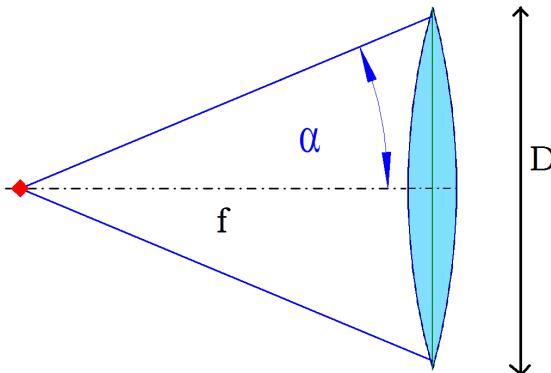


Abbildung 20: Skizze zur numerischen Apertur

Durch das Einsetzen der Gleichungen (34) und (35) in Gleichung (33) ergibt sich das Auflösungsvermögen zu

$$\Delta x_{min} = 0,61 \cdot \frac{\lambda}{NA} \quad (36)$$

Die Begrenzung der Auflösung durch die Beugung wurde bereits Ende des 19. Jahrhunderts von Ernst Abbe publiziert. Die Herleitung basiert darauf, dass man zur Formung eines Bildes mindestens noch die erste Beugungsordnung benötigt. Dies lässt sich anschaulich an einem Gitter verstehen: Bekanntlich ergibt sich aus dem Abstand von Hauptmaximum und erster Beugungsordnung die Gitterkonstante des Gitters. Ein Beugungsbild, bei dem die ersten Beugungsordnungen weiter außen liegen, entspricht dabei einem Gitter mit kleinerer Gitterkonstante. Schneidet man also alle Beugungsordnungen inklusive der ersten ab, so entspricht das einem Gitter mit beliebig kleiner Gitterkonstante. Dies zeigt, dass ohne erste Beugungsordnung kein Bild des Gitters erzeugt werden kann. Das zentrale Maximum in einem Beugungsbild trägt somit noch keine Information mit sich. Erst die Beugungsordnungen erlauben eine Abbildung.

Sind die Strukturen also zu klein, dann ist der Öffnungswinkel der 1. Beugungsordnung **größer** als die numerische Apertur der Linse. Das bedeutet, dass die erste Beugungsordnung an der Linse vorbei tritt und (wie alle höheren Ordnungen) nicht mehr zur Bildgebung beitragen kann. Dann tritt nur noch das zentrale Maximum durch die Linse. Mit dieser Überlegung konnte Abbe bereits die Auflösungsgrenze der klassischen Mikroskopie näherungsweise bestimmen.

Kapitel 5 Aufbau und Justierung

Dieses Kapitel beschreibt zunächst den Zusammenbau der einzelnen Komponenten und ihre Positionierung im Aufbau. Danach wird diskutiert, welche Funktion die einzelnen optischen Elemente haben und welche Beugungselemente im Kit enthalten sind.

5.1. Zusammenbau der Komponenten

Zunächst werden die 8 Gummifüße RDF1 von unten in die Lochrasterplatte geschraubt. Verwenden Sie dafür die 1/4"-20 x 1/2" (M6 x 12 mm) Schrauben und verteilen Sie die Gummifüße symmetrisch unter der Platte.

Schrauben Sie unter alle PH2 (PH50/M) Stielhalter die BE1(/M) Klemmenadapter. Bitte unterscheiden Sie sorgfältig zwischen den PH2E (PH50E/M) und der PH2 (PH50/M)+BE1(/M) Kombination. Sie wurden so gewählt, dass eine größtmögliche Freiheit bei der Höheneinstellung der Komponenten besteht.

Im Folgenden ist der Zusammenbau der optischen Komponenten beschrieben.

Leuchtdiode



Komponenten:

Kaltweiße LED

SM1RC(/M) Klemmhalter

SM1V10 variabler Tubus

SM1RRC breiter Halterung

ACL2520U-A Kondensorlinse

TR2 (TR50/M) Stiel

Kamera



Komponenten:

CS165CU(/M) CMOS Kamera

SM1L30 Tubus

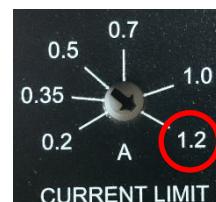
TR2 (TR50/M) Stiel

Leuchtdiode: Setzen Sie zunächst die Leuchtdiode in den SM1RC/(M) Halter ein. Schrauben Sie dafür ggf. die Schraube am Halterung etwas heraus. Fixieren Sie dann die LED im Halter, indem Sie die Schraube festdrehen. Schrauben Sie als nächstes den Halterung aus dem SM1V10 Tubus. Setzen Sie dann die ACL2520U-A Kondensorlinse mit der flachen Seite zuerst ein (die flache Seite zeigt dann zur LED).¹² Schrauben Sie nun statt dem schmalen Halterung den extrabreiten SM1RRC Halterung ein. Er dient dazu, die Linse beim Eindrehen mit dem SPW606 trotz der starken Wölbung nicht zu beschädigen. Schrauben Sie zuletzt den SM1V10 Tubus in das Gewinde der LED. Benutzen Sie die Kombination PH2 (PH50/M) + BE1/(M).



Schließen Sie dann die LED mit dem Kabel an den LEDD1B LED-Treiber an. Beachten Sie hierfür, dass die LED für einen Strom bis 1300 mA ausgelegt ist. Stellen Sie am LED-Treiber den Limit-Strom auf 1.2 A, s. Bild rechts, indem Sie z.B. mit einem dünnen Schraubenzieher den Pfeil drehen.

Der Schalter auf der Oberseite soll auf „CW“ eingestellt sein.



Kamera: Schrauben Sie zunächst den SM1L30 Tubus auf die Kamera. Entfernen Sie den Halterung aus dem Tubus und legen Sie ihn zur Seite, er wird später beim Zusammenbau der Objektivlinsenkomponente benötigt. Das Ende des Tubus kann mit einer SM1EC2B Schutzkappe verschlossen werden, um Verschmutzung zu vermeiden. Schrauben Sie die 1/4"-20 x 1/2" (M6 x 12 mm) Madenschraube in die Unterseite der Kamera und schrauben Sie dann den TR2 (TR50/M) Stiel auf. Stellen Sie sicher, dass die „Zelux“-Beschriftung an der Oberseite ist, damit der Kamera-Chip die richtige Orientierung aufweist. Führen Sie nun einen Sechskantschlüssel durch das Loch im Stiel, um den Stiel fest an der Kamera anzuziehen. Entfernen Sie die kleine Madenschraube des TR2 (TR50/M) Stiels. Benutzen Sie die PH2 (PH50/M) + BE1/(M) Kombination.

Strahlteiler: Der BS028 Strahlteiler muss in das CCM1-4ER/(M) Gehäuse gebaut werden. Entfernen Sie dafür die kleinen schwarzen Schrauben seitlich am Gehäuse und ziehen Sie die Gehäuseoberseite ab. Schrauben Sie nun die silbernen Schrauben am Innenteil heraus. Entnehmen Sie den Strahlteiler seiner Verpackung und setzen ihn in entsprechender Orientierung in das Gehäuse (umgedreht, sodass die Pfeile am Boden sind). Danach werden die silbernen Schrauben eingeschraubt, sodass das dreieckförmige Oberteil den Würfel fixiert. Danach wird die Gehäuseoberseite eingeschraubt, wobei auf die Orientierung wie in Abbildung 21 geachtet werden sollte (es sind dann nur zwei Pfeile sichtbar, einer zeigt nach rechts, einer zu Ihnen), und mit den schwarzen Schrauben

¹² Wir empfehlen beim Einbau der Linsen Handschuhe zu tragen. Zur Reinigung von Linsen wird Linsenpapier empfohlen, Thorlabs-Artikelnummer MC-5.

verschlossen. Schlussendlich wird an die Unterseite des CCM1-4ER(/M) noch ein TR2 (TR50/M) Stiel geschraubt. Benutzen Sie die PH2 (PH50/M) + BE1(/M) Kombination.

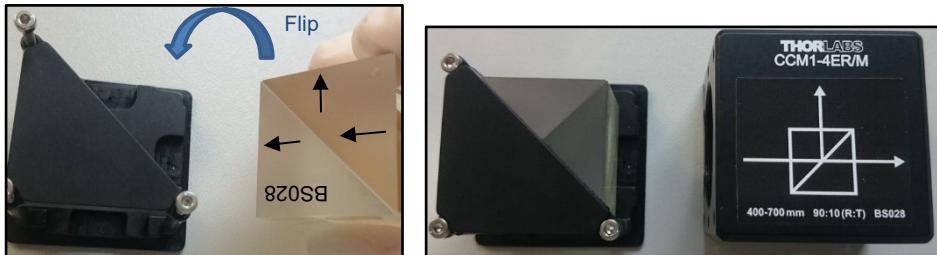


Abbildung 21: Die Pfeile im linken Bild zeigen die Orientierung der gravierten Stellen des Strahlteilers. Der mitgelieferte Aufkleber kann wie im rechten Bild gezeigt auf das Gehäuse geklebt werden.

Irisblenden: Die Irisblenden werden mit einem TR3 (TR75/M) Stiel geliefert.

- Die ID12(/M) Iriden werden mit jeweils einem TR3 (TR75/M) geliefert. Verwenden Sie für diese jeweils einen PH2E (PH50E/M).
- Entfernen Sie den TR3 (TR75/M) Stiel von der ID25(/M). Schrauben Sie die Madenschraube aus einem TR2 (TR50/M) Stiel und schrauben Sie den Stiel dann an die ID25(/M) Iris. Schrauben Sie die eben aus dem TR2 (TR50/M) entfernte Madenschraube in den TR3 (TR75/M) Stiel. Dieser wird für den Grünfilter verwendet. Verwenden Sie die PH2 (PH50/M) + BE1(/M) Kombination.

Grünfilter



Komponenten:
TRF90(M) Flip-
Halter FBH550-40
Grünfilter TR3
(TR75/M)

Feld- und
Tubuslinse



Komponenten:
LMR1(/M)
Linsenhalter
AC254-150-A TR2
(TR50/M)

Kondensor-Linse



Komponenten: LMR1(/M)
Linsenhalter SM1L05
Tubus AC254-050-A
Linse TR2 (TR50/M)

Projektionslinse



Komponenten: LMR1(/
M) Linsenhalter
LB1901 Linse TR2
(TR50/M)

Grünfilter: Entfernen Sie den Halterung aus dem TRF90(/M) Flip-Halter, setzen Sie den FBH550-40 Filter ein und schrauben Sie den Halterung wieder fest. Beachten Sie hierbei, dass der Filter eine Vorzugsrichtung aufweist, s. Foto unten. Benutzen Sie einen TR3 (TR75/M) Stiel (wie oben beschrieben vom Bau der ID25(/M) Iris) und einen PH2E (PH50E/M) Halter.



Abbildung 22 Zusammenbau des Grünfilters. Beachten Sie beim Einbau die Richtung des Pfeils am Gehäuse.

Tubus- und Feldlinse: Schrauben Sie den Haltering aus dem LMR1/(M) Linsenhalter. Setzen Sie dann die AC254-150-A Linse ein und fixieren Sie sie mit dem Haltering. Wiederholen Sie den Schritt für die zweite Linse. Benutzen Sie je einen TR2 (TR50/M) und die PH2 (PH50/M) + BE1/(M) Kombination. Zur Unterscheidung können die beigelegten Aufkleber angebracht werden.

Kondensor-Linse: Entfernen Sie den Haltering aus dem SM1L05 Tubus. Setzen Sie die AC254-050-A Linse mit der flachen Seite zuerst ein und schrauben Sie den Haltering wieder fest. Schrauben Sie aus dem LMR1/(M) Linsenhalter den Haltering aus und schrauben Sie den SM1L05 Tubus in den Linsenhalter. Verwenden Sie einen TR2 (TR50/M) und die PH2 (PH50/M) + BE1/(M) Kombination.

Apertur-
Iris



Target

Abbildung 23 Orientierung der Kondensorlinse

Projektionslinse: Schrauben Sie den Halterung aus dem LMR1(/M) Linsenhalter. Setzen Sie dann die LB1901 Linse ein und fixieren Sie sie mit dem Halterung. Verwenden Sie einen TR2 (TR50/M) und die PH2 (PH50/M) + BE1(/M) Kombination.

Schirm



Objektivlinse



Kieselalgenpräparat



Komponenten:

EDU-VS1(/M) Schirm
BA2(/M) Basis
PH1.5 (PH30/M) Stielhalter
TR1.5 (TR30/M) Stiel

Komponenten:

KCP05(/M) Adapter
SMR1(/M) Linsenhalter
SM1ZM Zoomgehäuse
AC254-030-A Linse
TR2 (TR50/M) Stiel

Komponenten:

FP01 Universalhalter
TR2 (TR50/M) Stiel
Kieselalgenpräparat

Schirm: Schrauben die BA2(/M) Platte mit der 1/4"-20 x 3/8" (M6 x 10 mm) Schraube an den PH1.5 (PH30/M) Stielhalter. Der TR1.5 (TR30/M) wird dann an den EDU-VS1(/M) Schirm geschraubt und in den Stielhalter eingesetzt.

Objektivlinse: Schrauben Sie den SMR1(/M) Linsenhalter mit Hilfe der 8-32 x 1/4" (M4 x 6 mm) Schraube mittig auf den KCP05(/M) Adapter. Verwenden Sie dafür dessen Loch ohne Gewinde. Der TR2 (TR50/M) Stiel wird in das Loch mit Gewinde geschraubt. Entfernen Sie als nächstes den Halterung aus dem SM1ZM Zoomgehäuse. Setzen Sie dann die AC254-030-A Linse mit der flachen Seite zuerst ein und fixieren Sie sie mit einem Halterung. Blockieren Sie den Rotationsmechanismus des SM1ZM, indem Sie die kleine

Feststellschraube mit dem 0.035" (0.9 mm) Sechskantschlüssel festziehen. Schrauben Sie dann das SM1ZM Zoomgehäuse fest in den SMR1/(M) Halter. Schrauben Sie nun den Haltering, der vom Bau der Kamerakomponente übriggeblieben ist, in die offene Seite des SMR1/(M) Halters. Das Festziehen des Halterings trägt dazu bei, den SM1ZM fest im Gewinde zu halten. Verwenden Sie einen PH2E (PH50E/M) Halter.



Abbildung 24 Orientierung der Objektivlinse

Kieselalgenpräparat: Schrauben Sie einen TR2 (TR50/M) Stiel mit einer 8-32 x 1/4" (M4 x 6mm) Schraube an den FP01 Halter und setzen Sie das Präparat in den Halter ein. Verwenden Sie die PH2 (PH50/M) + BE1/(M) Kombination.

Inverses Fourier-Target: Das Target ist von einer klebenden Hülle umgeben. Schneiden Sie eine Seite davon auf und ziehen Sie die Hülle vorsichtig ab.

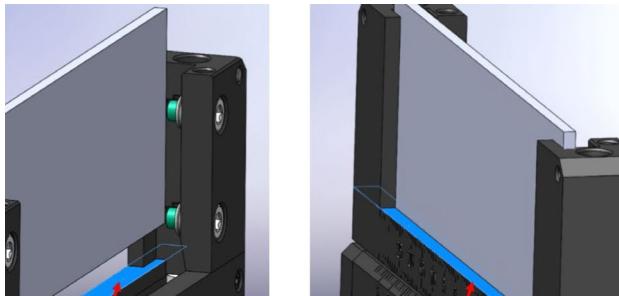


XY-Halter für Objektträger: Der XYF1/(M) ist ein XY-Halter für Objektträger, der in verschiedenen Orientierungen an einem Stiel festgeschraubt werden kann. Schrauben Sie den Halter an einem TR2 (TR50/M) Stiel in der in Abbildung 25 gezeigten Orientierung fest. Führen Sie einen Sechskantschlüssel durch das Durchloch des Stiels, um den Halter fest am Stiel anzuschrauben.

- **Target:**
 - Entfernen Sie beide Gleiter auf der Oberseite des Halters mit Hilfe des 5/64" (2 mm) Sechskantschlüssels.
 - Tauschen Sie sie aus, sodass die 4 Halteschrauben an der gleichen Seite wie die Beschriftung sind, siehe Abbildung 25 (links).
 - Das EDU-TGB1 Chrom-auf-Glas Target wird im Halter positioniert, indem Sie die 4 seitlichen Halteschräubchen zunächst leicht herausdrehen. Dann wird die Schraube an der Kopfseite des Gleiters gelöst, welcher es erlaubt Objekte unterschiedlicher Breite

einzuspannen. Setzen Sie das Target ein, fixieren Sie dann zuerst die große Schraube am Gleiter und danach die 4 Halteschräubchen. Die Orientierung soll so sein, dass man die Gitterbezeichnungen von vorn lesen kann (also von der Seite mit den am Halter angebrachten Skalen), vgl. Abbildung 25.

Stellen Sie bei der Installation des Targets sicher, dass dieses auf der seitlichen Auflagefläche aufliegt (blau im unten gezeigten Schema). Das Target darf nicht in den Führungskanal der Gleiter fallen, da es sonst beim Anziehen der Halteschräubchen bricht.



- Verwenden Sie die PH2 (PH50/M) + BE1(M) Kombination.

- **Maske:**

- Lösen Sie die Schraube des oberen Gleiters.
- Setzen Sie die EDU-TGC1 Maske ein, schrauben Sie den Gleiter fest und fixieren Sie die Maske mit den 4 seitlichen Halteschräubchen. Vergewissern Sie sich, dass Sie den richtigen Gleiter verwendet haben, siehe Abbildung 25. Prüfen Sie auch hier auf die Orientierung der Chrom-auf-Glas Struktur.

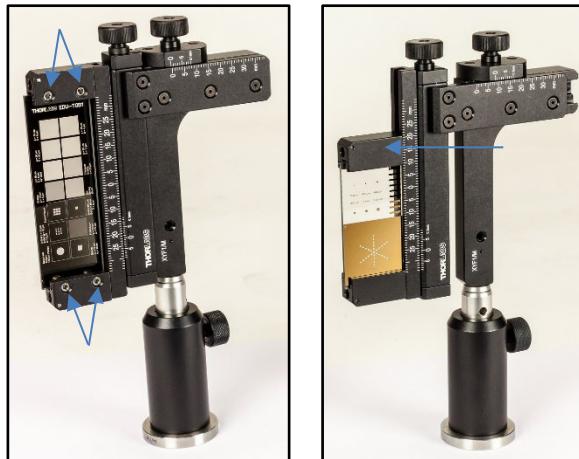


Abbildung 25 Chrom-auf-Glas Strukturen im Halter, Target (links) und Maske (rechts). Die Orientierung der Gleiter ist durch die blauen Pfeile gekennzeichnet.



ACHTUNG



WICHTIG: Um eine Beschädigung der Schneiden des VA100/(M) variablen Spalts auszuschließen, achten Sie bitte darauf, dass das Gewinde des SM05T2 nur wenige Millimeter heraussteht. Andernfalls kann es passieren, dass das Gewinde gegen die Schneiden des VA100/(M) drückt und diese beschädigt.

Rotierbarer Spalt: Schrauben Sie den Haltering aus dem RSP1D/(M) Rotationshalter. Schrauben Sie dann den SM1A6 Gewintheadapter ein, der danach mit dem Haltering fixiert wird. Setzen Sie den SM05T2 Gewintheadapter von hinten an den RSP1D/(M). Schrauben Sie nun den VA100/(M) variablen Spalt an das SM05 Gewinde des Adapters. Zuletzt sollte die Skala eingestellt werden. Lösen Sie dafür leicht die beiden Schräubchen an der Frontseite des RSP1D/(M) und drehen Sie die Skala so, dass die 0°-Markierung parallel zum Spalt ist. Fixieren Sie die Schräubchen anschließend wieder. Verwenden Sie die PH2 (PH50/M) + BE1/(M) Kombination.



Komponenten:
RSP1D(M) Rotationshalter
VA100(M) variabler Spalt
SM1A6 Gewindeadapter
SM05T2 Gewindeadapter
TR2 (TR50/M) Stiel



Abbildung 26 Zusammenbau des rotierbaren, variablen Spalts.

5.2. Installation und Einstellungen der Kamera

Um die Kamera zu installieren und nutzen zu können, laden Sie ThorCam¹³ herunter. Installieren Sie die Software.

Dabei erscheint ein Fenster, in dem Sie den passenden Treiber auswählen müssen, siehe Abbildung 27. Klicken Sie mit der linken Maustaste auf das x-Symbol neben „USB“ und wählen Sie „This feature will be installed on local hard drive.“ Danach verschwindet das x-Symbol wie in Abbildung 27 gezeigt.

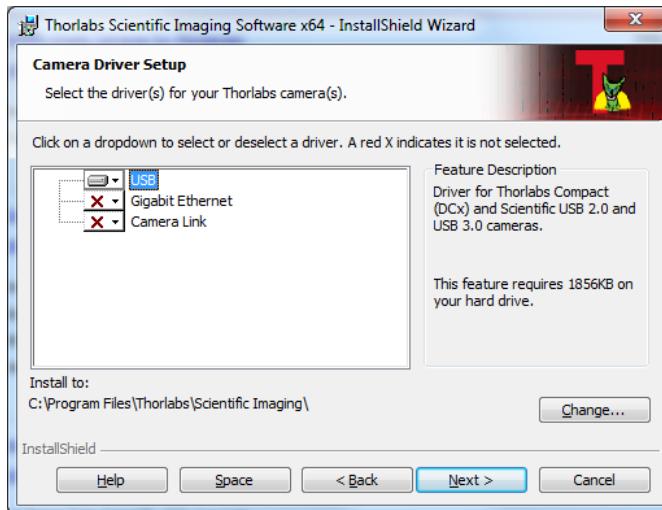


Abbildung 27: Auswahl bei der Installation

Beenden Sie die Installation. Schließen Sie die Kamera mit dem beiliegenden USB-Kabel an einen freien USB-Anschluss an Ihrem Computer an. Um die Kamera einzuschalten, öffnen Sie das Programm ThorCam mit einem Doppelklick auf das entsprechende Icon. Es öffnet sich die Oberfläche in Abbildung 28.



Abbildung 28 Benutzeroberfläche

¹³https://www.thorlabs.com/software_pages/ViewSoftwarePage.cfm?Code=ThorCam

Klicken Sie auf die Schaltfläche „Open Camera“ und wählen Sie die Kamera mit der passenden Seriennummer aus. Es erscheint die Benutzeroberfläche in Abbildung 29.

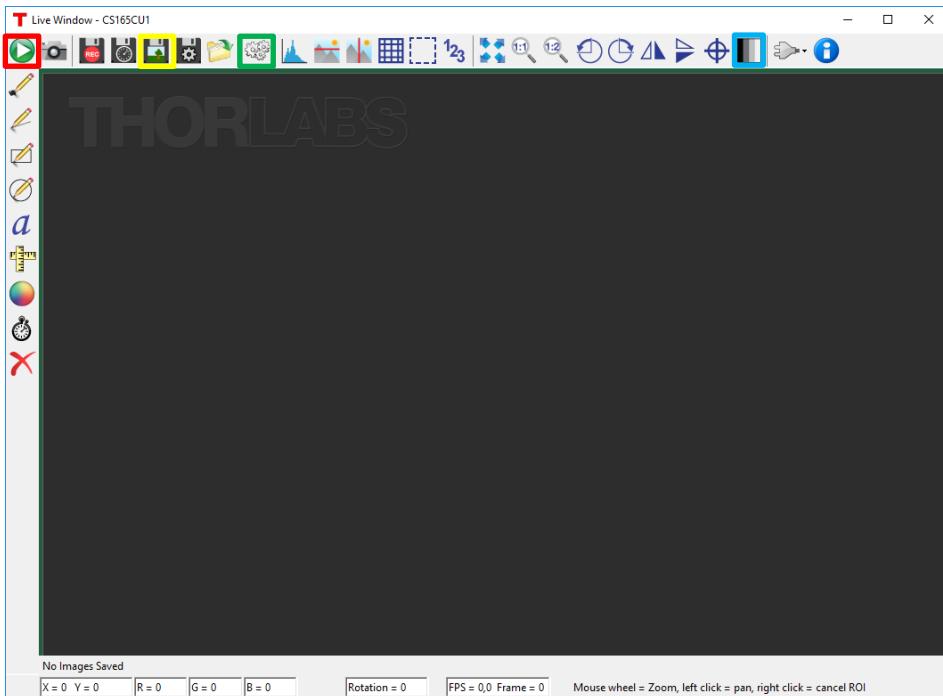
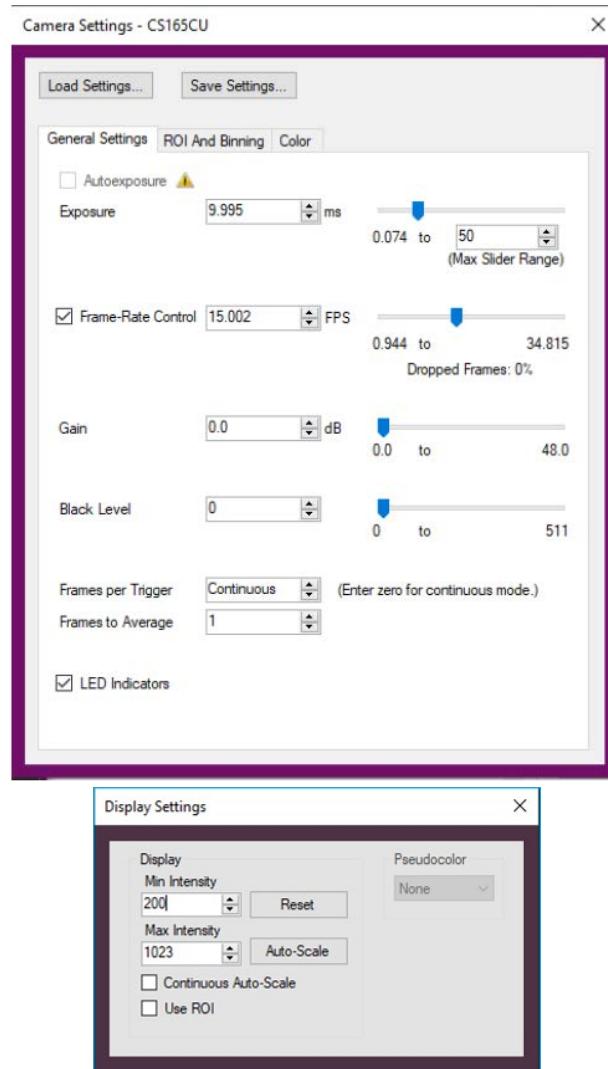


Abbildung 29 Kameraoberfläche

Durch einen Klick auf den Live-Button (rote Markierung in Abbildung 29) wird im Fenster das Live-Bild der Kamera angezeigt. Ein Klick auf das Diskettensymbol (gelbe Markierung) öffnet den Dialog zum Speichern des Kamerabildes in einer Datei. Durch einen Klick auf den Einstellungsbutton (grüne Markierung) und den Displaybutton (blaue Markierung) erreichen Sie die Kameramenüs, wie in Abbildung 30 gezeigt, in denen Sie beispielsweise die „Exposure Time“, den „Gain“ für verschiedene Farben oder die Graustufenskala einstellen können.

**Abbildung 30 Kamera und Displayeinstellungen**

Für diesen Versuchsaufbau sollte das manuelle Einstellen von Exposure Time und Gain allerdings nicht nötig sein. Aktivieren Sie die Einstellung „Autoexposure“ und schließen Sie das Kameramenü. Bitte beachten Sie, dass diese Funktion zu Bildraten von etwa 10 FPS führt.

Die Kamera ist nun vollständig installiert und bereit für den Gebrauch.

5.3. Target und Maske

Es folgt eine Skizze des mitgelieferten Targets (Außendurchmesser Siemensstern: 3mm):

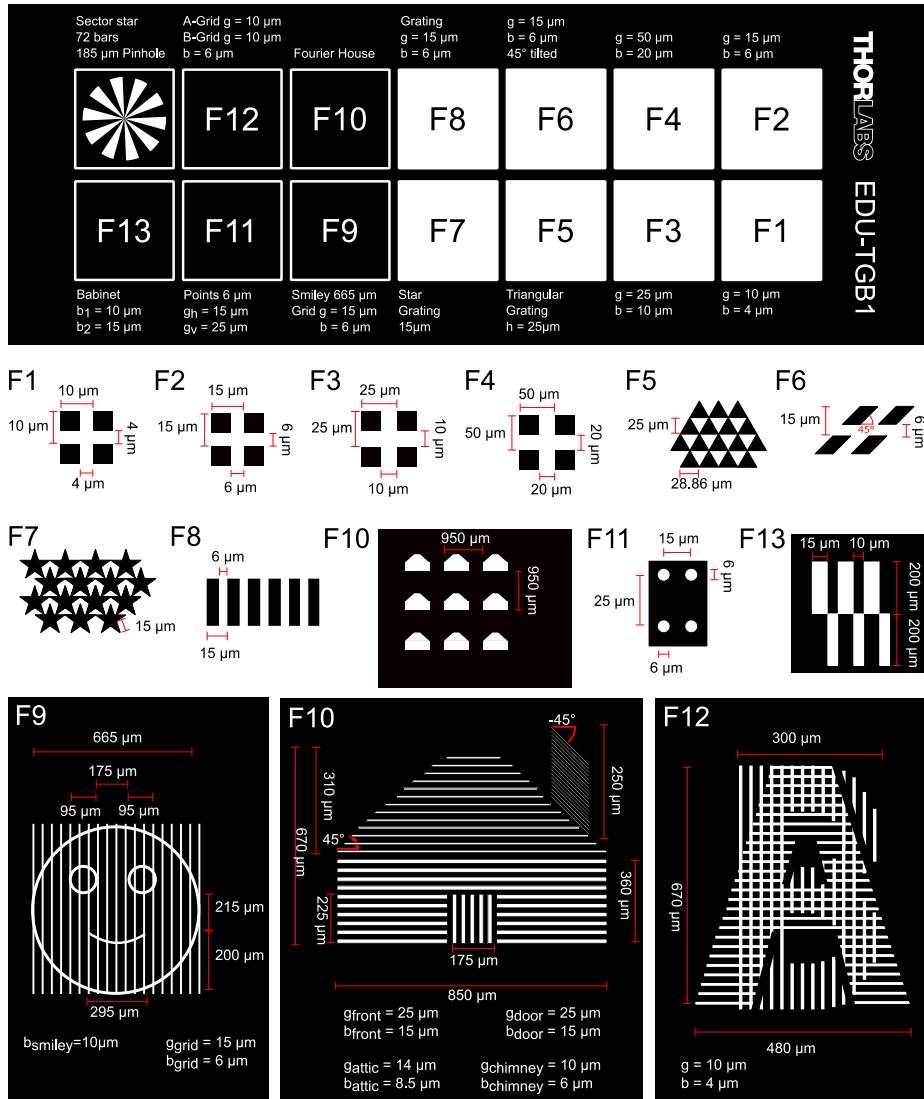


Abbildung 31 EDU-TGB1 Target mit Detailskizzen der einzelnen Felder

Die Felder F10 und F12 beinhalten je neun identische Strukturen, ein Haus und die AB-Struktur. Das Ziel dessen ist, die Intensität in der Fourier-Ebene zu erhöhen. Wäre nur eine Struktur in F10 oder F12, wäre die Helligkeit in der Fourier-Ebene nicht ausreichend. Da die Häuser (und ABs) aber alle identisch sind, ist die Fourier-Ebene von einem Haus und von neun Häusern effektiv gleich. Um sich dies zu vergegenwärtigen, betrachte man das Punktgitter in F11. Die Fourier-Ebene ist die Faltung aus dem Lochblendenbeugungsbild und dem Muster eines periodischen Rechteckgitters. Wenn nur wenige Lochblenden vorhanden sind (oder viele, aber in zufälliger Anordnung), dann wird die Fourier-Ebene durch das Beugungsbild der Lochblende dominiert. In gleicher Weise wird folglich die Fourier-Ebene der 9 Häuser und ABs durch das Fourier-Muster des Einzelhauses bzw. des Einzel-ABs dominiert.

In den folgenden Kapiteln wird oft auf die einzelnen Felder F1 bis F14 von Abbildung 31 referenziert. Da die Felder bei den Aufgaben in Kapitel 6 oft gewechselt werden müssen, wir bei jeder Referenz auf ein Feld eine kleine Skizze als grafisches Hilfsmittel dabei sein. Ein Beispiel ist rechts gezeigt. Die Ausrichtung ist vertikal, da das Target so im Halter eingebaut ist. Die Schemazeichnung rechts bedeutet, dass der Nutzer das Dreiecksgitter aus Feld F5 aus Abbildung 31 wählen soll.



Das Folgende ist eine Skizze der Schnittmaske, die dafür benutzt wird, um Teile des Musters in der Fourier-Ebene zu schneiden.

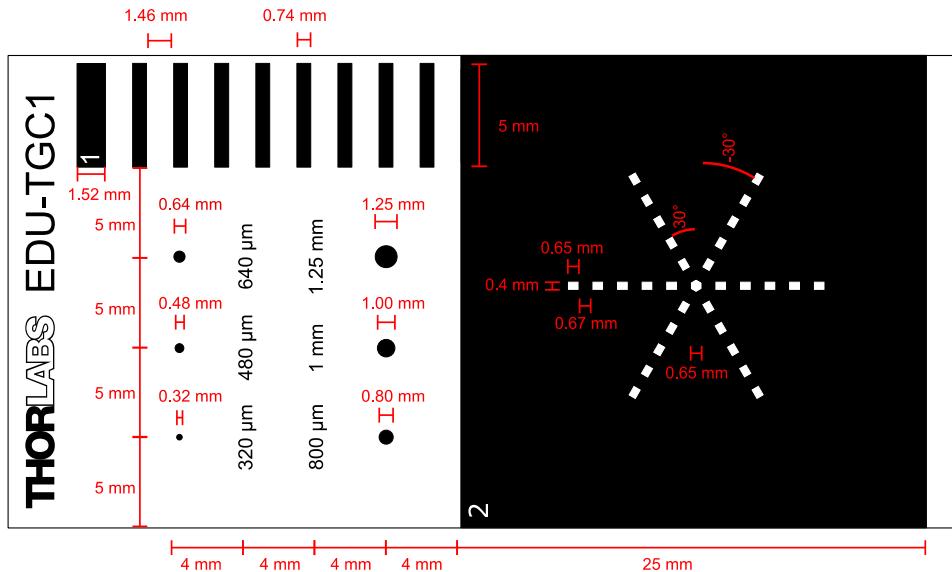


Abbildung 32 EDU-TGC1 Schnittmaske; die roten Linien und die rote Beschriftung sind nicht Teil der Maske.

5.4. Aufbau und Justierung des Experiments

Dieser Abschnitt beschreibt den Aufbau und die Justierung des Experiments.

Um ein Gefühl für das Experiment und die Funktion der Komponenten zu bekommen, ist es gerade für Studierende ratsam mit den Vorversuchen aus Abschnitt 6.1 zu beginnen.

Um zu verhindern, dass Komponenten, nachdem sie ihre endgültige Position eingenommen haben, nochmals verschoben werden, ist es ratsam alle Komponenten mit Klemmen und Schrauben zu fixieren. Achten Sie dabei darauf, dass die Klemmen nicht über die Lochrasterplatte hinausstehen. Stellen Sie die Standardeinstellungen der Kamera wie in Abbildung 30 gezeigt wieder her.

Schritt 1: Einstellung der Höhe

- Stellen Sie die Höhe aller Komponenten unter Zuhilfenahme des LMR1AP und eines Lineals auf 10 cm ein, gemessen vom Breadboard zur Mitte des optischen Elements. Der Filterhalter sollte im zur Seite geklappten Zustand eingestellt werden.
- Die zulässigen Höhen der Komponenten bewegen sich im Bereich zwischen 9 cm und 11 cm (gemessen zwischen dem Breadboard und der Mitte des optischen Elements).¹⁴

Schritt 2: Kamera und Tubuslinse

- Stellen Sie die Kamera am rechten Ende des Breadboards mit Blick über die vierte Lochreihe auf (vom Benutzer aus gezählt) und schrauben Sie sie fest.

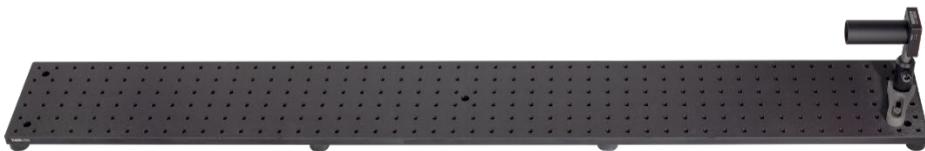


Abbildung 33: Positionierung der Kamera

- Starten Sie die Kamerasoftware und wählen Sie den Live-Bild-Modus, siehe Abbildung 29 (rote Markierung).

¹⁴ Falls Sie sich für den Aufbau auf der optischen Bank entschieden haben, dann sollte der Abstand zwischen der Oberseite der Bank und der Mitte der optischen Elemente 7 cm betragen.

- Positionieren Sie die Tubuslinse ($f = 150 \text{ mm}$) auf der Lochreihe vor der Kamera in einem ungefähr Abstand von 150 mm, gemessen von Linse zu Kamerachip, vgl. Abbildung 34.
- Um die korrekte Position der Tubuslinse vor der Kamera zu ermitteln, ist es notwendig ein scharfes Bild eines weit entfernten Objektes mit der Kamera einzufangen. Achten Sie auf eine gute Ausleuchtung ihrer Räumlichkeiten um ausreichend Intensität auf die Kamera zu bringen. Passen Sie dafür die Exposure Time in den Kamera-Einstellungen an. Um die Tubuslinse korrekt zu positionieren, haben Sie die nachfolgenden drei Möglichkeiten, wobei die erste und die zweite zu favorisieren sind (vgl. Abbildung 34).
 1. Drehen Sie das gesamte Breadboard so, dass die Kamera mit der Tubuslinse auf ein Objekt schaut, das sich bevorzugt in einer Entfernung von 4 Metern oder mehr befindet. Vergrößern und verkleinern Sie den Abstand zwischen Tubuslinse und Kamera bis Sie ein scharfes Bild des Objekts auf der Kamera erhalten.
 2. Alternativ können Sie auch den Strahlteiler 10 cm vor der Tubuslinse positionieren und den Transmissionsweg mit einer Kappe verschließen. In diesem Fall schaut die Kamera durch den Strahlteiler im rechten Winkel zum Breadboard in den Raum. Nun können Sie den Abstand zwischen Tubuslinse und Kamera so anpassen, dass Sie auf der Kamera ein scharfes Bild eines mehr als 4 Meter entfernten Gegenstandes sehen. Befestigen Sie die Linse am Breadboard und entfernen Sie den Strahlteiler.
 3. Sollten die räumlichen Gegebenheiten es nicht erlauben einen weit entfernten Gegenstand anzuvisieren, dann haben Sie eine dritte Möglichkeit. Diese führt allerdings dazu, dass Sie das Mikroskop ohne Unendlichkeitskorrektur aufzubauen. Sie können trotzdem alle Versuche durchführen, werden allerdings eine andere Vergrößerung erhalten. Die Aufbaumethode wird am Ende dieses Abschnitts unter „Schritt 2: Alternativ“ beschrieben.

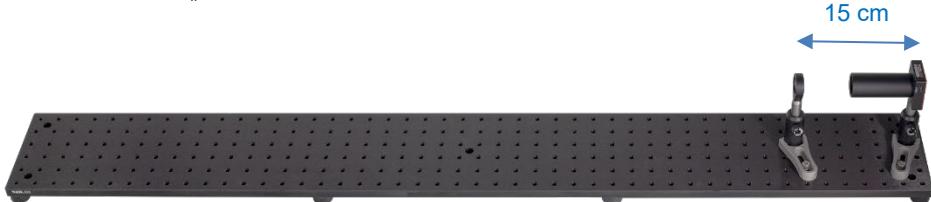


Abbildung 34: Positionierung der Tubuslinse

Schritt 3: Kollimation und Ausrichtung der LED

- Richten Sie die LED auf eine Wand oder die Zimmerdecke und drehen Sie an dem variablen Tubus um die Kollimationslinse in die korrekte Position zu bringen. Bei korrekter Einstellung sehen Sie den LED-Chip (helles Quadrat mit dunklen Flecken). Regeln Sie die Intensität der LED, sodass es für Sie angenehm ist. Da der LED-Chip von einer Plastikkappe abgedeckt ist, werden Sie kein vollständig scharfes Bild des Chips erreichen.¹⁵ Fixieren Sie den Tubus mit dem Feststellring.

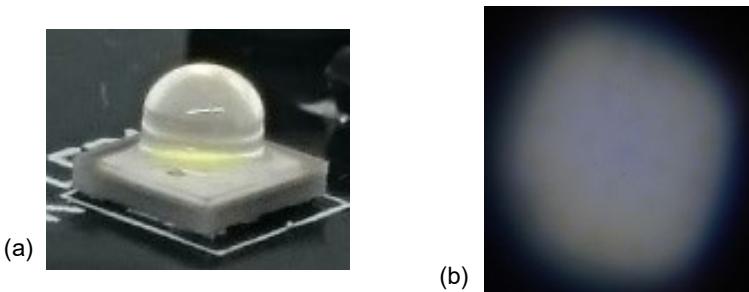


Abbildung 35: (a) Nahaufnahme des LED-Chips mit der Plastikkappe, (b) Muster der schwachen, schwarzen Punkte RSP1D-Halter in 4 Metern Entfernung von der Kamera. Die Tubuslinse wurde vor der Kamera positioniert um ein scharfes Bild zu erhalten (mit den Standardeinstellungen der Kamera). Die genaue Form kann variieren.

- Positionieren Sie den Schirm hinter der Kamera.
- Positionieren Sie die LED 100 cm von der Kamera entfernt auf der Lochlinie.
- Achten Sie auf den Schatten der Kamera auf dem Schirm. Es kann sein, dass der Schatten nicht in der Mitte des ausgeleuchteten Bereichs ist (dies kann passieren, wenn der LED-Chip nicht perfekt mittig im Gehäuse ist, was allerdings nur in seltenen Fällen auftritt). Sollte der Schatten nicht in der Mitte sein, ändern Sie nicht die Höhe der Kamera oder der LED, sondern gehen Sie wie folgend vor:
 - Drehen Sie die LED im SM1RC Halter bis die Mitte des ausgeleuchteten Bereichs rechts oder links von der Kamera ist. Durch den gelben

¹⁵ In diesem Kontext ist der Gebrauch des Wortes „Kollimation“ etwas missverständlich. Das Scharfstellen des Chips auf einer entfernten Wand oder der Zimmerdecke führt nicht zu einer ideal kollimierten Lichtquelle. Den Chip zu sehen vereinfacht aber die spätere Justierung und das Licht ist „ausreichend“ kollimiert. Weiterhin gibt es nicht die richtige Einstellung: die dunklen Punkte sind 1 bis 2 Umdrehungen des Tubus lang sichtbar.

Warnaufkleber der LED kann die Drehung sehr schwierig sein.
Fixieren Sie den SM1RC mit der Schraube.

- Rotieren Sie nun die gesamte LED mit ihrem Halter bis der Kameraschatten in der Mitte des ausgeleuchteten Bereichs ist. Schrauben Sie die LED am Breadboard auf der Lochreihe fest.

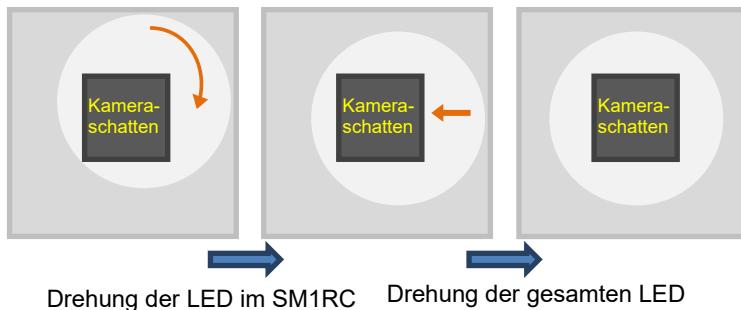


Abbildung 36: Zentrierung des Lichtkegels mittels des Kamera-Schattens



Abbildung 37: Positionierung der LED

Schritt 4: Objektivlinse

- Stellen Sie die Objektivlinse ($f = 30 \text{ mm}$) 18 bis 20 cm entfernt von der Tubuslinse auf (Abstand zwischen den Linsen-Mitten). Die richtige Ausrichtung der Linse ist in Abbildung 24 und Abbildung 38 gezeigt.
- Schrauben Sie die Klemme an der oberen Kante des Breadboards fest (vgl. Abbildung 38).
- Rotieren Sie das SM1ZM Zoomgehäuse so, dass die Linse in beide Richtungen beweglich ist.

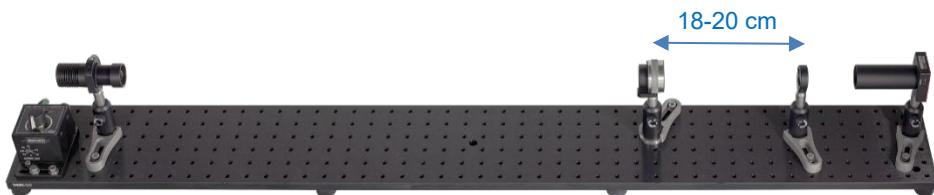


Abbildung 38: Position der Objektivlinse. Vgl. Abbildung 24 für die richtige Linsenorientierung.

Schritt 5: Target

- Drehen Sie die Höhenschraube im Uhrzeigersinn um das Target an den höchstmöglichen Punkt zu bewegen.
- Stellen Sie die Höhe des Stiels des XYF1(M) so ein, dass der Siemensstern („Sector star“, unterste Reihe auf dem Target, Feld F14 in Abbildung 31) auf Höhe Ihrer optischen Achse ist. Laut Schritt 1 sollten dies 10 cm sein.
- Stellen Sie sicher, dass sich die Linse im SM1ZM Zoomgehäuse etwa in der Mitte des Verfahrbereichs befindet.
- Positionieren Sie das Target näherungsweise 2 cm von der Objektivlinse entfernt. Bewegen Sie das Target vor und zurück bis ein scharfes Bild des Siemenssterns auf der Kamera sichtbar wird (vgl. Abbildung 39 und Abbildung 40). Eventuell müssen Sie die Intensität der LED oder die Exposure Time der Kamera herunterregeln um eine Überblendung der Kamera zu verhindern.
- Stellen Sie sicher, dass das Target im rechten Winkel zum Strahlengang steht und fixieren Sie alles auf dem Breadboard.
- Sollte das Kamerabild noch leicht unscharf sein, können Sie dies durch Drehen am Gehäuse der Objektivlinse ausgleichen.
- Stellen Sie das Target mit den Schrauben des XYF1(M) so ein, dass Sie das Feld mit den neun Häusern, F10 aus Abbildung 31, beleuchten. Bewegen Sie das Target so, dass Sie das mittlere der Häuser auf der Kamera sehen können.



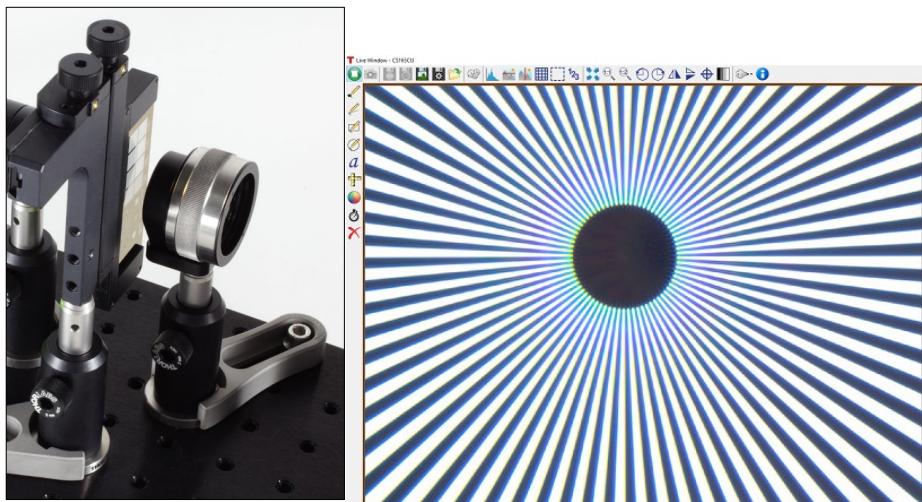


Abbildung 39: Position des XY-Halters mit dem Target und das Kamerabild (mit 2 ms Exposure Time und Min Intensity 100, vgl. Kameraeinstellungen und Display Settings)

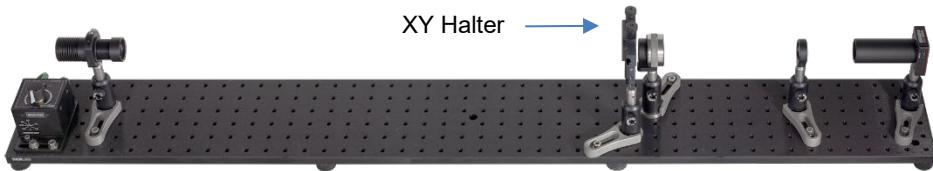


Abbildung 40: Position des XY-Halters mit dem Target, Überblicksbild.

Schritt 6: Kondensorlinse

- Stellen Sie die Kondensorlinse ($f = 50 \text{ mm}$), wie in Abbildung 41 gezeigt, in 50 mm Entfernung zum Target, gemessen vom Mittelpunkt der Linse, auf.
- Bewegen Sie die Kondensorlinse vor und zurück und betrachten Sie die Größe des Ausleuchtungsbereiches auf dem Target. Dabei kann es hilfreich sein, wie in Abbildung 44 ein Stück Papier vor das Target zu halten. Oft ist auch die Verringerung der LED-Intensität hilfreich.
- Positionieren Sie die Kondensorlinse so, dass der Ausleuchtungsbereich den kleinstmöglichen Durchmesser hat.
- Entfernen Sie das Stück Papier aus dem Strahlengang und stellen Sie sicher, dass der Ausleuchtungsbereich das mittlere Haus der „Fourier House“-Struktur

ausleuchtet (Feld F10 in Abbildung 31). Sollte dies nicht der Fall sein, dann passen Sie die Linsenhöhe an.



Abbildung 41: Positionierung der Kondensorlinse. Siehe Abbildung 23 für die Linsenorientierung.

Schritt 7: Apertur-Iris

- Stellen Sie die Apertur-Iris (die kleinere, ID12/(M)) 50 mm entfernt von der Kondensorlinse auf, gemessen von der Iris zur Mitte der Kondensorlinse (vgl. Abbildung 42).
- Schließen Sie die Iris und stellen Sie die Höhe der Iris so ein, dass der Linsenhalter der Kondensorlinse wie in Abbildung 45 beschattet ist (das Streulicht an der unteren Kante wird im nächsten Schritt beseitigt).¹⁶

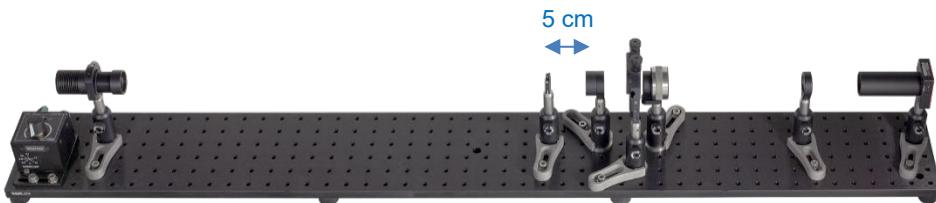


Abbildung 42: Positionierung der Apertur-Iris.

Schritt 8: Feldlinse

- Positionieren Sie die Feldlinse ($f = 150 \text{ mm}$), wie in Abbildung 43 gezeigt, in ungefähr 150 mm Abstand zur Apertur-Iris.
- Halten Sie ein Stück Papier direkt vor die Apertur-Iris.

¹⁶ Wenn die Apertur-Iris komplett geschlossen ist und in der Brennebene der Kondensorlinse steht, sollte die Kondensorlinse das Licht aus der Iris perfekt kollimieren. Das können Sie leicht nachprüfen, indem Sie ein Stück Papier zwischen Kondensor- und Objektivlinse hin und her bewegen.

- Verschieben Sie die Feldlinse bis der LED-Chip (helles Quadrat mit dunklen Punkten) auf dem Stück Papier zu sehen ist. Ggf. sollten Sie die Intensität der LED am Controller herunterregeln.¹⁷
- Korrigieren Sie falls nötig die Höhe der Feldlinse. Der Ausleuchtungsbereich sollte in der Mitte der Apertur-Iris zu sehen sein, siehe Abbildung 46.



Abbildung 43: Positionierung der Feldlinse

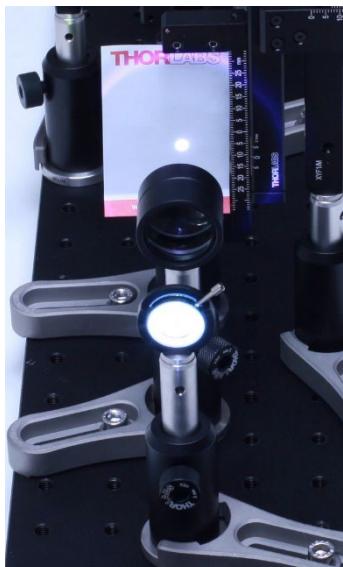


Abbildung 44:
Ausleuchtungsbereich auf dem
Target.



Abbildung 45:
Die Apertur-Iris
beschattet den Linsenhalter
und die Kondensorlinse.



Abbildung 46:
Positionierung der
Feldlinse und Feld-
Iris.

¹⁷ Es ist allerdings schwierig den LED-Chip zu erkennen. Falls Sie den Chip nicht sehen können, ist es ausreichend die Feldlinse im Abstand von 150 mm zur Apertur-Iris aufzustellen.

Schritt 9: Feld-Iris

- Platzieren Sie die ID25(/M) Feld-Iris ungefähr 150 mm von der Feldlinse entfernt, siehe Abbildung 47.
- Überprüfen Sie die Höhe der Feld-Iris, indem Sie beim Öffnen und Schließen der Feld-Iris auf eine gleichmäßige Ausleuchtung des Halters der Feldlinse achten (Sie können dazu auch die LMR1AP Justierhilfe auf dem Linsenhalter der Feldlinse nutzen).
- Schließen Sie die Feld-Iris fast vollständig.
- Beobachten Sie das Bild der Kamera und bewegen Sie die Feld-Iris vor und zurück, bis die Kanten der Iris im Kamera-Bild möglichst scharf dargestellt werden. Es wird allerdings nicht möglich sein, die Feld-Iris vollkommen scharf abzubilden. Ein leicht eckiges Bild wie in Abbildung 48 reicht aus.
- Sollte der Ausleuchtungsbereich nicht mittig auf der Kamera angezeigt werden, können Sie die Höhe und Position der Feld-Iris nachkorrigieren.

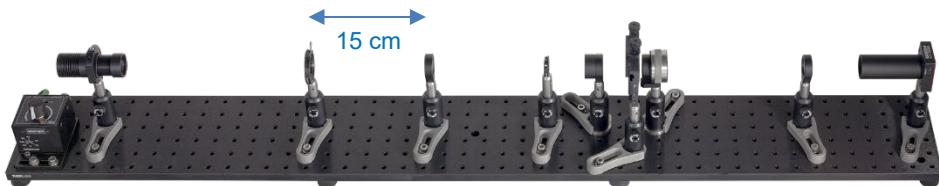


Abbildung 47: Positionierung der Feld-Iris

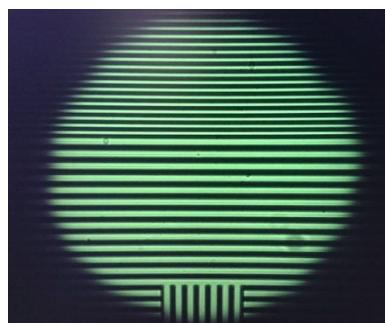


Abbildung 48: Positionieren Sie die Feld-Iris, sodass das Kamerabild ein möglichst scharfes Bild der Iris zeigt. Es ist ausreichend einen leicht eckigen Umriss zu sehen.

Schritt 10: Farbfilter

- Klappen Sie den Farbfilter zur Seite und passen Sie seine Höhe an die LED an.
- Platzieren Sie den Filter, wie in Abbildung 49 gezeigt, direkt vor der LED, um Streulicht zu verringern.



Abbildung 49: Positionierung des Farbfilters

Schritt 11: Strahlteiler

- Bewegen Sie das Target, sodass das Gitter mit $g = 15 \mu\text{m}$ und $b = 6 \mu\text{m}$ beleuchtet wird, Feld F2 in Abbildung 31.
- Öffnen Sie die Feld-Iris zu ungefähr 3/4.
- Schließen Sie die Apertur-Iris.
- Stellen Sie den Strahlteiler zwischen Objektivlinse und Tubuslinse auf. Der Abstand des Strahlteilers zur Objektivlinse sollte 8 cm betragen, gemessen zwischen den Kanten der Gehäuse. Die korrekte Orientierung ist in Abbildung 21 und Abbildung 50 gezeigt. Stellen Sie den Strahlteiler nicht zu nahe an die Objektivlinse, da sonst nicht genügend Platz zur Manipulation der Fourier-Ebene bleibt.
- Schließen Sie die Gehäuseöffnung, die zum Benutzer zeigt, mit einer SM1EC2B Plastikkappe.

Thorlabs	
F2	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>



Abbildung 50: Der Halter des Strahlteilers sollte nicht beleuchtet sein.

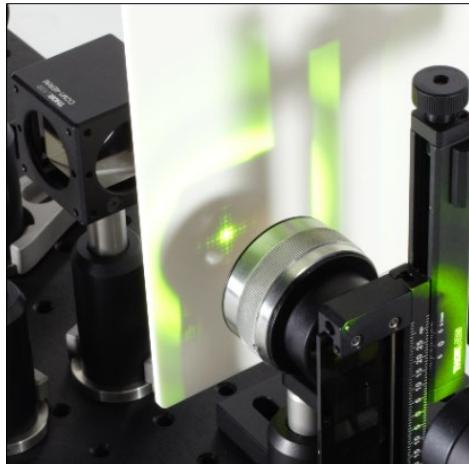


Abbildung 51: Betrachtung der Fourier-Ebene hinter der Objektivlinse mit dem Schirm.



Abbildung 52: Positionierung des Strahlteilers

Schritt 12: Fourier-Ebene

- Stellen Sie die Intensität der LED auf das Maximum.
- Betrachten Sie die Fourier-Ebene in der hinteren Brennebene der Objektivlinse mit einem Stück Papier oder dem Schirm, vgl. Abbildung 51 (Apertur-Iris geschlossen, Feld-Iris geöffnet). Im nächsten Schritt soll die Fourier-Ebene mit Hilfe der Projektionslinse auf den Schirm abgebildet werden.

Schritt 13: Projektionslinse und Schirm

- Stellen Sie die Projektionslinse ($f = 75 \text{ mm}$) im 90° Winkel zur optischen Achse des Mikroskops direkt hinter den Strahlteiler und schrauben Sie sie auf das Breadboard.
- Bewegen Sie den Schirm, um die korrekte Position zu finden, an der ein scharfes Bild der Fourier-Ebene zu sehen ist.¹⁸
- Sollte es nicht möglich sein, ein scharfes Bild auf dem Schirm zu erzeugen, ist es notwendig den Abstand von Projektionslinse und Strahlteiler zu verändern.
- Allgemeine Anmerkung zur Position von Strahlteiler, Projektionslinse und Schirm: Bewegt man den Schirm weiter weg, so vergrößert sich auch das Bild der Fourier-Ebene. Allerdings muss dann gleichzeitig die Projektionslinse näher am Strahlteiler positioniert werden, damit das Bild am Schirm scharf ist. Wenn nicht mehr genügend Platz zwischen Strahlteiler und Projektionslinse ist, dann schieben Sie beide Elemente näher an die Objektivlinse heran. Bedenken Sie dabei aber, dass Sie noch Platz zur Manipulation der Fourier-Ebene brauchen.



Abbildung 53: Positionierung des Strahlteilers, der Projektionslinse und des Schirms.

¹⁸ Der Abstand, in dem ein scharfes Bild der Fourier-Ebene auf dem Schirm zu sehen ist, ist abhängig von der Brennweite f der Projektionslinse, der Gegenstandsweite g und der Bildweite b . Es gilt die Linsengleichung $\frac{1}{f} = \frac{1}{b} + \frac{1}{g}$.

Schritt 14: Korrektur der Target-Ebene

Steht das Target nicht genau rechtwinklig im Strahlengang zwischen Kondensor- und Objektivlinse, führt dies zu störenden Reflexionen am Glas und am Chrom. Diese zeigen sich als zusätzliche Punkte in der Fourier-Ebene (Doppelreflexion im Glas) und im Licht, das zur Apertur-Iris reflektiert wird.

- Beobachten Sie die Seite der Apertur-Iris, die der Kondensorlinse zugewandt ist. Steht das Target nicht rechtwinklig im Strahlengang, werden Sie ein Muster auf der Iris erkennen, ähnlich zu dem im Bild rechts.
- Ist das nullte Maximum des Musters gegen die Öffnung der Apertur-Iris verschoben, sollten Sie das Target in seinem Halter drehen, bis nulltes Maximum und Öffnung zusammenfallen (bzw. auf einer vertikalen Linie sind).
- Es kann nun nötig sein, die Objektivlinse leicht nachzustellen, um wieder ein scharfes Bild auf der Kamera zu erzeugen.



Sie sollten jetzt ein scharfes Bild des Targets auf der Kamera und zusätzlich ein scharfes Bild der Fourier-Ebene auf dem Schirm sehen.

Schritt 2: Alternative

- Wie in Schritt 2 beschrieben, gibt es eine Möglichkeit den Versuchsaufbau zu nutzen ohne die Brennweiten zusammenfallen zu lassen. Dies führt zu einer kleineren Vergrößerung, die sich aber nicht auf die Funktion des Setups auswirkt.
- Stellen Sie die LED gegenüber der Kamera auf die andere Seite des Breadboards.
- Um die Tubuslinse ($f = 150 \text{ mm}$) korrekt zu positionieren, stellen Sie das Target, wie in Abbildung 54 gezeigt, direkt vor die Kamera und regeln Sie die Intensität der LED weit herunter. Verschieben Sie nun die Tubuslinse, bis ein scharfes Bild des Targets auf der Kamera entsteht. Nutzen Sie die Buchstaben auf dem Target als Orientierung. Alternativ zur Helligkeitsverringerung der LED können Sie auch die Exposure Time der Kamera verkürzen. Vergessen Sie dann aber nicht die ursprüngliche Einstellung nach der Positionierung der Tubuslinse wiederherzustellen.
- Stellen Sie die Objektivlinse im Abstand von 18 bis 20 cm zur Tubuslinse auf.
- Alle weiteren Schritte folgen derselben Anleitung wie oben.

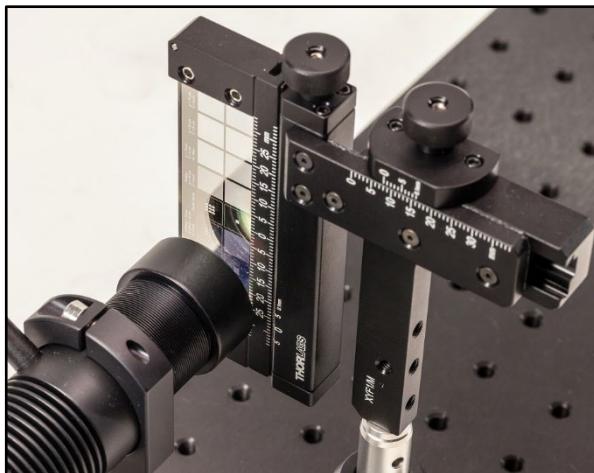


Abbildung 54: Um die Tubuslinse korrekt aufzustellen muss das Target direkt vor der LED stehen.

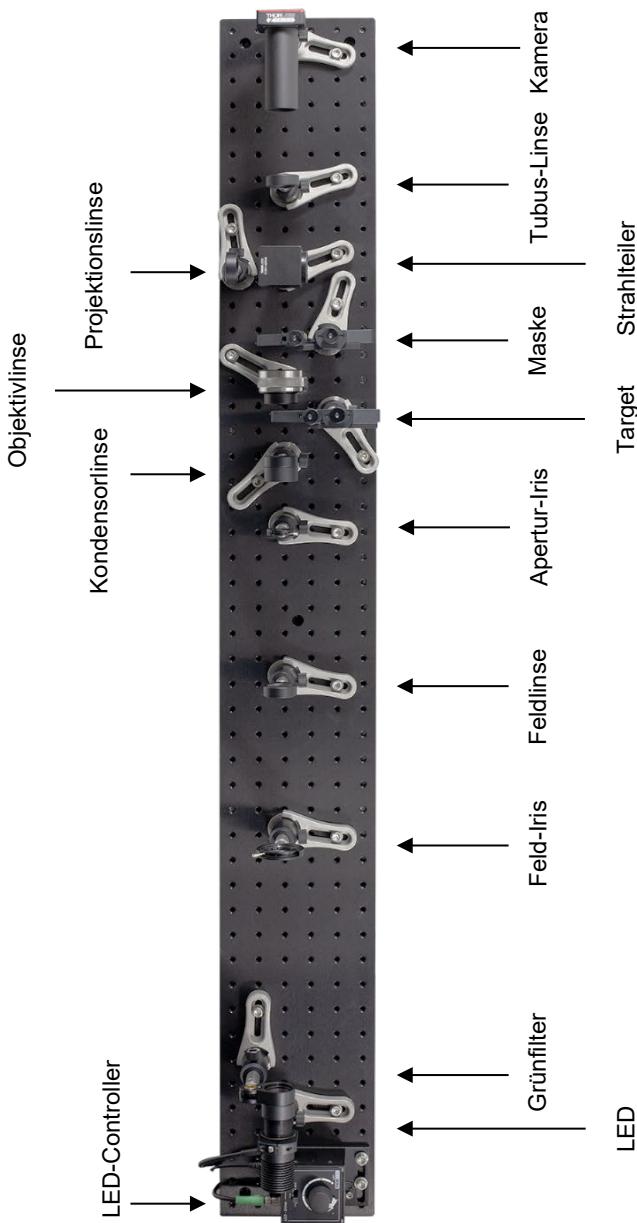


Abbildung 55 Justierter Gesamtaufbau

5.5. Funktion der einzelnen optischen Elemente



Abbildung 56: Gesamtaufbau

Kollimationsslinze: Die Kollimationsslinze ist direkt an der LED angebracht und sorgt für eine bestmögliche Parallelisierung des Lichts der LED. Dies führt zu größtmöglicher Intensität auf kleinstmöglicher Fläche.

Lichtgebende Optik: Die Kombination aus Feld- und Kondensorlinse, deren Brennebenen zusammenfallen, stellt prinzipiell ein Kepler-Fernrohr dar. Im idealen Fall erhält man mit den Brennweiten der Kondensor- und Feldlinse eine dreifache Vergrößerung. Da die Feldlinse zur Lichtquelle hin ausgerichtet ist und das Licht somit zuerst die Feld- und danach die Kondensorlinse passiert, hat der ausgeleuchtete Bereich hinter der Kondensorlinse nur noch ein Drittel der ursprünglichen Größe bei gleicher Gesamtintensität.

Abbildende Optik: Die Kombination aus Objektiv- und Tubuslinse bildet die abbildende Optik des Aufbaus. Sie bilden die Objektebene scharf in die Ebene des Kamera-Chips ab. Da das Objekt in der einen Brennebene der Objektivlinse steht, kann das Fourier-Bild des Objekts in der anderen Brennebene des Objektivs betrachtet werden. Fallen die Brennebenen der Linsen zusammen, kann eine fünffache Vergrößerung erreicht werden. In diesem Aufbau handelt es sich um ein sogenanntes unendlich-korrigiertes Mikroskop. Das bedeutet, dass das Target in der Brennebene der Objektivlinse steht und somit davon ausgegangen werden kann, dass sich hinter der Objektivlinse ein paralleles Lichtbündel ausbreitet. Daher kann die Tubuslinse in einem beliebigen Abstand von der Objektivlinse aufgestellt werden, um das Bild auf die Kamera zu bringen.

Projektionslinse: In der hinteren Brennebene der Objektivlinse befindet sich das Fourier-Bild. Diese Ebene (bzw. das Fourier-Bild) wird mittels der Projektionslinse über den Strahlteiler auf einen Schirm abgebildet. Die Abbildung und die Vergrößerung des Bildes folgen der Linsengleichung. Ist die Projektionslinse an einem Ort platziert, so ist das Bild am Schirm nur in einem gewissen Schirmabstand scharf. Die Vergrößerung entspricht dem Verhältnis von Bildweite zu Gegenstandsweite.

Grünfilter: Durch Beugung von weißem Licht an kleinen Strukturen kommt es zu einer Spektralaufspaltung des Lichts im Beugungsbild. Der Grünfilter wird benötigt, um Spektralaufspaltungen und somit die Ausdehnung der Beugungsmaxima im Fourier-Bild zu verhindern. Durch die Verkleinerung der Ausdehnung der Beugungsmaxima fällt die Filterung des Fourier-Bildes leichter. Es sei aber angemerkt, dass alle hier gezeigten Beugungseffekte auch mit weißem Licht auftreten.

Feld-Iris: Öffnen und Schließen der Feld-Iris führt zur Vergrößerung bzw. Verkleinerung des ausgeleuchteten Bereichs auf dem Objekt hinter der Kondensorlinse. Dies liegt daran, dass das Kepler-Fernrohr, bestehend aus Feld- und Kondensorlinse, so platziert ist, dass es die Feld-Iris scharf in die Objektebene abbildet. Des Weiteren können Veränderungen an der Öffnung der Feld-Iris zu Helligkeitsänderungen im Fourier-Bild führen: Beleuchtet man beispielsweise ein Kreuzgitter, so führt eine Öffnung der Feld-Iris dazu, dass mehr Spalte ausgeleuchtet werden. Dies führt wiederum dazu, dass mehr Licht zur Ausbildung des Fourier-Bildes beiträgt.

Apertur-Iris: Mit der Apertur-Iris kann der Ausleuchtungsbereich der Kondensorlinse direkt gesteuert werden. Das bedeutet, dass ein Öffnen der Apertur-Iris zu zunehmender Intensität auf dem Objekt führt, weil mehr Licht auf das Linsenglas der Kondensorlinse fällt. Außerdem wird die Apertur-Iris durch die Kombination aus Kondensor- und Objektivlinse in die Fourier-Ebene abgebildet. Das Fourier-Bild ist also eine Überlagerung aus dem Bild der Apertur-Iris und dem Beugungsbild des Objekts. Das heißt, dass die Öffnung der Apertur-Iris mit der Ausdehnung der Intensitätsmaxima im Fourier-Bild korreliert ist.

Kapitel 6 Aufgaben und Beispiele

Dieses Kapitel ist wie folgend strukturiert:

- Kapitel 6.1: Eine Reihe von einführenden Experimenten demonstriert, wie die Linsen im Aufbau Abbildungen in verschiedene Ebenen bewerkstelligen.
- Kapitel 6.2: Nachdem der Fourier-Aufbau justiert ist, wird die Funktion der einzelnen Elemente im Aufbau untersucht.
- Kapitel 6.3: Dieses Unterkapitel stellt den Kern des Fourier-Kits dar. Die hier aufgeführten Aufgaben untersuchen die Wirkung von Filtern in der Fourier-Ebene. Deren vielfältige Auswirkungen auf das Bild werden ausführlich diskutiert.
- Kapitel 6.4: In einer Reihe von Aufgaben wird das Babinettsche Prinzip genauer untersucht.
- Kapitel 6.5: Da die grundlegende Methode der Fourier-Transformation häufig in modernen Bildbearbeitungstechniken Anwendung findet, werden hier solche Techniken, wie beispielsweise das Weichzeichnen, demonstriert.
- Kapitel 6.6: Besondere Targets ermöglichen die Darstellung eines Bildes in der Fourier-Ebene. Einige Beispiele werden dafür im Aufbau gezeigt.
- Kapitel 6.7: Kleine Strukturen in der Bildebene führen zu großen Strukturen in der Fourier-Ebene. Dies wiederum führt unmittelbar zur Abbeschen Theorie der Auflösungsbeschränkung von optischen Mikroskopen, welche hier demonstriert wird.

Erfahrene Studenten, die bereits mit dem grundlegenden Aufbau eines Mikroskops und der Köhler-Beleuchtung vertraut sind, können das Kapitel 6.1 überspringen. Alle anderen Studenten sollten zunächst die Vorversuche durchführen, bevor sie den Schritt zum Verständnis des gesamten Fourier-Aufbaus gehen.

6.1. Vorversuche

Aufgabe 1: Platzieren Sie vor der kollimierten LED erst die Feld- und dann die Kondensorlinse, sodass die Brennebenen zusammenfallen. Stellen Sie das Target in der LED-seitige Brennebene der Feldlinse auf (sodass mindestens ein Schriftzug beleuchtet ist) und betrachten Sie das Bild in der hinteren Brennebene der Kondensorlinse mit dem Beobachtungsschirm. Um welches optische Gerät handelt es sich bei der Kombination aus Feld- und Kondensorlinse?

Durchführung: Das Bild des Targets steht auf dem Kopf und ist ein Drittel so groß wie das ursprüngliche Target (das Target sollte so eingestellt sein, dass man mindestens einen der Schriftzüge erkennen kann). Es handelt sich bei der Kombination von Feld- und Kondensorlinse um ein Keplerfernrohr mit einer Vergrößerung

$$V = \frac{f_{\text{Feld}}}{f_{\text{Kondensor}}} = \frac{150 \text{ mm}}{50 \text{ mm}} = 3 . \quad \text{Da das Licht zuerst die langbrennweite Linse und danach die kurzbrennweite Linse durchläuft, wird das Bild verkleinert dargestellt. Das Bild hat also } \frac{1}{3} \text{ der Größe des Gegenstands.}$$

Im Fourier-Aufbau bilden die Feld- und die Kondensorlinse ein Keplerfernrohr, das die Feld-Iris auf das Target abgebildet. Dies erklärt direkt die Auswirkung von Öffnen und Schließen der Feld-Iris auf dem Target. Außerdem steigt die Intensität des Lichts auf dem Target durch die Abbildung mit Feld- und Kondensorlinse, da der ausgeleuchtete Bereich verkleinert wird (bei gleicher Gesamtintensität).



Abbildung 57 Foto des Bildes am Schirm, entstanden durch das Keplerfernrohr aus Feld- und Kondensorlinse

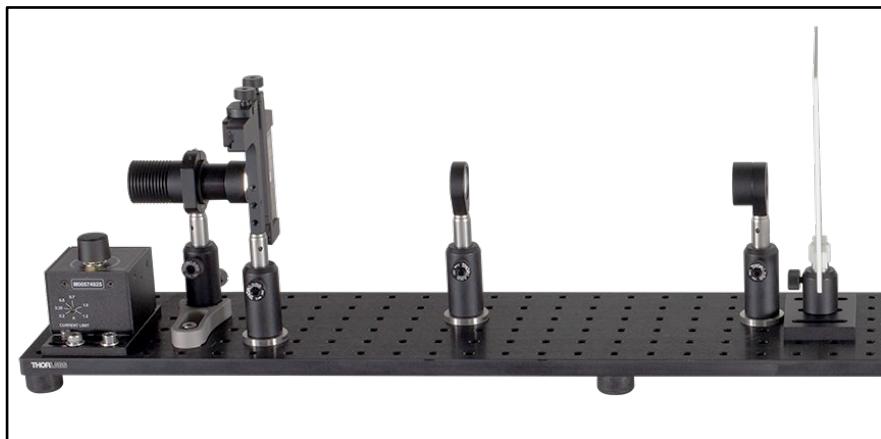


Abbildung 58 Die Feld- und die Kondensor-Linse formen ein Keplerfernrohr mit einer Vergrößerung von $\frac{1}{3}$.

Aufgabe 2: Platzieren Sie die Objektivlinse hinter der Kondensorlinse, sodass die Brennebenen ebenfalls zusammenfallen. Stellen Sie das Target in die LED-seitige Brennebene der Kondensorlinse und betrachten Sie das Bild in der hinteren Brennebene der Objektivlinse. Wie unterscheidet sich die Kombination aus Kondensor- und Objektivlinse von der Kombination aus Feld- und Kondensorlinse?

Durchführung: Das Bild des Targets steht auf dem Kopf und hat drei Fünftel der ursprünglichen Größe (das Target sollte so eingestellt sein, dass man mindestens einen der Schriftzüge erkennen kann). Die Kombination aus Kondensor- und Objektivlinse stellt ein Keplerfernrohr mit einer Vergrößerung $V = \frac{f_{\text{Kondensor}}}{f_{\text{Objektiv}}} = \frac{50 \text{ mm}}{30 \text{ mm}} = \frac{5}{3}$ dar. Da das Licht zuerst die langbrennweite Linse und danach die kurzbrennweite Linse durchläuft, wird das Bild verkleinert dargestellt. Das Bild hat also $3/5$ der Größe des Gegenstands.

Im Fourier-Aufbau bilden die Kondensor- und die Objektivlinse ein Keplerfernrohr, das die Apertur-Iris in die kameraseitige Brennebene der Objektivlinse abgebildet. Wie in Kapitel 6.3 gezeigt wird, handelt es sich hier um die Fourier-Ebene. Dies erklärt, warum das Öffnen und Schließen der Apertur-Iris einen Einfluss auf das Fourier-Bild hat.



Abbildung 59 Foto des Bildes am Schirm, entstanden durch das Keplerfernrohr aus Kondensor- und Objektivlinse



Abbildung 60 die Kondensor- und die Objektivlinse formen ein Keplerfernrohr mit der Vergrößerung 3/5.

Aufgabe 3: Platzieren Sie nun die Projektionslinse ($f = 75 \text{ mm}$) so hinter der Objektivlinse ($f = 30 \text{ mm}$), dass ein scharfes Bild der kameraseitigen Brennebene der Objektivlinse auf einem beliebig positionierten Schirm zu sehen ist.

Durchführung: Die Abbildung der Brennebene der Objektivlinse auf den Schirm gehorcht der Linsengleichung $\frac{1}{f} = \frac{1}{b} + \frac{1}{g}$. Bei Bedarf kann durch die Linsengleichung, bei gegebener Brenn- und Gegenstandsweite (der Abstand von der Brennebene der Objektivlinse zur Linsenhauptebene), die Bildweite berechnet werden. Das Bild auf dem Schirm steht dieses Mal richtig herum und zeigt das Target. Die Größe der Projektion ist abhängig vom Verhältnis von Bildweite zu Gegenstandsweite.

Die Projektionslinse bildet also die hintere Brennebene der Objektivlinse scharf auf den Schirm ab. Da im späteren Aufbau das Fourier-Bild in der Brennebene der Objektivlinse zu finden ist, bildet die Projektionslinse also später das Fourier-Bild auf den Schirm ab. Allerdings wird durch Einbringen des Strahleiters zwischen Objektiv- und Projektionslinse der bestehende Lichtweg umgelenkt. Dadurch ist es möglich, auf dem Schirm die Projektion der Fourier-Ebene und gleichzeitig auf der Kamera das Mikroskopbild zu sehen. Da das Target im endgültigen Aufbau in LED-seitigen Brennebene der Objektivlinse steht (das Bild entsteht im Unendlichen), benötigt man eine Tubuslinse, um ein Bild des Targets auf die Kamera zu bringen.



Abbildung 61 Eine Linse bildet die kamera-seitige Brennebene des Objektivs auf den Schirm ab.



Abbildung 62 Eine Linse bildet das Bild aus Aufgabe 2 auf den Schirm ab. Im Fourier-Aufbau entspricht das Bild der Fourier-Ebene, die auf den Schirm abgebildet wird (über den Strahleiter), da es sich bei der kamera-seitigen Brennebene des Objektivs um die Fourier-Ebene handelt.

Beachten Sie: An diesem Punkt sollten die Studenten alle Komponenten abbauen und der Aufbauanleitung in Kapitel 5 folgen. Prinzipiell könnte man beim Aufbau auch wie in den eben durchgeführten Aufgaben vorgehen. In der Praxis zeigt sich aber, dass diese Methode sehr ungenau ist und zu keinem scharfen Bild auf der Kamera führt.

6.2. Einführende Aufgaben

Aufgabe 4: Justieren Sie den Aufbau gemäß der Anleitung im Kapitel 5. Auf dem Kamerabild sollte ein Gitter (z.B. $g = 15 \text{ m}$ und $b = 6 \mu\text{m}$, Feld F2 in Abbildung 31) zu sehen sein. Die Fourier-Ebene sollte scharf auf den Schirm abgebildet werden.



Durchführung: Siehe Kapitel 5, Abschnitt 5.3.

Aufgabe 5: Welche Rolle spielen die Irisblenden? Beobachten Sie den Effekt, den das Öffnen von entweder der Feld-Iris oder Apertur-Iris auf das Bild, das Fourier-Bild und die Ausleuchtung des Targets hat.

Durchführung:

Auswirkung	Aktion	
	Öffnen der Feld-Iris	Öffnen der Apertur-Iris
Auswirkungen auf das Kamerabild	Vergrößert den sichtbaren Bereich im Kamerabild. Ist der sichtbare Bereich genauso groß oder größer als der Kamerachip, hat ein Öffnen der Feld-Iris keinen weiteren Einfluss auf das Kamerabild.	Zunahme der Helligkeit im Kamerabild.
Auswirkungen auf die Ausleuchtung des Targets	Vergrößert den Ausleuchtungsbereich auf dem Target.	Zunahme der Helligkeit auf dem Target.
Auswirkungen auf das Fourier-Bild	Sorgt dafür, dass größere Teile der Strukturen auf dem Target ausgeleuchtet werden. Dies führt zur Zunahme der Helligkeit im Fourier-Bild.	Ausdehnung der Intensitätsmaxima im Fourier-Bild ändert sich, weil die Apertur-Iris über das Keplerfernrohr, bestehend aus Kondensor- und Objektivlinse, in die Fourier-Ebene abgebildet wird.

Aufgabe 6: Wählen Sie ein Gitter Ihrer Wahl in der Objektebene aus. Verwenden Sie nun ein Blatt Papier oder den Schirm, um die Fourier-Ebene zu finden.

Durchführung: Die Fourier-Ebene ist die kameraseitige Brennebene der Objektivlinse. Diese befindet sich in Abstand $d = 3\text{ cm}$ zur Objektivlinse. Um die Intensitätsmaxima in der Fourier-Ebene getrennt und mit maximaler Intensität wahrnehmen zu können, sollte die Apertur-Iris geschlossen und die Feld-Iris geöffnet werden.

Aufgabe 7: Wählen Sie die Häuser in der Objektebene aus, Feld F10 in Abbildung 31. Stellen Sie den Schirm direkt hinter die Projektionslinse. Bewegen Sie den Schirm langsam von der Linse weg. Was beobachten Sie?



Durchführung: Nicht allzu weit von der Projektionslinse entfernt ist ein scharfes Bild der Häuser zu sehen, vgl. Feld F10 in Abbildung 31. Weiter entfernt von der Projektionslinse wird das Bild wieder unschärfer bis es in das Beugungsbild übergeht. Die Projektionslinse erzeugt also nicht nur ein scharfes Bild der Fourier-Ebene auf dem Schirm, sondern auch ein scharfes Bild des Objektes in einer Ebene, die sich nahe an der Linse befindet. Dies ist nicht weiter verwunderlich, denn die Tubuslinse tut für die Kamera genau das gleiche; es ist trotzdem erwähnenswert, dass die Objektebene auch im reflektierten Arm beobachtet werden kann.

6.3. Filterung

In den folgenden Aufgaben wird untersucht, welchen Einfluss das Einbringen verschiedener Filter in die Fourier-Ebene auf das Kamera-Bild hat. Der Übersichtlichkeit halber wird das Kamera-Bild ohne Filter oben links gezeigt. Die zugehörige Fourier-Ebene ist rechts daneben zu sehen. In den darauffolgenden Zeilen wird dann jeweils links die gefilterte Fourier-Ebene dargestellt und rechts das daraus resultierende Kamera-Bild.

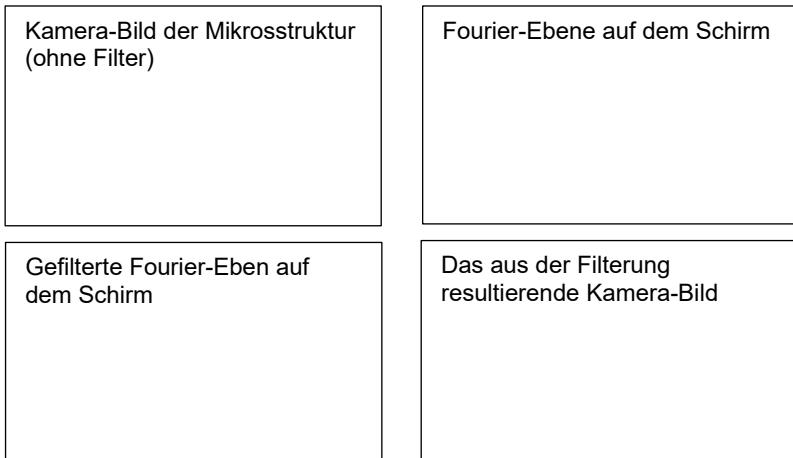


Abbildung xy

Aufgabe 8: Platzieren Sie ein Kreuzgitter (beispielsweise das Kreuzgitter mit 15 µm Gitterkonstante, Feld F2 in Abbildung 31) in der Objektebene und stellen Sie ggf. die Objektivlinse so ein, dass das Bild an der Kamera scharf ist. Positionieren Sie nun den variablen Spalt so in der Fourier-Ebene, dass der hellste Punkt mittig im Spalt liegt. Stellen Sie nun den Spalt so ein, dass nur noch Licht in einer horizontalen Linie entlang des Hauptmaximums passieren kann. Was ergibt sich im Kamera-/Mikroskopbild und warum?



Durchführung: Verschieben Sie das Target mit Hilfe des x-y-Halters, bis ein Kreuzgitter auf der Kamera zu sehen ist. Auf dem Schirm ist die Projektion der Fourier-Ebene zu sehen. Platzieren Sie den verstellbaren Einzelspalt in der Fourier-Ebene hinter der Objektivlinse. (**TIPP:** (1) Der verstellbare Spalt steht genau dann in der Fourier-Ebene, wenn die Projektion auf dem Schirm einen scharf abgebildeten Spalt zeigt. (2) Alternativ kann man die Ausdehnung der Intensitätsmaxima auf den Schneiden des Einzelspalts betrachten.) Schließen Sie langsam den verstellbaren Einzelspalt, bis nur noch eine Reihe von Intensitätsmaxima in horizontaler Richtung auf dem Schirm zu sehen sind. Das Kamerabild zeigt nun ein Liniengitter, dessen Orientierung um 90° zur Orientierung der Intensitätsmaxima gedreht ist. Die Informationen über Linien anderer Orientierungen im Gitter wurden in der Fourier-Ebene durch den verstellbaren Einzelspalt blockiert.

Gegebenenfalls können Sie die Helligkeit durch Öffnen oder Schließen der Apertur-Iris anpassen.

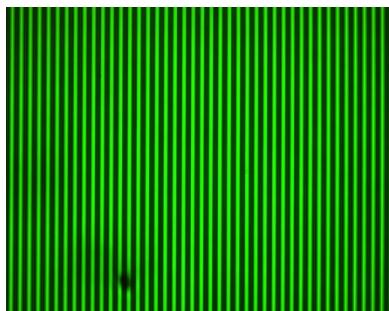
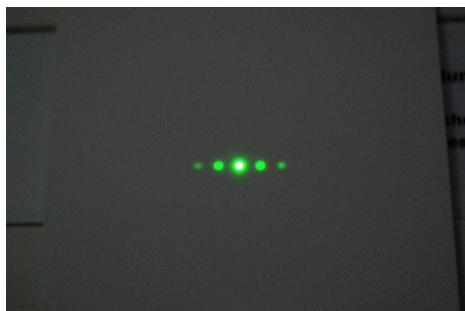
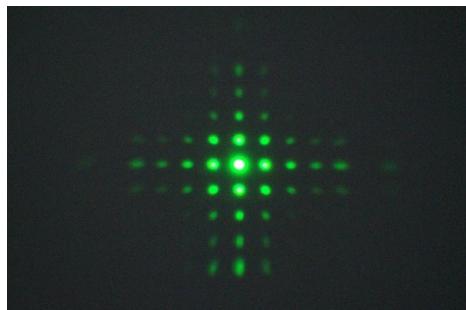
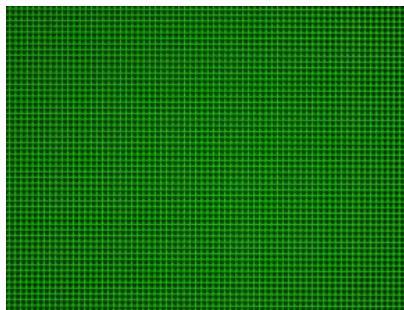


Abbildung 63 Kreuzgitterfilterung 1

Aufgabe 9: Drehen Sie den Spalt um 90° und lassen Sie wieder nur Licht entlang der vertikalen Linie des Hauptmaximums passieren. Was erwarten Sie für ein Kamerabild?

Durchführung: Die Orientierung des sichtbaren Liniengitters auf der Kamera hat sich ebenfalls um 90° gedreht. Die Linien verlaufen nun horizontal. Gegebenenfalls können Sie die Helligkeit durch Öffnen oder Schließen der Apertur-Iris anpassen.

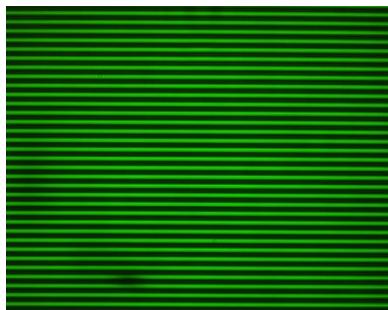
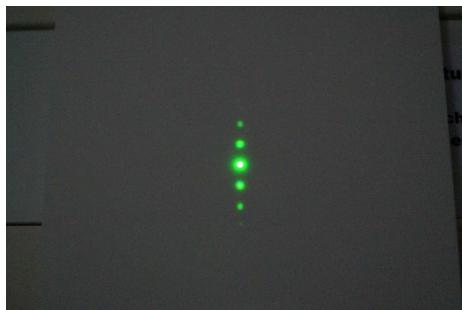
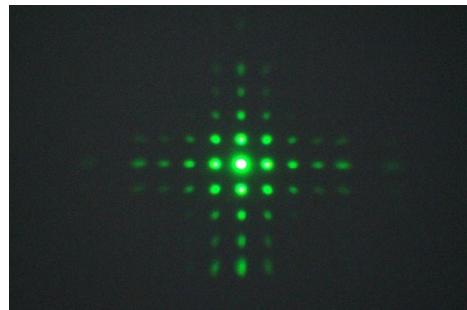
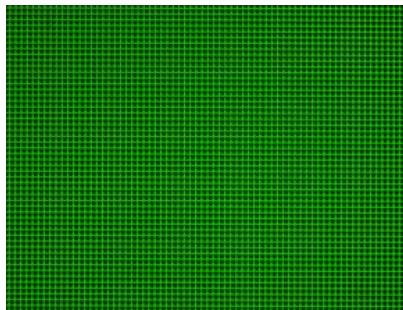


Abbildung 64 Kreuzgitterfilterung 2

Aufgabe 10: Drehen Sie den Spalt nun in den 45° Winkel und lassen Sie nur das Licht des Hauptmaximums und der entsprechenden schrägen Ordnungen passieren. Was ergibt sich für ein Bild auf der Kamera und warum?

Durchführung: Da durch den verstellbaren Einzelpunkt alle Informationen über Linien horizontaler und vertikaler Orientierung blockiert werden und nur jene passieren, die auf einer Diagonalen im Fourier-Bild liegen, zeigt das Kamerabild ein um 90° zur Spaltorientierung gedrehtes diagonales Liniengitter. Gegebenenfalls sollten Sie den Spalt weiter schließen und die Helligkeit durch Öffnen oder Schließen der Apertur-Iris anpassen.

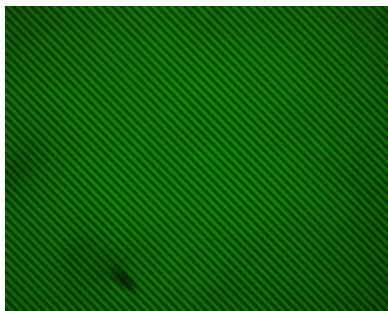
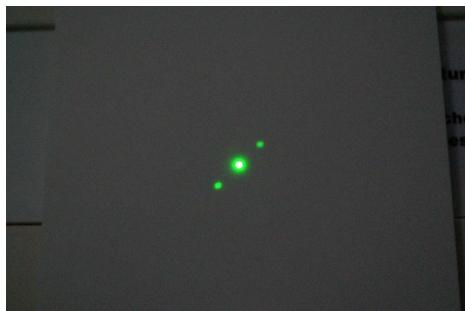
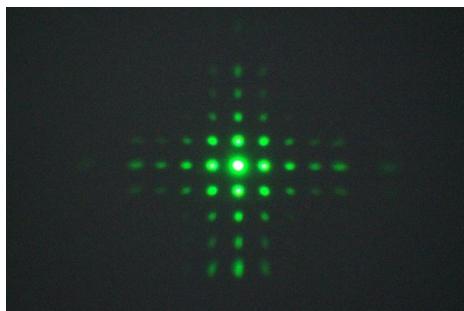
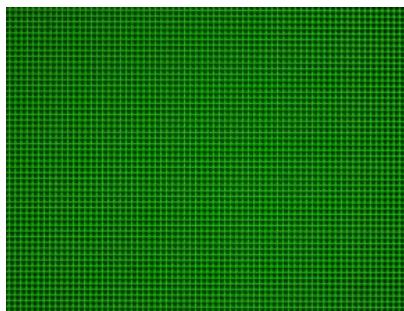
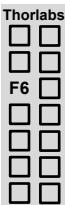


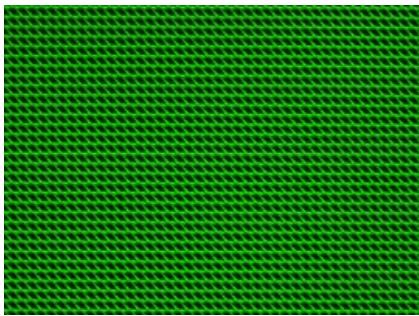
Abbildung 65 Kreuzgitterfilterung 3



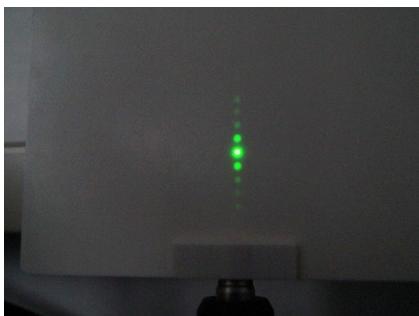
Aufgabe 11: Platzieren Sie das gedrehte Kreuzgitter („45° tilted“, Feld F6 in Abbildung 31) in der Objektebene und erzeugen Sie mit dem variablen Spalt ein Strichgitter auf der Kamera, das in der Struktur auf dem Target nicht erkennbar ist.

Durchführung: Betrachten Sie das gedrehte Kreuzgitter mit Hilfe der Kamera. Das gesuchte, nicht in der Struktur sofort ersichtliche, Gitter ist ein vertikales Liniengitter. Drehen Sie den verstellbaren Einzelspalt in eine horizontale Orientierung und schließen Sie ihn ggf. weiter. Das Kamerabild zeigt das gesuchte vertikale Liniengitter.

Filtern, horizontaler Spalt



Filtern, diagonaler Spalt



Filtern, vertikaler Spalt

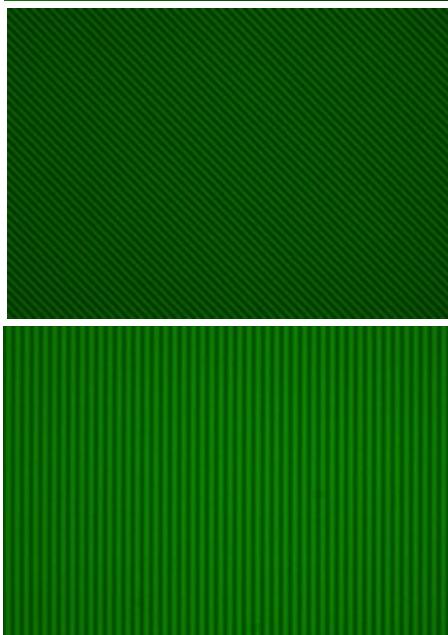
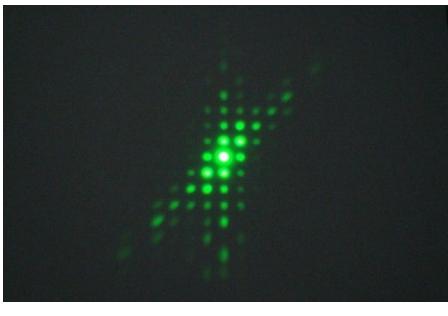
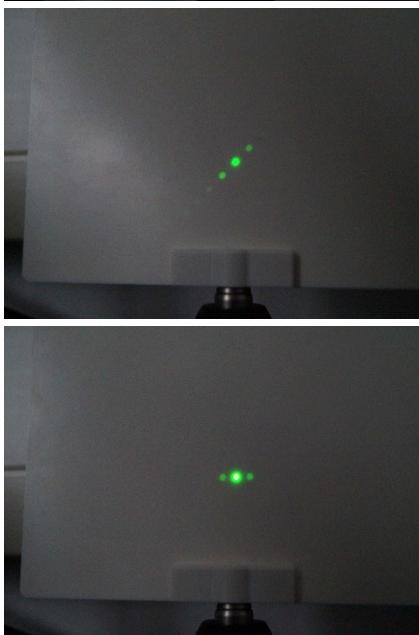


Abbildung 66 Filterung gedrehtes Kreuzgitter

Thorlabs
<input type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/>
<input checked="" type="checkbox"/> F7
<input type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/>

Aufgabe 12: Platzieren Sie das Sternen-Gitter (Feld F7 in Abbildung 31) in der Objektebene und stellen Sie ggf. die Objektivlinse so ein, dass das Bild an der Kamera scharf ist. Durch Einfügen des variablen Spalts in der Fourier-Ebene und Rotation dessen können unterschiedliche Liniengitter erzeugt werden. Erklären Sie das Zustandekommen der fünf Strichgitter und weshalb ihre Gitterkonstanten unterschiedlich sind.

Durchführung: Da die Sterne aus fünf Linien unterschiedlicher Orientierung zusammengesetzt sind, können maximal 5 Strichgitter unterschiedlicher Orientierungen und Gitterkonstanten sichtbar gemacht werden. Mit bloßem Auge ist erkennbar, dass parallele Linien zweier benachbarter Sterne unterschiedliche Abstände besitzen. Hierdurch kommen die unterschiedlichen Gitterkonstanten zustande. Stellen Sie den verstellbaren Einzelspalt in die Fourier-Ebene hinter der Objektivlinse. Stellen Sie die Größe des Spalts auf einen festen Wert ein, der es ermöglicht ein Liniengitter zu sehen. Lassen Sie nun den Einzelspalt langsam von Hand rotieren und betrachten Sie gleichzeitig das Kamerabild. Gegebenenfalls können Sie die Helligkeit durch Öffnen oder Schließen der Apertur-Iris anpassen. Abbildung 67 zeigt die 5 Gitter der Sterne und deren unterschiedliche Gitterkonstanten.

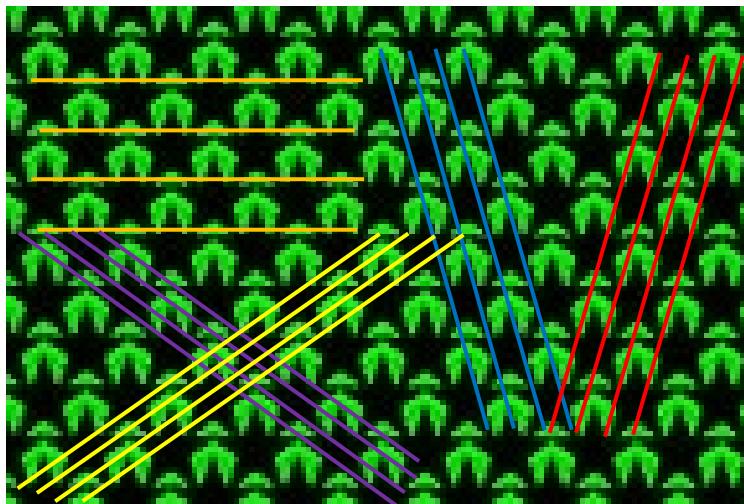
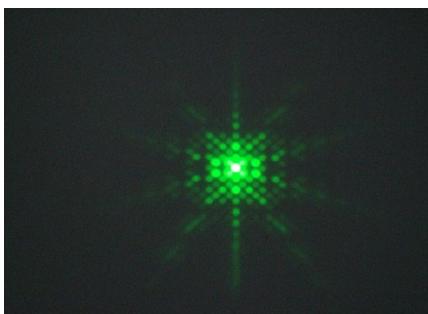
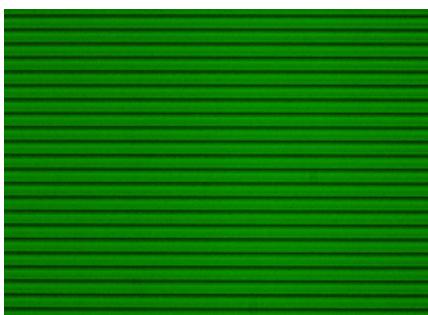
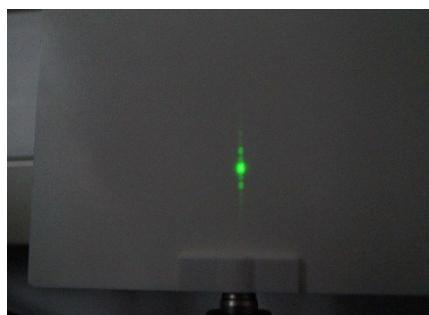


Abbildung 67: Verschiedene Gitterebenen im Stern-Muster



Filterung, vertikaler Spalt



Filterung, diagonaler Spalt

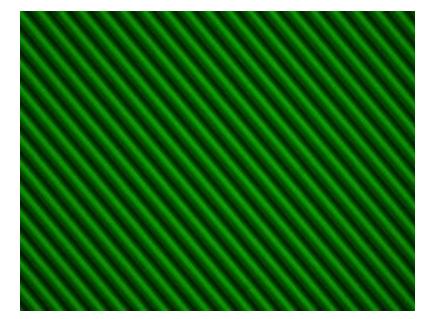
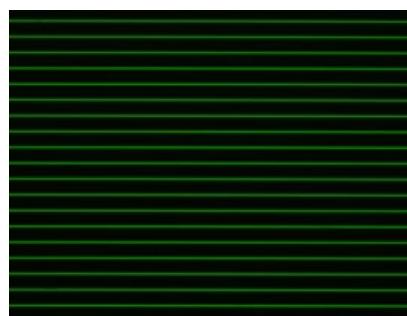
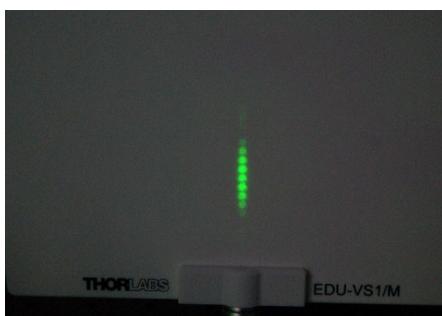
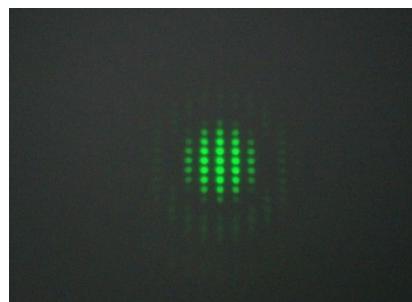
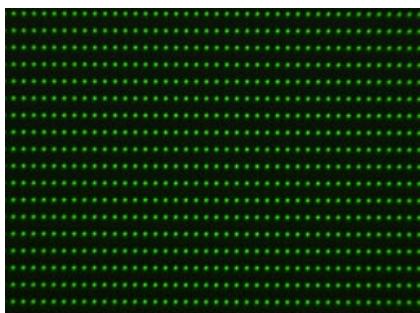


Abbildung 68 Filterung Sterne

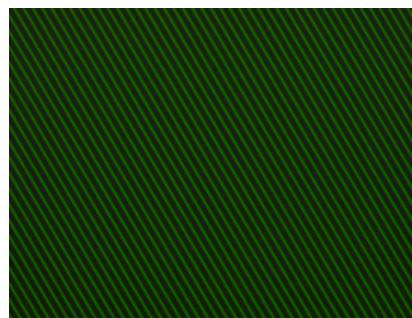
Aufgabe 13: Platzieren Sie das Punktgitter in der Objektebene (Feld F11 in Abbildung 31) und stellen Sie ggf. mit der Objektivlinse scharf. Stellen Sie den variablen Spalt in die Fourier-Ebene und lassen Sie ihn rotieren. Variieren Sie dabei auch die Spaltbreite. Was beobachten Sie und warum?

Thorlabs
<input type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/> F11
<input type="checkbox"/>

Durchführung: Durch die Ebenmäßigkeit und Symmetrie des Fourier-Bildes des Punktgitters kann in nahezu jeder Orientierung ein Strichgitter sichtbar gemacht werden. Hierzu muss der verstellbare Einzelspalt in der Fourier-Ebene rotiert werden. Gegebenenfalls müssen die Spaltbreite und die Öffnung der Apertur-Iris angepasst werden, um alle Strichgitter sichtbar zu machen.



Filterung, vertikaler Spalt



Filterung, diagonaler Spalt

Abbildung 69 Filterung Punktgitter

Aufgabe 14: Platzieren Sie den „Smiley hinter Gitterstäben“ in der Objektebene (Feld F9 in Abbildung 31) und stellen sie ggf. das Kamerabild mit der Objektivlinse scharf. Filtern Sie nun in der Fourier-Ebene mit Hilfe des variablen Spalts so, dass der Smiley befreit wird.



Durchführung: Die Fourier-Ebene zeigt die für Strichgitter typische Verteilung von Intensitätsmaxima. Die Information über die Struktur des Smileys steckt im Hauptmaximum. Werden mit dem verstellbaren Einzelspalt alle Intensitätsmaxima des Strichgitters, mit Ausnahme des Hauptmaximums, ausgeblendet, bleibt lediglich die Information über die Struktur des Smileys erhalten und gelangt zur Kamera. Das Kamerabild zeigt den befreiten Smiley.

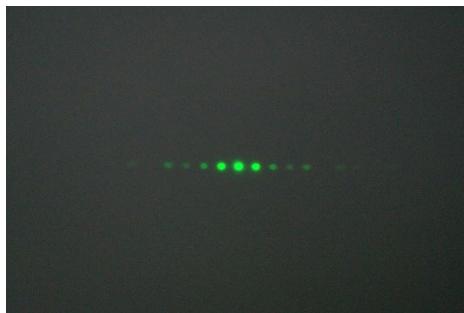
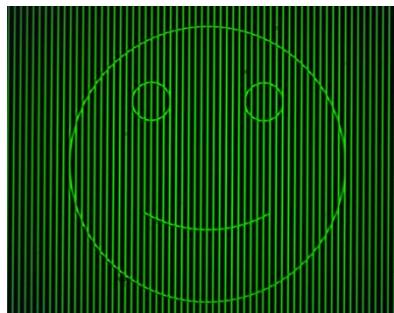


Abbildung 70 Filterung Smiley

Man erkennt, dass die vertikalen Kreissegmente des Smileys fehlen. Dies kommt dadurch zustande, dass die Teillinien auf den Gitterlinien liegen und nicht dadurch, dass sie parallel zum Gitter sind. Würde der Smiley leicht in Bezug auf das Gitter verschoben werden, dann würde man diese Segmente sehen (aber dann würde die nächste Aufgabe nicht so schön funktionieren).

Studenten könnten an dieser Stelle fragen, warum die nullte Ordnung plötzlich eine Information trägt. Dies ist aber nicht der Fall: die Frequenzen, die die Informationen tragen,

sind schlicht zu nah an der nullten Ordnung und können von dieser mit bloßem Auge nicht unterschieden werden.

Aufgabe 15: Zeigen Sie, dass Sie auch den Smiley verschwinden lassen können.

Durchführung: Drehen Sie den variablen Spalt um 90°. Schließen Sie den Spalt, sodass nur das Beugungsbild des Gitters hindurchkommt.

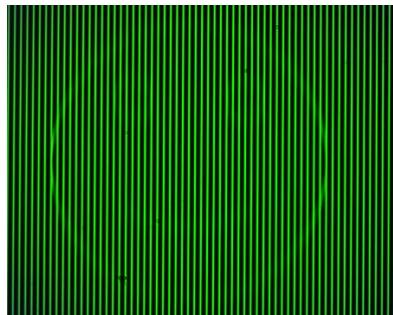


Abbildung 71: Durch einen horizontalen Spalt in der Fourier-Ebene (linkes Bild) kann der Smiley aus dem Bild herausgefiltert werden (rechtes Bild).

Aufgabe 16: Stellen Sie den Spalt so ein, dass nur noch die erste Beugungsordnung durch den Spalt kommt. Was erwarten Sie zu sehen? Wiederholen Sie das Vorgehen mit der zweiten Beugungsordnung.

Durchführung: Bewegen Sie den variablen Spalt aus der Mitte des Fourier-Ebene heraus, bis nur die erste Ordnung links oder rechts von der nullten Ordnung hindurchtritt. Wie bei der nullten Beugungsordnung sehen Sie auch bei höheren Ordnungen den Smiley auf der Kamera (ggf. müssen Sie die Apertur-Iris variieren). Jede Beugungsordnung des Gitters enthält auch die Informationen des Smileys. Da allerdings nur eine Ordnung durch den Spalt tritt, ist die Information über das Gitter selbst verloren. Die Smileys der ersten und zweiten Ordnung unterscheiden sich in ihrer Farbgebung, was durch die Phasendifferenz des Lichts der beiden Ordnungen zueinander erklärt werden kann.

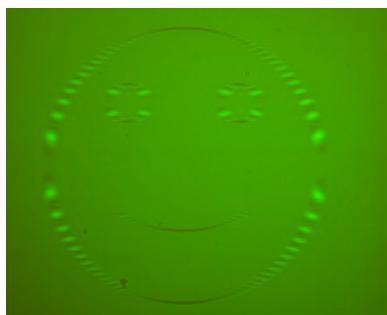
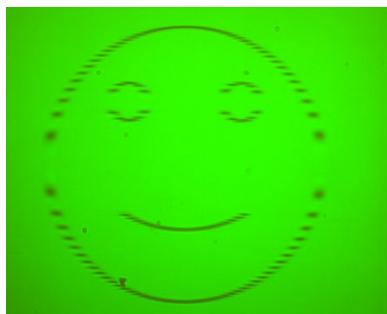


Abbildung 72: Smiley in der ersten und zweiten Beugungsordnung. Die Bilder auf der linken Seite zeigen, welche Ordnung durch den Spalt tritt, wohingegen die rechten Bilder das resultierende Kamera-Bild zeigen.

Aufgabe 17: Platzieren Sie das Feld mit den überlagerten Buchstaben „A“ und „B“ in der Objektebene, Feld F12 in Abbildung 31. Lassen Sie durch entsprechende Einstellung des variablen Spalts die Gitterstruktur des einen oder des anderen Buchstabens verschwinden. Wieso ist der jeweils ausgeblendete Buchstabe trotzdem noch schwach sichtbar?

Thorlabs	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
F12	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>

Durchführung: Die Fourier-Ebene zeigt Intensitätsmaxima ähnlich eines Kreuzgitters. Durch Filterung in horizontaler bzw. vertikaler Richtung kann die Gitterstruktur eines der beiden Buchstaben ausgeblendet werden. Trotzdem bleibt der Buchstabe als ebenmäßig ausgeleuchtete Fläche sichtbar. Die Information über die grobe Form der Buchstaben liegt im Hauptmaximum und wird durch die Filterung der Gittermaxima nicht beeinflusst.

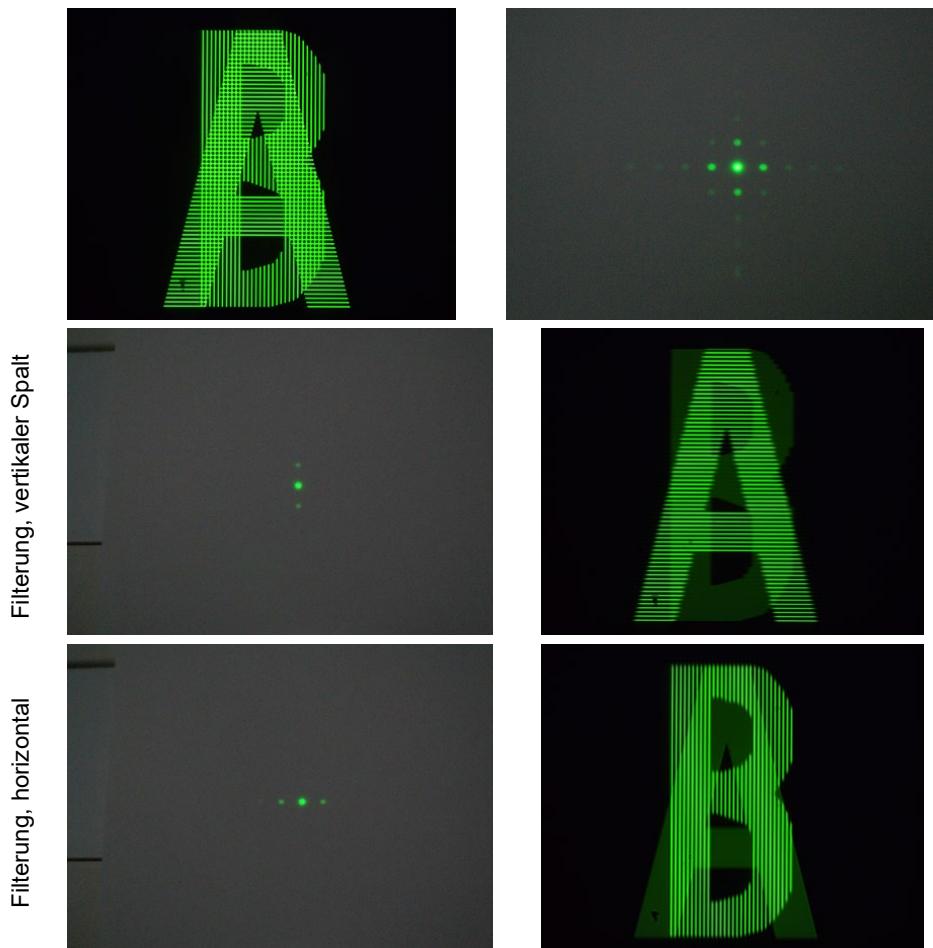


Abbildung 73 Filterung A-B

Aufgabe 18: Drehen Sie den variablen Spalt, sodass nur die gemeinsame Fläche der Buchstaben von einem Gitter durchsetzt ist. Welche Orientierung hat das Gitter?

Durchführung: Um die gemeinsame Fläche der Buchstaben hervorzuheben, ist es nötig, Beugungsordnungen beider Buchstaben in der Fourier-Ebene passieren zu lassen. Der variable Spalt muss im 45° Winkel orientiert sein. Das Gitter zeigt damit ebenfalls eine diagonale Orientierung.

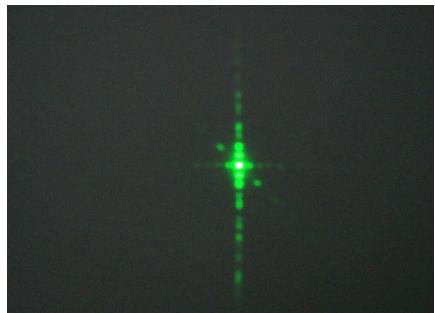
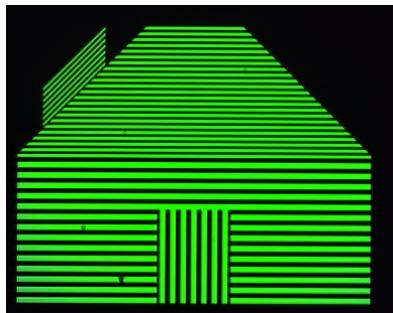


Abbildung 74: Überlagerung der Buchstaben "A" und "B" im linken Bild und 45° -Orientierung des Spalts im rechten Bild.

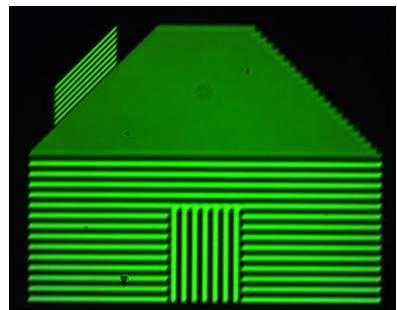
Thorlabs
<input type="checkbox"/>
F10 <input type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/>

Aufgabe 19: Platzieren Sie das Feld mit dem Fourier-Haus (Feld F10 in Abbildung 31) in der Objektebene und stellen Sie ggf. scharf. Betrachten Sie nun die Fourier-Ebene. Verwenden Sie den variablen Spalt entlang verschiedener Richtungen, um unterschiedliche Teile des Musters zu blockieren. Finden Sie die Orientierungen, in denen sich das Kamera-Bild der Tür, des Dachbodens, der Hausfront und des Schornsteins verändert.

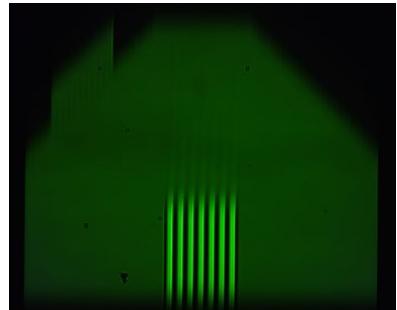
Durchführung: Das Fourier-Bild zeigt Intensitätsmaxima unterschiedlicher Orientierungen. Hierbei stehen die horizontalen Maxima für die Tür des Hauses und die diagonalen Maxima für den Schornstein. In vertikaler Richtung überlagern sich zwei Muster mit unterschiedlichen Abständen zwischen den Maxima. Die eng beieinanderliegenden Maxima sind der Hausfront zuzuordnen, während die weiter auseinanderliegenden Maxima den Dachboden repräsentieren. Durch unterschiedliche Einstellungen der Größe und der Orientierung des verstellbaren Einzelspalts können unterschiedliche Aspekte des Fourier-Hauses ausgeblendet werden.



Filterung, diagonaler Spalt



Filterung, horizontal



Filterung, vertikaler Spalt

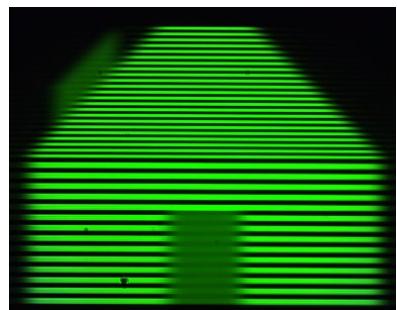
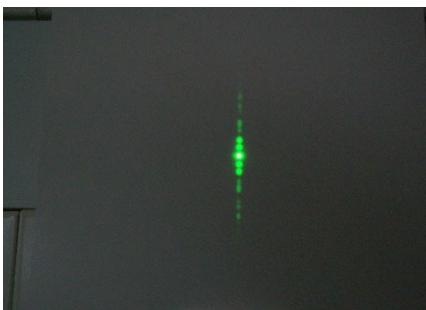


Abbildung 75 Filterung Fourier-Haus

Thorlabs	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>
F8	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>

Aufgabe 20: Platzieren Sie das Liniengitter (15 µm Gitterkonstante, Feld F8 in Abbildung 31) in der Objektebene. Ersetzen Sie den variablen Spalt durch die EDU-TGC1 Maske im zweiten XYF1/(M), siehe Abbildung 25 und Abbildung 32. Verwenden Sie Maske Nr. 1 und filtern Sie in der Fourier-Ebene jedes zweite Maximum heraus. Was erwarten Sie auf der Kamera zu sehen und warum?

Durchführung: Zum Finden der Fourier-Ebene kann es hilfreich sein, ein Stück Papier an die Oberseite der Maske zu halten. Durch das Blockieren der Maxima ungerader Ordnung (erste, dritte, fünfte Ordnung, ...) gehen Informationen über die Gitterkonstante des Strichgitters verloren. An der Kamera kommen nur Informationen über ein Strichgitter mit dem doppelten Abstand zwischen den Intensitätsmaxima an. Dies führt zu einer Halbierung der Gitterkonstanten.

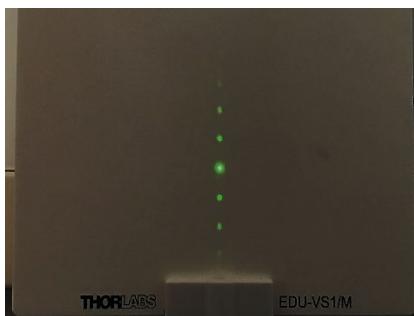
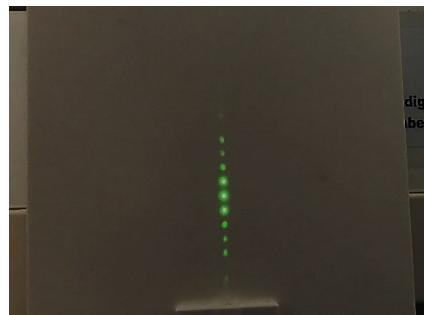


Abbildung 76 Filterung Liniengitter

Aufgabe 21: Platzieren Sie die Dreiecke in der Objektebene, Feld F5 in Abbildung 31. Justieren Sie Maske Nr. 2 in der Fourier-Ebene so, dass jedes zweite Maximum in allen drei Geraden der Beugungsmaxima ausgeblendet wird. Was erwarten Sie zu auf der Kamera zu sehen?

Thorlabs
<input type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/>
F5
<input type="checkbox"/>

Durchführung: Ähnlich zur vorhergehenden Aufgabe werden Informationen über die Gitterkonstante blockiert. In diesem speziellen Fall sind es Informationen zu Gitterkonstanten in drei Orientierungen, die die Seiten der Dreiecke bilden. Die Kamera erhält letztendlich Informationen über drei Strichgitter mit dem doppelten Abstand zwischen den Intensitätsmaxima. Dies führt zur Verkleinerung der Dreiecke. Aus jedem ursprünglichen Dreieck werden vier kleinere Dreiecke. Abbildung 77 zeigt anschaulich die Vierteilung der Dreiecke durch Verdopplung der Gitterkonstanten.

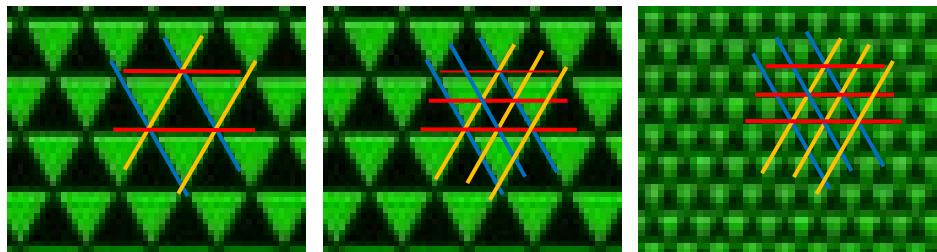


Abbildung 77: Effekt der Gitterkonstantenhalbierung beim Dreiecksgitter

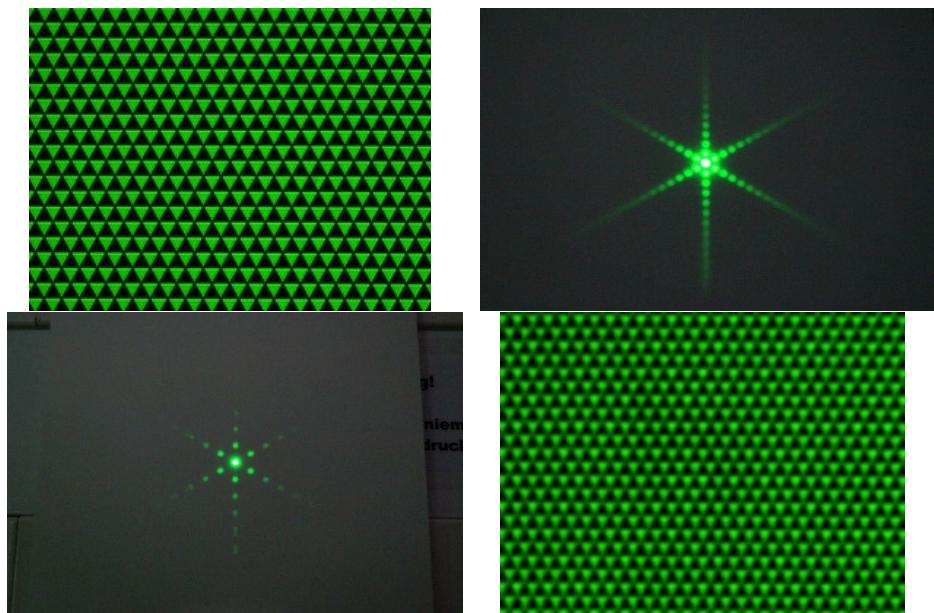


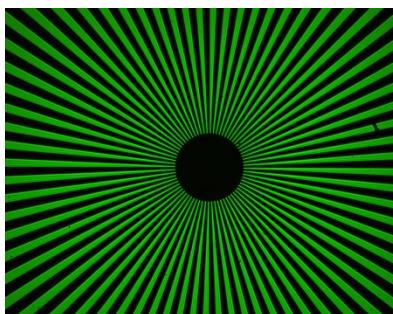
Abbildung 78 Filterung Dreiecke (nur ein Viertel des Kamera-Bildes ist gezeigt)

Thorlabs
<input type="checkbox"/>
F14 <input type="checkbox"/>

Aufgabe 22: Platzieren Sie den Siemensstern („Sector star“, Feld F14 in Abbildung 31) in der Objektebene und die ID12/M Iris in der Fourier-Ebene. Was erwarten Sie auf der Kamera zu sehen, wenn Sie die Iris langsam schließen? Warum?

Durchführung: Jeder Hell-Dunkel-Durchgang des Siemenssterns kann als sich verjüngender Einzelpunkt betrachtet werden. Durch die unterschiedliche Orientierung entsteht das Fourier-Bild des Siemenssterns. Wird die Iris ID12/M in der Fourier-Ebene geschlossen, werden zuerst Informationen die weit außen im Fourier-Bild liegen blockiert. Diese hohen Raumfrequenzen können den engsten Stellen der Einzelpunkte zugeordnet werden. Das bedeutet, dass der Siemensstern von innen nach außen die Struktur verliert. Die engsten Stellen der Einzelpunkte werden zuerst ausgeblendet.

Iris filtert höchste Raumfrequenzen



Kleinere Iris-Öffnung

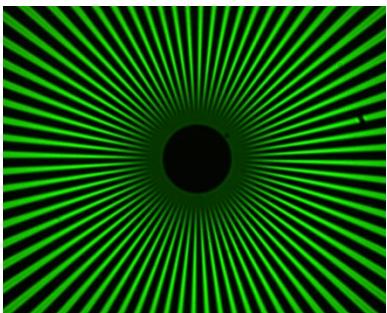


Abbildung 79 Filterung Siemensstern

Thorlabs	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>
F14	<input type="checkbox"/>

Aufgabe 23: Benutzen Sie den variablen Spalt anstatt der Iris. Was erwarten Sie zu sehen, wenn Sie den Spalt langsam schließen?

Durchführung: Ähnlich zur Anordnung mit der Iris wird die Information des Siemenssterns blockiert. Dies geschieht aber nicht an jeder Stelle, sondern nur dort, wo der Spalt die Komponenten in der Fourier-Ebene blockiert. In der anderen Richtung bleibt die Bildinformation hingegen intakt. Dies ist deutlich an der verbleibenden Struktur in Abbildung 80 zu sehen.

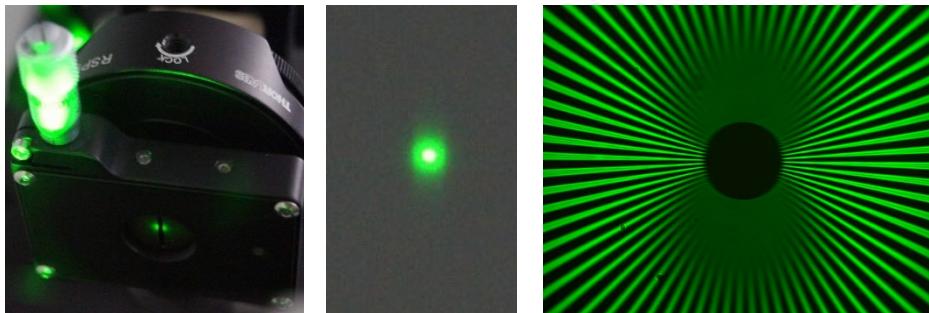


Abbildung 80: Filterung des Siemenssterns mit dem variablen Spalt

6.4. Das Babinettsche Prinzip

Aufgabe 24: Wählen Sie auf dem Target die Struktur mit dem Titel „Babinet“ (Feld F13 in Abbildung 31) und setzen Sie wieder die Masken statt des Spalts ein. Blockieren Sie die nullte Ordnung in der Fourier-Ebene mit einem der Punkte auf der Maske. Was sehen Sie auf dem Kamerabild und warum?

Thorlabs
<input type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/> F13

Durchführung: Das Babinettsche Prinzip sagt aus, dass die Beugungsbilder zweier komplementärer Strukturen bis auf die nullte Ordnung identisch sind. In der Babinet-Struktur auf dem Target sind zwei komplementäre Gitter abwechselnd aufgebracht (spaltenweise). Durch das Blockieren der nullten Ordnung mit einem Punkt auf der Maske zeigt die Kamera exakt die Aussage des Babinettschen Prinzips: egal in welcher Spalte, jede horizontale Linie hat dieselbe Farbe. Es ist also nicht mehr möglich, zwischen den Gittern zu unterscheiden.

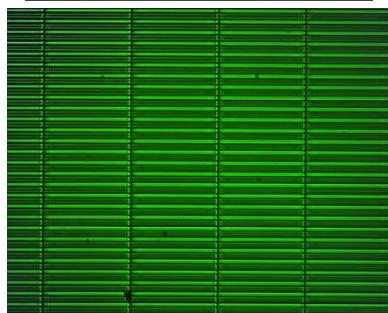
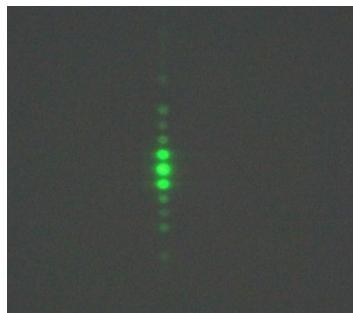
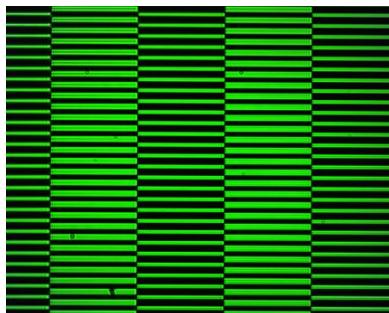


Abbildung 81: Demonstration des Babinettschen Prinzips mit komplementären Gittern

Aufgabe 25: Blockieren Sie nun ähnlich zur vorherigen Aufgabe die nullte Ordnung der Dreiecksstruktur, Feld F5 in Abbildung 31, mit einem Punkt passender Größe. Was erwarten Sie zu sehen?

Thorlabs	
	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>
	<input checked="" type="checkbox"/> F5
	<input type="checkbox"/>

Durchführung: Die Besonderheit bei dieser Struktur (verglichen zur vorherigen Aufgabe) besteht darin, dass beide Strukturen (hell und dunkel) nun dieselben Abmessungen haben. Wird die nullte Ordnung durch einen Punkt auf der Maske blockiert, dann sehen beide Strukturen im Kamerabild identisch aus und können nicht unterschieden werden.

Bitte beachten Sie:

- (i) In Abbildung 82 ist nur ein Viertel des Gesamtbildes der Kamera zu sehen.
- (ii) Um die Sichtbarkeit des gefilterten Bildes zu verbessern, wurde der Gain in der Kamera-Software erhöht.

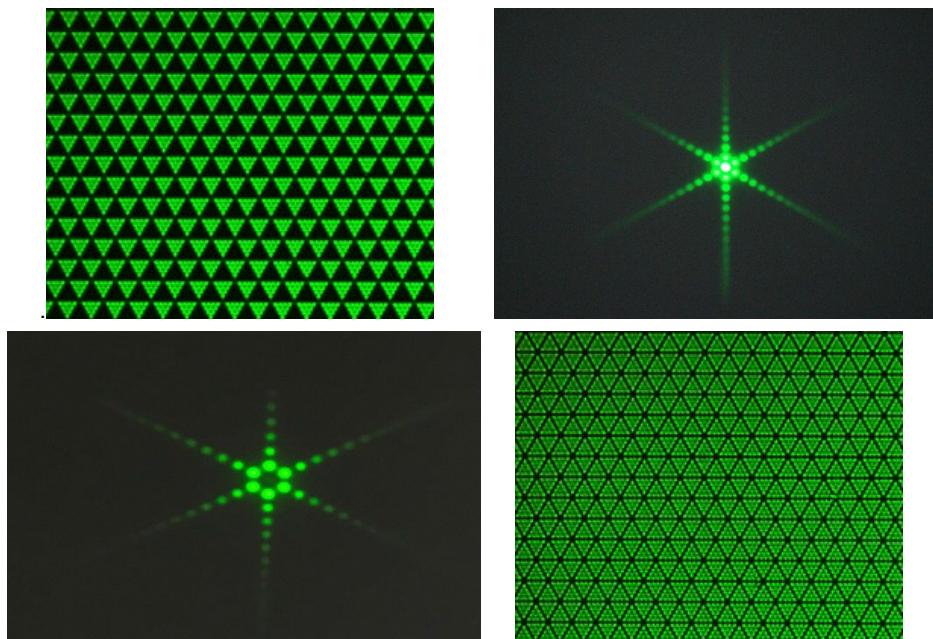


Abbildung 82: Demonstration des Babinetischen Prinzips mit den Dreiecken

Auch hier sei wieder darauf hingewiesen, dass die nullte Ordnung keine Strukturinformation trägt. Hier wird zwar die Helligkeitsverteilung verändert, die Struktur des Gitters ist jedoch dieselbe, egal ob mit oder ohne nullte Ordnung.

6.5. Bildbearbeitung

Aufgabe 26: Wählen Sie einen Schriftzug auf dem Target aus und platzieren Sie ihn in der Objektebene. Zeichnen Sie das Bild mit der Iris ID12/M weich. Schließen Sie die Apertur-Iris vollständig.

Durchführung: Durch Schließen der ID12/M in der Fourier-Ebene werden hohe Raumfrequenzen, welche für die feinen Strukturen im Bild stehen, ausgeblendet. Es überwiegen die niedrigen Raumfrequenzen, welche für grobe Strukturen im Bild stehen. Das Bild wird weichgezeichnet.

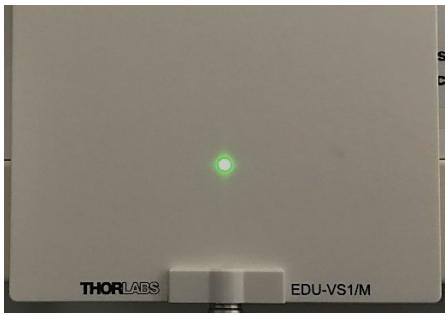


Abbildung 83 Weichzeichnen durch optischen Tiefpass

Aufgabe 27: Heben Sie am gleichen Buchstaben wie in der vorhergehenden Aufgabe nun die Kanten hervor.

Durchführung: Um die Kanten einer Struktur hervorzuheben, muss ein Großteil der niedrigen Beugungsordnungen blockiert werden. Die Größe des Musters in der Fourier-Ebene wird allerdings je nach Justierung unterschiedlich sein. Deshalb müssen Sie mehrere Punkte auf der Maske testen, um den mit der passenden Größe zu finden. Verwenden Sie also nacheinander verschiedene Punkte der EDU-TGC1 Schnittmaske und positionieren Sie sie in der Mitte des Musters in der Fourier-Ebene. Das Ergebnis ist in Abbildung 84 zu sehen.

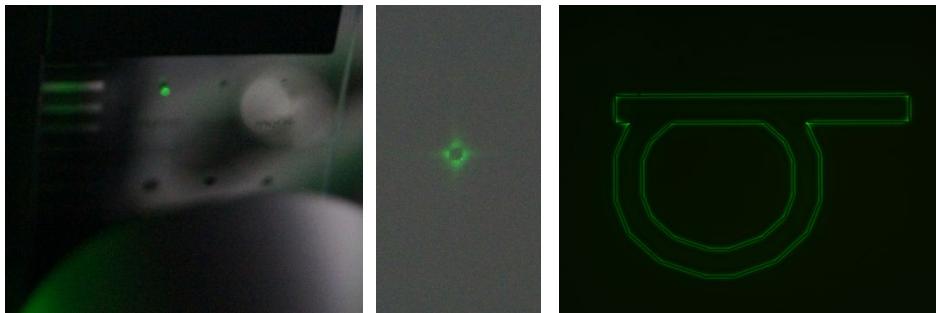


Abbildung 84: Kanten hervorheben

Aufgabe 28: Setzen Sie nun einen Objekträger mit Kieselalgen in die Objektebene. Heben Sie die Kanten der Kieselalgen im Mikroskop-/Kamerabild hervor, indem Sie die Punkte auf dem Maskentarget in die Fourier-Ebene einbringen und dort das zentrale Maximum blockieren. Öffnen Sie die Apertur-Iris leicht und regeln Sie die Helligkeit mit Hilfe des LED-Controllers.

Durchführung: Gegebenenfalls müssen Sie die Apertur-Iris mehrfach neu einstellen, um ein gutes Ergebnis zu erzielen. Da es sich um einen leicht zu übersehenden Effekt handelt, ist ein hohes Maß an Geduld förderlich. Durch Einbringen eines beliebigen Spots des Maskentargets werden niedrige Raumfrequenzen, die für grobe Strukturen im Bild stehen, blockiert. Je größer der blockierende Spot in der Fourier-Ebene ist, desto besser ist der Effekt zu sehen. Achten Sie darauf, nicht die komplette Fourier-Ebene auszublenden. Sollte dies der Fall sein, können Sie durch leichtes Öffnen der Apertur-Iris Abhilfe schaffen. Es überwiegen die hohen Raumfrequenzen, welche die feinen Strukturen im Bild repräsentieren. Das Bild wirkt insgesamt schärfer. Feine Strukturen sind besser erkennbar. Das Kieselalgenpräparat ist in diesem Versuch nicht als Mikroskopieprobe zu sehen, sondern als eine Probe, an der der optische Hochpass deutlich gemacht werden kann. Hierzu eignen sich transparente Proben sehr gut.



Abbildung 85 Kanten hervorheben und Kontrast erhöhen durch optische Hochpass

6.6. Inverses Fourier-Target

Aufgabe 29: Stellen Sie das inverse Fourier-Target (gehalten vom FP01 Halter) in die Objektebene zwischen Kondensor- und Objektivlinse. Betrachten Sie die Fourier-Ebene.

Durchführung: Das inverse Fourier-Target (auch Diffractive Optical Element, kurz DOE) hat eine mikrostrukturierte Oberfläche, die gezielt so gearbeitet ist, dass die Fernfeldbeugung (und damit auch die Fourier-Ebene) ein Bild der Wahl zeigt. Im Fall des mitgelieferten DOE kann man ein Sternzeichenmuster und die Erde in der Fourier-Ebene betrachten. Die Erde ist in der länglichen Struktur auf dem inversen Target codiert. Je nachdem, auf welchen Teil dieser Struktur der Lichtfleck fällt, sieht man die Erde aus einer anderen Perspektive.

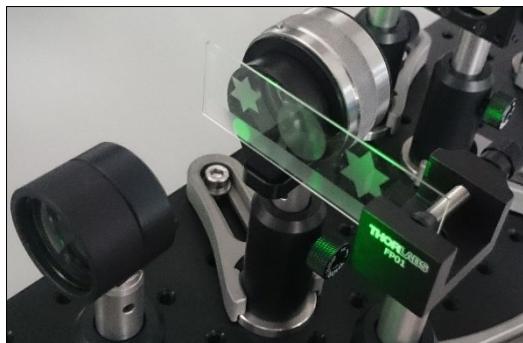
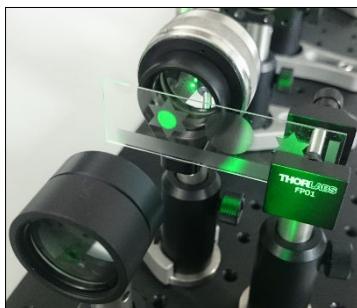


Abbildung 86: Inverses Fourier-Target in der Objektebene und Blick in die Fourier-Ebene.

Aufgabe 30: Nehmen Sie ein Bild der Mikrostruktur des Sternzeichenmusters mit Hilfe der Kamerasoftware auf. Versuchen Sie das Sternzeichenmuster aus der aufgenommenen Mikrostruktur zu reproduzieren.

Durchführung: Bewegen Sie das Target mit den Schrauben des XY-Halters, bis die Kamera ein Bild des Randes der mikrostrukturierten Oberfläche zeigt. Um ein scharfes Bild des Randes der Mikrostruktur zu erhalten, drehen Sie die Objektivlinse. Bewegen Sie nun das Target zurück zum Mittelpunkt der strukturierten Fläche. Speichern Sie ein Bild mit Hilfe der Kamerasoftware und laden Sie es in Gwyddion. Nutzen Sie die 2D FFT Funktion unter Correct Data. Es wird nicht möglich sein, ein perfektes Bild des Sternzeichenmusters zu erhalten, aber Sie sollten die grundlegende Struktur erkennen können.

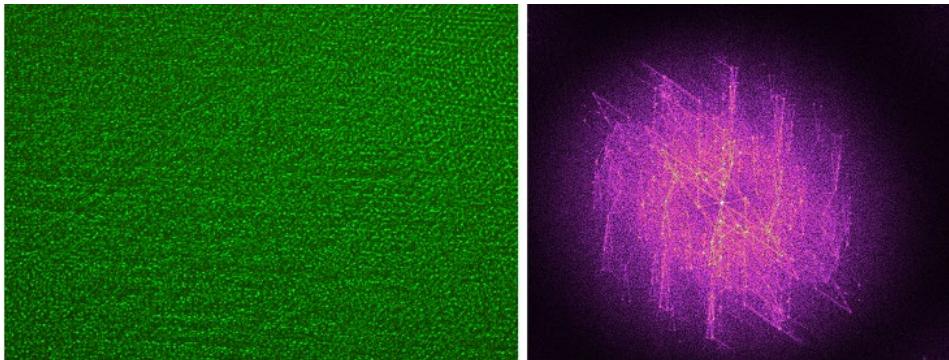
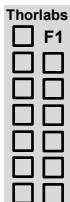


Abbildung 87: Kamera-Aufnahme der Bildebene des inversen Fourier-Targets (links) und das Ergebnis der Transformation mit Gwyddion (rechts)

6.7. Beugungsbegrenzte Auflösung

Aufgabe 31: Zeigen Sie, dass die Bildgebung nur möglich ist, wenn mindestens die ersten Beugungsordnungen noch durch die abbildenden Linsen treten.



Durchführung: Entfernen Sie zunächst alle optischen Elemente ab dem Target aus dem Aufbau (Objektivlinse, Strahlteiler, Tubuslinse und Kamera).

- (1) Stellen Sie das Target so ein, dass Sie das kleinste Gitter beleuchten, Feld F1 in Abbildung 31. Beachten Sie hierbei, dass die Strukturen auf diesem Feld so klein sind, dass man nur äußerst selten ein wirklich scharfes Bild der Rechtecke erhält. In der Praxis wird man oft lediglich einen schwarzen Punkt mit abgerundeten Ecken sehen.

- (2) Schließen Sie die Feld-Iris auf etwa 1/3. Positionieren Sie nun die Linse, die bisher als Tubuslinse bezeichnet wurde, so im Strahlengang, dass die ersten Beugungsordnungen auf dem Rand des Linsenhalters liegen, s. Abbildung 88.



Abbildung 88: Die ersten Beugungsordnungen fallen nicht auf das Linsenglas.

- (3) Wechseln Sie auf das nächstgrößere Gitter, Feld F2 in Abbildung 31, sodass die ersten Beugungsordnungen durch die Linse treten.

- (4) Suchen Sie nun mit der Kamera die Ebene, in der sich ein scharfes Bild vom Gitter ergibt. Ggf. müssen Sie dafür die Kamera, wie in Abbildung 89 zu sehen ist, vom Breadboard schieben und auf eine erhöhte Unterlage stellen. Es ist dabei hilfreich, eine größere Struktur auszuwählen, beispielweise die Häuser (Feld F10 in Abbildung 31, wobei man in den Einstellungen die *Exposure Time* auf „Auto“ einstellen sollte).



Abbildung 89: Modifizierter Aufbau, um die Beugungsbegrenzung der Auflösung zu zeigen.

- (5) Das sich ergebende Bild an der Kamera sollte dann in etwa wie in Abbildung 90 rechts aussehen. Dafür müssen Sie ggf. die LED-Helligkeit oder die Exposure Time anpassen.
- (6) Wechseln Sie nun wieder zurück zum kleinsten Gitter. Die ersten Ordnungen treten dann an der Linse vorbei – und auf der Kamera lässt sich keine Struktur mehr erkennen. Dies ist, was der Abbeschen Auflösungsgrenze zugrunde liegt: Nur wenn der Aufbau den Durchtritt der 1. Ordnungen noch erlaubt, kann ein Bild erzeugt werden. Ist dies nicht mehr der Fall, weil die Objekte zu klein sind und das Licht deshalb zu stark gebeugt wird, dann lässt sich kein Bild mehr mit klassischer Mikroskopie erzeugen, vgl. Kapitel 4.5.

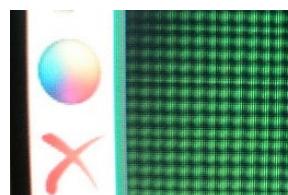


Abbildung 90: Kamerabild

Kapitel 7 Aufbauanleitung in Stichpunkten

1. Stellen Sie die Höhe aller Komponenten mit Hilfe des LMR1AP auf 10 cm ein, gemessen vom Breadboard bis zur Mitte der optischen Komponente.
2. Stellen Sie die Kamera am rechten Ende des Breadboards entlang der vierten Lochreihe auf und positionieren Sie die Tubuslinse ($f = 150 \text{ mm}$) in ca. 150 mm Entfernung von der Kamera. Erzeugen Sie mit der Tubuslinse ein scharfes Bild eines mehr als 4 Meter entfernten Gegenstandes auf dem Kamerachip.
3. Strahlen Sie mit der LED an eine Wand oder die Zimmerdecke und nutzen Sie die variablen Linsenhalter um die Kollektorlinse in die korrekte Position zu bringen. Sie sollten den LED-Chip (dunkle Punkte auf hellem Rechteck) sehen können. Positionieren Sie die LED 100 cm entfernt von der Kamera (Abstand Stiel zu Stiel).
4. Stellen Sie die Objektivlinse ($f = 30 \text{ mm}$) 18 bis 20 cm entfernt von der Tubuslinse auf, gemessen von den Mitten der Linsen.
5. Stellen Sie das Target mit Hilfe der Höhenschraube am Halter auf die höchstmögliche Position ein. Stellen Sie die Höhe des Stiels so ein, dass die unterste Struktur (Siemensstern, Feld F14 in Abbildung 31) auf Höhe der optischen Achse ist. Stellen Sie das Target 2 cm entfernt von der Objektivlinse auf und bewegen Sie es langsam auf die Objektivlinse zu, bis ein scharfes Bild des Targets auf der Kamera zu sehen ist. Feineinstellungen bezüglich der Schärfe können durch Verstellen des variablen Linsenhalters der Objektivlinse erfolgen. Wählen Sie nun das mittlere Fourier-Haus als Struktur aus, Feld F10 in Abbildung 31.
6. Stellen Sie die Kondensorlinse ($f = 50 \text{ mm}$) in 50 mm Entfernung zum Target auf. Bewegen Sie die Kondensorlinse, bis der Ausleuchtungsbereich auf dem Target minimal wird. Stellen Sie sicher, dass das mittlere der Häuser ausgeleuchtet wird. Passen Sie dafür ggf. die Linsenhöhe an.
7. Positionieren Sie die geschlossene Apertur-Iris (die kleinere, ID12/(M)) 50 mm entfernt von der Kondensorlinse. Der Linsenhalter sollte gleichmäßig beschattet sein.
8. Stellen Sie die Feldlinse ($f = 150 \text{ mm}$) in einer Entfernung von 150 mm zur Apertur-Iris auf. Bewegen Sie die Feldlinse, bis Sie ein Bild des LED-Chips auf der Apertur-Iris sehen können.
9. Stellen Sie die fast vollständig geschlossene Feld-Iris 150 mm entfernt von der Feldlinse auf. Bewegen Sie die Feld-Iris vor und zurück, bis ein leicht eckiges Bild der Iris mit der Kamera zu sehen ist (schwer zu sehen, effektiv reicht eine Abweichung von der Kreisform).
10. Positionieren Sie den Farbfilter direkt vor der LED.

11. Öffnen Sie die Feld-Iris (zu 3/4) und stellen Sie den Strahlteiler ungefähr 8 cm entfernt von der Objektivlinse auf.
12. Stellen Sie die Projektionslinse ($f = 75 \text{ mm}$) im 90° Winkel zur optischen Achse direkt hinter dem Strahlteiler auf und suchen Sie mit dem Schirm ein scharfes Bild der Fourier-Ebene.
13. Schauen Sie auf die dem Target zugewandte Seite der Apertur-Iris. Sollte das Target nicht rechtwinklig im Aufbau stehen, ist dort ein zur Irisöffnung verschobenes Interferenzmuster zu sehen. Rotieren Sie das Target, bis die nullte Ordnung des Interferenzmusters und die Irisöffnung in einer Linie stehen.

Kapitel 8 Problembehandlung

- **Der PC erkennt die Kamera nicht.**
Entfernen Sie das USB-Kabel vom PC und testen Sie unterschiedliche USB-Anschlüsse. Warten Sie, bis der PC die Kamera erkennt.
- **Es ist kein Kamerabild zu sehen.**
Wählen Sie eine Struktur aus und achten Sie darauf, die Feld-Iris nicht komplett zu schließen. Außerdem sollte der Strahlteiler so positioniert sein, dass seine Halterung nicht beleuchtet wird. Sollte dies keine Abhilfe schaffen, kann es vorkommen, dass die Kondensorlinse eine andere Stelle auf dem Target beleuchtet als die Kombination aus Objektiv- und Tubuslinse auf die Kamera abbildet. Entfernen Sie die Feldlinse aus dem Aufbau und justieren Sie die Kondensorlinse so, dass die Kamera ein Bild zeigt.
- **Das Kamerabild ist verzerrt.**
Eine Verzerrung des Kamerabildes weist in den meisten Fällen auf eine Linse hin, die nicht linear zu den anderen Linsen ausgerichtet ist. Häufig handelt es sich um die Objektiv- oder Tubuslinse. Achten Sie während des Aufbaus immer auf einen linearen Verlauf des Aufbaus. Andernfalls kann auch das Target schief stehen. Betrachten Sie die Reflexion des Targets auf der dem Target zugewandten Seite der Apertur-Iris. Drehen Sie das Target so, dass die Reflexion möglichst in der Öffnung der Iris liegt.
- **Das Kamerabild kann nicht scharf gestellt werden.**
Kontrollieren Sie die Ausrichtung des Targets und der Objektivlinse.
- **Im Fourier-Bild sind störende Reflexe zu sehen.**
Es ist möglich, dass die Apertur-Iris zu hoch sitzt. Passen Sie diese an. Ohne Feldlinse sollte die Kondensorlinse und deren Halterung gleichmäßig beschattet werden. Prüfen Sie ebenfalls, ob das Target rechtwinklig zur optischen Achse eingebaut ist.
- **Im Fourier-Bild sind Intensitätsmaxima zu sehen, die nicht zur gewählten Struktur passen.**
Achten Sie darauf, dass der ausgeleuchtete Bereich auf dem Target in nur einem Feld des Targets liegt. Sollte der ausgeleuchtete Bereich größer als ein Feld des Targets sein, kann die Größe der ausgeleuchteten Fläche durch Einstellen der Feld-Iris korrigiert werden.
- **Der Ausleuchtbereich auf dem Target ist nicht rund.**
Die Feld-Iris oder die Feldlinse sind nicht korrekt positioniert. Versuchen Sie, deren Höhe zu variieren.
- **Die Fourier-Ebene ist zu nahe an der Objektivlinse.**
Stellen Sie sicher, dass die Objektivlinse in der korrekten Orientierung im Halter sitzt. Ebenfalls sollte der Halter in der richtigen Orientierung stehen.
- **Das Bild der Kamera flackert in unterschiedlichen Farben.**
Öffnen Sie die Einstellungen der Kamera und entfernen Sie im Reiter „Image“ das Häkchen bei „Auto White Balance“. Stellen Sie danach die Regler für Rot, Grün und Blau wieder auf 0.

Kapitel 9 Ideensammlung für weitere Experimente

Im Folgenden finden sich weitere Experimente, die im Kontext der Fourier-Optik durchgeführt werden können. Die hier verwendeten Teile können aber natürlich auch für Experimente über die Fourier-Optik hinaus verwendet werden, wofür ebenfalls einige Beispiele aufgeführt sind.

9.1. Fourier-Optik und Kohärenz

In diesem Versuchspaket zur Fourier-Optik stützen wir uns auf den wesentlichen Grundsatz, dass das Mikroskopbild einer Struktur ein Interferenzeffekt ist, der auf einem Beugungsphänomen an der Probe beruht. Sprich: Licht wird an der Probe gebeugt und das gebeugte Licht (z.B. die Beugungsordnungen bei der Beugung am Gitter) interferiert in der Ebene der Kamera, um dort das Bild zu formen. Dies lässt sich eindrucksvoll demonstrieren, indem man die Voraussetzung für Interferenz, nämlich die Kohärenz, manipuliert.

Zusätzlich zu den Aufgaben zur Fourier-Optik kann gezeigt werden, was passiert, wenn in der Fourier-Ebene *keine* ausreichende Kohärenz gegeben ist: Das Mikroskopbild verschwindet (da dieses als Interferenz des Lichts der Fourier-Ebene auf ausreichende Kohärenz angewiesen ist). Um den Einfluss der Kohärenz in der Fourier-Ebene auf das Mikroskopbild zu zeigen, ist es möglich wie folgend vorzugehen:

Tauschen Sie die Aperturblende vor der Kondensorlinse ($f = 50 \text{ mm}$) durch einen horizontalen Spalt, beispielsweise den S200RD, mit einer Breite $b = 200 \mu\text{m}$, wie in Abbildung 91 gezeigt, aus.



Abbildung 91: S200RD anstatt der Aperture-Iris vor der Kondensorlinse

Thorlabs	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>
F8	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>

Als nächstes sollte auf dem Target das Strichgitter ausgewählt werden, Feld F8 in Abbildung 31. In der Fourier-Ebene ergibt sich dann das in Abbildung 92 gezeigte Interferenzmuster, welches aus horizontalen Linien (dem Bild des Spaltes vor der Kondensorlinse) besteht.



Abbildung 92: Interferenzmuster in der Fourier-Ebene, fotografiert am Schirm.

Im nächsten Schritt wird der variable und rotierbare Spalt in der Fourier-Ebene hinter der Objektivlinse positioniert, sodass nur noch kleine Bereiche der Intensitätsmaxima passieren können. An dieser Stelle kann es notwendig sein, je nach Öffnung des variablen Spaltes in der Fourier-Ebene, den Green-Gain oder den allgemeinen Gain im zweiten Reiter der Kameraeinstellungen zu erhöhen. Alternativ kann auch die Integrationszeit der Kamera im ersten Reiter der Kameraeinstellungen vergrößert werden („Exposure Time“).

Durch langsames Rotieren des variablen Spalts in der Fourier-Ebene ist es möglich, wie in Abbildung 93 gezeigt, bestimmte Bereiche der Intensitätsmaxima auszuwählen, die durchgelassen werden sollen.

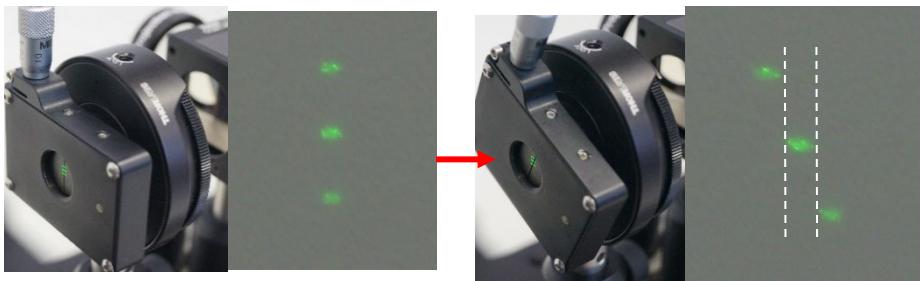


Abbildung 93: Variabler und rotierbarer Spalt in der Fourier-Ebene mit zugehörigem gefiltertem Interferenzmuster.

Ist der variable Spalt so stark gedreht, dass die Maxima keine Überlappungen in der Vertikalen mehr aufweisen (vgl. Abbildung 93 rechts), dann könnte man als Kamerabild naiv ein gedrehtes Gitter erwarten, ähnlich zu Abbildung 65. Stattdessen ist das Liniengitter, wie in Abbildung 94 rechts gezeigt, nicht mehr zu sehen. Dies resultiert aus der fehlenden Kohärenz der ausgewählten Bereiche:

- Die verschiedenen Lichtpunkte in der Fourier-Ebene sind Beugungsordnungen von unterschiedlichen Bereichen der Lichtquelle (in diesem Fall durch den Spalt verkörpert).
- Im Allgemeinen gibt es keine Korrelation zwischen den statistischen Emissionszeitpunkten unterschiedlicher Bereiche der Lichtquelle, was dazu führt, dass sich die Phasenverschiebung des Lichts, ausgesandt von zwei Bereichen, zueinander ständig ändert.
- Folglich kann auch keine Interferenz stattfinden, es ergibt sich also kein stationäres Bild auf der Kamera.

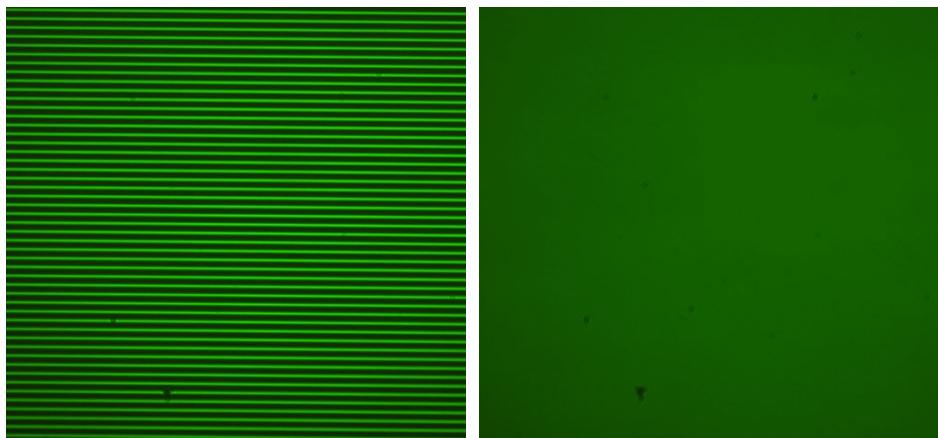


Abbildung 94: Kamerabild bei geradem (links) und gedrehtem (rechts) rotierbarem Spalt.

Dieses Experiment ist der abschließende Beweis, dass beispielsweise bei einem Gitter die Beugungsordnungen interferieren müssen, um das Bild zu formen.

9.2. Quantitative Messung

Wenn gewünscht ist, dass mit dem Versuchsaufbau auch quantitativ gearbeitet wird, dann bietet sich folgendes Experiment an: Wie bereits besprochen, bildet sich das Bild eines Gitters auf der Kamera aus der Interferenz der verschiedenen Beugungsordnungen. Das Bild wird also schrittweise aus den Ordnungen zusammengesetzt. Je mehr Ordnungen zur Verfügung stehen (d.h. auf das Linsenglas fallen), umso besser wird die Objektebene in der Kameraebene reproduziert.

Dies lässt sich auch quantitativ an der Kamera vermessen: Würde man das ideale Gitter abbilden können, ergäbe sich für die Intensität eine Rechteckfunktion. Dieses ideale Gitter wird an der Kamera als Überlagerung der verschiedenen Beugungsordnungen näherungsweise reproduziert, wobei der Grad der Approximation von der Anzahl der Ordnungen abhängt, die zur Bildgenerierung mitgenommen werden.

Das Prinzip wird in Abbildung 95 am Beispiel einer symmetrischen Rechteckfunktion veranschaulicht. Die Überlagerung (entspricht der Fourier-Reihe) der verschiedenen Schwingungen, welche die verschiedenen Interferenzmaxima in der Fourier-Ebene repräsentieren, nähert sich der Rechteckfunktion, die dem idealen Gitter entspricht¹⁹, umso mehr an, je mehr Schwingungen zur Überlagerung beitragen. Je höher die Ordnung der einzelnen Schwingungen, umso höher die (Raum-)Frequenz.

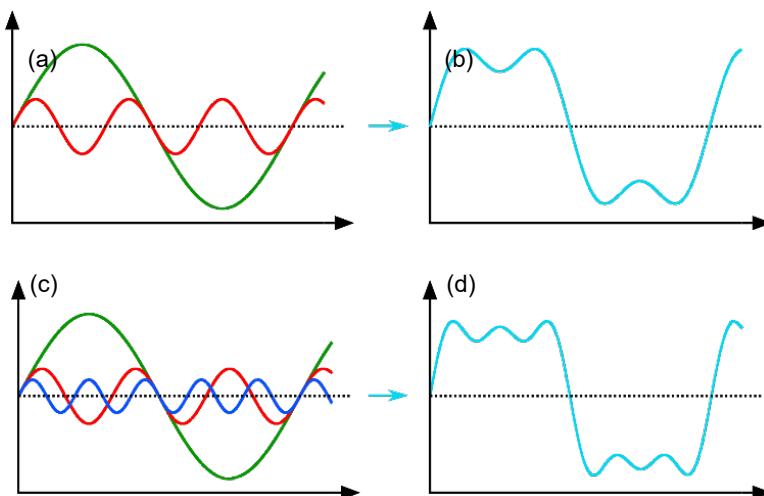


Abbildung 95: Schematische Darstellung der Fourier-Reihe für eine symmetrische Rechteckfunktion. (a) zeigt die erste und die dritte Schwingung (die zweite ist aufgrund der Symmetrie der Funktion null), (b) zeigt die Summe von (a), (c) zeigt die erste, dritte und fünfte Schwingung, (d) die Summe von (c).

Dieses Verhalten lässt sich nun näherungsweise im Experiment nachmessen, erfordert jedoch eine recht gute Justierung. Es lässt sich allerdings nicht der Einfluss jeder einzelnen Schwingung/Beugungsordnung zeigen: Je größer die Struktur ist, desto enger liegen die Ordnungen in der Fourier-Ebene zusammen. Die einzelnen Schwingungen/Strukturen lassen sich aber erst ab einer gewissen Größe sinnvoll aus der Kamera auslesen. Dementsprechend eignet sich als Beispiel das Gitter mit Gitterkonstante 50 µm und Spaltbreite 20 µm, Feld F4 in Abbildung 31.

Thorlabs	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
F4	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>

¹⁹ Wobei das Gibbsche Phänomen verhindert, dass Sprungstellen richtig dargestellt werden.

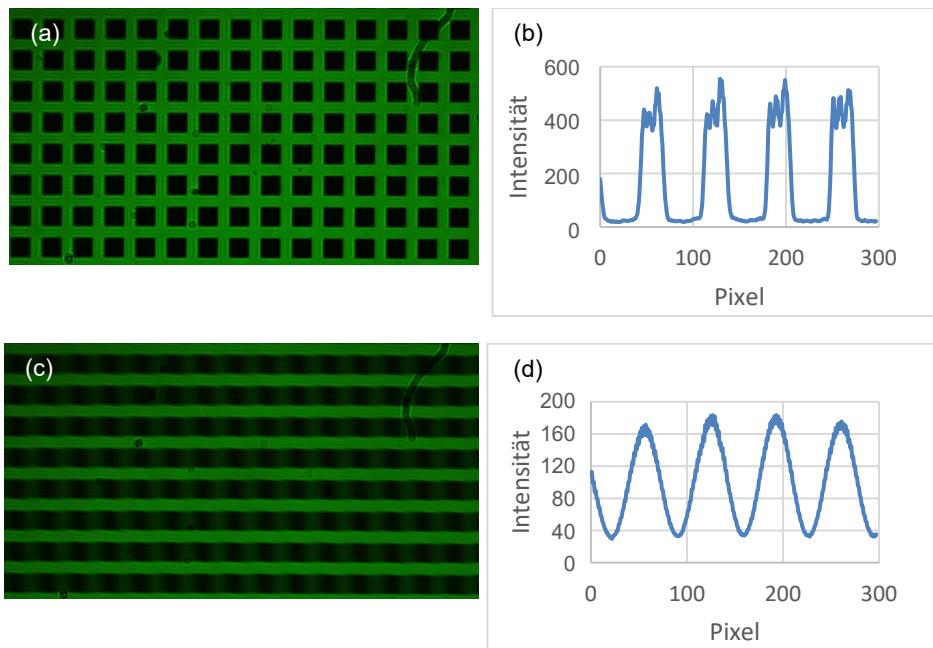


Abbildung 96: (a) zeigt das Mikroskopbild des „ $g = 50 \mu\text{m}$, $b = 20\mu\text{m}$ “-Gitters, wobei alle Beugungsordnungen zur Bildgebung verwendet wurden, (b) zeigt einen Schnitt durch das Bild aus (a). (c) zeigt das Mikroskopbild, wenn zur Bildgebung lediglich die 0. und die 1. Ordnung verwendet wird, alle anderen Ordnungen werden mit dem verstellbaren Spalt blockiert. (d) zeigt einen Schnitt durch das Bild in (c). Man erkennt deutlich, dass es sich um eine Grundschwingung handelt.

Abbildung 96 zeigt das Ergebnis mit diesem Gitter. Man sieht, dass auch das „scharfe“ Kamerabild (mit allen Ordnungen) bereits nur eine Näherung des idealen Gitters ist, denn nicht nur die Menge der mitgenommenen Ordnungen spielt eine Rolle, sondern natürlich auch die „normalen“ Abbildungsfehler in einem Mikroskop. Blendet man nun nacheinander alle Ordnungen bis auf die nullte und die erste aus, so erhält man im Intensitätsbild eine recht saubere harmonische Schwingung, die sich mit der theoretischen Kurve vergleichen lässt. Wenn Sie diesen Effekt im Detail untersuchen möchten (und z.B. auch den Einfluss der einzelnen Ordnungen über der 1. Ordnung vermessen möchten), dann bietet es sich an, die Vergrößerung des Mikroskops zu erhöhen. Dies erreichen Sie, indem Sie die Tubuslinse ersetzen, beispielsweise mit einer 300 mm Linse (statt der hier verwendeten 150 mm Linse) oder höher. Wenn Sie optimal justieren, dann reicht bei der 300 mm Linse das mitgelieferte Breadboard noch aus – bei Linsen größerer Brennweite nicht.

9.3. Vermessung des Beugungsbildes eines Einzelspalts

Hierfür wird anstatt des Targets der variable Spalt aufgestellt. Alle optischen Komponenten dahinter können entfernt werden. Nun muss die Kamera in einem solchen Abstand zum Spalt positioniert werden, dass wesentliche Teile des Einzelspaltbeugungsmusters auf dem Kamera-Chip liegen. Mit Hilfe der ThorCam-Software kann dann ein Schnitt durch das Bild gelegt und das Intensitätsprofil ausgelesen werden.

9.4. Spektrometer

Wird der Grünfilter vor der LED entfernt und als Target ein Beugungsgitter mit kleinem Gitterabstand verwendet, dann kann der Aufbau zu einem einfachen Spektrometer umgebaut werden. Dafür entnimmt man alle optischen Bauteile hinter dem Gitter und platziert die Kamera so, dass der gesamte farbige Ausleuchtungsbereich eines Maximums auf der Kamera liegt. Zusätzlich sollte die Aperturblende gegen einen variablen Spalt ausgetauscht werden. Verwendet man dann eine andere Lichtquelle als die LED, kann man durch einen Vergleich mit dem LED-Spektrum das Spektrum der anderen Lichtquelle analysieren.

9.5. Dia-Projektor

Mittels geeigneter Wahl der Linsen kann man das Gitter auf eine hinter dem Aufbau liegende Wand projizieren. Stellen Sie dafür das Gitter vor die LED und entnehmen Sie alle anderen optischen Komponenten. Nun kann mit zwei entsprechend positionierten Linsen das Gitter auf die Wand abgebildet werden.

9.6. Dunkelfeldmikroskopie

Mit den in diesem Kit gelieferten Teilen ist es auch möglich, das Mikroskop als Dunkelfeldmikroskop zu betreiben. Das Bild der Dunkelfeldmikroskopie ist geprägt durch einen dunklen Hintergrund und hell aufleuchtende Proben. Hierfür ist es nötig, das gesamte Hintergrundlicht in der Fourier-Ebene zu blockieren. Entfernen Sie das Target aus der Objektebene und blockieren Sie mit Hilfe eines Punktes der Maske das gesamte ungebeugte Licht in der Fourier-Ebene. Es ist ratsam, einen der größten Punkte auf der Maske zu wählen und die Apertur-Iris solange zu öffnen, bis der Punkt ausgeleuchtet ist. Um die Ausleuchtung zu kontrollieren, können Sie einen Blick auf den Schirm hinter der Projektionslinse werfen. Platzieren Sie das Kieselalgenpräparat in der Objektebene, sodass ein scharfes Bild der Kieselalgen auf der Kamera entsteht. Das Kamerabild zeigt nun leuchtende Kieselalgen auf dunklem Hintergrund, wie in Abbildung 97 zu sehen. Ungebeugtes Licht (Hintergrund) wird vom Punkt in der Fourier-Ebene blockiert, sodass nur gebeugtes Licht (Objektlicht) die Fourier-Ebene passiert.

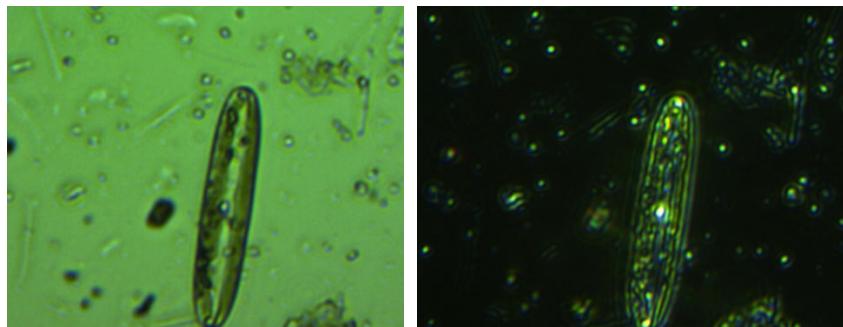


Abbildung 97: links: Hellfeldbild des Kieselalgenpräparats; rechts: Bild der Dunkelfeldmikroskopie.

Im Allgemeinen wird die Dunkelfeldmikroskopie mit einer Ringblende und einer dazu passenden inversen Ringblende in der Fourier-Ebene durchgeführt. Die Abmessungen der für dieses Kit benötigten Ring-Iris und Ringblende sind in Abbildung 98 gezeigt. Wir haben Ring-Iris und Ringblende als gedruckte Dias getestet. Das Ergebnis war allerdings nicht so gut wie bei der Kombination aus ID12/(M) Iris und einem Punkt von der Maske. Die Ergebnisqualität hängt maßgeblich von der Druckqualität der schwarzen Bereiche der Ring-Iris und der Ringblende ab.

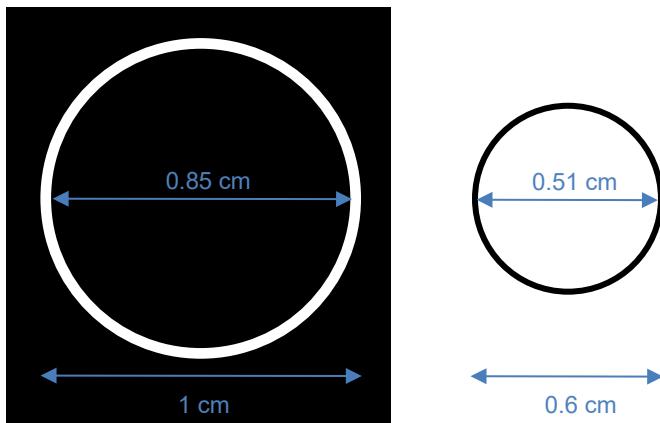


Abbildung 98: Skizzen der Ring-Iris und der Ringblende.

Haben Sie weitere Versuche mit den Teilen des Kits durchgeführt? Melden Sie sich bei uns, techsupport@thorlabs.com, und wir nehmen ihren Vorschlag ins Handbuch auf!

Kapitel 10 Matlab Code

Dies ist der Matlab Code, der zur Berechnung der Bilder in Kapitel 4.1.8 benutzt wurde. Für ein gegebenes Bild wird zunächst die Fourier-Transformierte berechnet. Um den Beitrag von Phase und Amplitude zum Bild zu demonstrieren, wird (a) nur die Amplitude und (b) die Phase mit einer zufälligen Amplitude zurücktransformiert und geplottet. Wie in Kapitel 4.1.8 gezeigt wird, trägt die Phase wesentlich zur Bildinformation bei.

```
clear all;
close all;

% Load image
imdata = imread('Tiger.jpg');
figure(); imshow(imdata); title('Original')

% Transform image from color to greyscale
imdata = rgb2gray(imdata);

% Fourier transform Image and shift pattern so origin is in the center
F = fft2(imdata);
F_shifted = fftshift(F);

% Extract phase and amplitude, F = Amplitude.*exp(j.*Phase)
Amplitude = abs(F_shifted);
Phase = angle(F_shifted);
figure(); imshow(log(Amplitude),[]); title('Fourier Trafo: log(Amplitude)');
figure(); imshow(Phase,[]); title('Fourier Trafo: Phase');

% Transform back: only amplitude, no phase
ONLY_AMPL = Amplitude;
Manual_F_backshift = ifftshift(ONLY_AMPL);
Manual_F_back = ifft2(Manual_F_backshift);
figure(); imshow(log(Manual_F_back),[]); title('Only Amplitude transformed
back, log-Plot');

% Transform back: amplitude is random, include phase
Dimension = size(F);
Noise = rand(Dimension(1),Dimension(2));
figure(); imshow(Noise,[]); title('Noise')
PHASEwithNOISE = Noise.*exp(j.*Phase);
PHASEwithNOISE_backshift = ifftshift(PHASEwithNOISE);
PHASEwithNOISE_back = ifft2(PHASEwithNOISE_backshift);
figure(); imshow(PHASEwithNOISE_back,[]); title('Random Amplitude with Phase
transformed back')
```

Kapitel 11 Danksagung

Wir bedanken uns herzlich bei Kurt Thorn, vormals Professor an der University of California, San Francisco, für die Zusammenarbeit beim Entwickeln dieses Versuchspakets.

Der Prototyp des Aufbaus wurde in seinem Blog veröffentlicht: <https://nic.ucsf.edu/blog/>

Wir bedanken uns auch herzlich bei Anna Burvall von der Königlichen Technischen Hochschule KTH, Schweden, für die Idee des Babinet-Feldes auf dem Target.

Weiterhin bedanken wir uns bei Prof. Dr. Wilfried Sommer, Leiter des Instituts für Fachdidaktik, für die Materialien zum Fourier-Haus. Als An-Institut der Alanus Hochschule am Standort Kassel ist das Institut für Fachdidaktik mit der Lehrmittelabteilung des Bildungswerkes Beruf und Umwelt eng vernetzt: <http://www.lehrerseminarforschung.de/shop/geraete/physik.html?klasse=3>

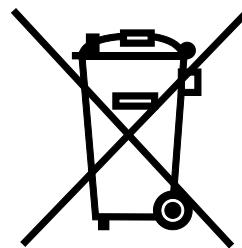
Wir danken dem Team vom Physikalischen Grundpraktikum der Freien Universität Berlin für ihre Idee zur quantitativen Messung aus Kapitel 9.

Haben Sie auch Ideen für ein Experiment, das Sie entweder bereits umgesetzt haben oder umsetzen möchten? Melden Sie sich bei uns, wir freuen uns über Kooperationen!

Kapitel 12 Bestimmungen

Thorlabs bietet allen Endnutzern in der EG die Möglichkeit, Produkte am Ende der Nutzung ohne anfallende Entsorgungskosten zurückzugeben, wie durch die WEEE (Waste Electrical and Electronic Equipment Directive) der Europäischen Gemeinschaft und die entsprechenden nationalen Gesetze verlangt.

- Dieses Angebot gilt für elektrische und elektronische Komponenten von Thorlabs, welche:
- nach dem 13. August 13 2005 verkauft wurden
- mit dem nebenstehenden durchgestrichenen Mülltonnen-Logo versehen sind
- an ein Unternehmen oder Institut in der EG verkauft wurden
- momentan von einem Unternehmen oder Institut in der EG besessen werden
- noch intakt sind, also nicht zerlegt und nicht kontaminiert



Da sich die WEEE auf in sich geschlossene, funktionierende elektrische oder elektronische Produkte bezieht, gilt der oben beschriebene Service nicht für folgende Thorlabs Produkte:

- Fremdteile, die durch den Benutzer eingebaut wurden
- Komponenten
- Mechaniken und Optiken
- Teile, die beim Zerlegen von Einheiten übrig geblieben sind (Leiterplatten, Gehäuse usw.).

Wenn Sie ein Thorlabs Produkt zur Entsorgung geben möchten, dann setzen Sie sich bitte mit Thorlabs oder Ihrem Händler in Verbindung.

Verantwortung für die Müllentsorgung

Wenn Sie ein Produkt nach Ende seines Lebenszyklus nicht an Thorlabs zurückgeben, so übergeben Sie es einem Unternehmen, welches auf Müllentsorgung spezialisiert ist. Entsorgen Sie das Produkt nicht in einem Mülleimer oder auf einer öffentlichen Müllhalde.

Ökologischer Hintergrund

Es ist bekannt, dass elektrische und elektronische Produkte bei ihrer Zersetzung die Umwelt verschmutzen, indem sie giftige Stoffe abgeben. Das Ziel der europäischen RoHS-Verordnung ist es, die Menge solcher Stoffe in den elektronischen Produkten in Zukunft zu verringern.

Das Ziel der WEEE-Verordnung ist es, das Recycling solcher Produkte durchzusetzen, da ein kontrolliertes Recycling der Produkte am Ende ihres Lebenszyklus negative Folgen für die Umwelt vermeidet.

Kapitel 13 Thorlabs weltweit

Für technischen Support oder Verkaufsanfragen besuchen Sie uns bitte unter www.thorlabs.com/contact, um unsere aktuellsten Kontaktinformationen zu erhalten.



USA, Canada, and South America

Thorlabs, Inc.

sales@thorlabs.com

techsupport@thorlabs.com

Europe

Thorlabs GmbH

europe@thorlabs.com

France

Thorlabs SAS

sales.fr@thorlabs.com

Japan

Thorlabs Japan, Inc.

sales@thorlabs.jp

UK and Ireland

Thorlabs Ltd.

sales.uk@thorlabs.com

techsupport.uk@thorlabs.com

Scandinavia

Thorlabs Sweden AB

scandinavia@thorlabs.com

Brazil

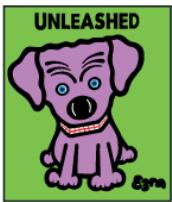
Thorlabs Vendas de Fotônicos Ltda.

brasil@thorlabs.com

China

Thorlabs China

chinasales@thorlabs.com



THORLABS
www.thorlabs.com
