

Prak.: P2 Semester: SS17 Wochentag: Do Gruppennr.: 20

Name: Rebholz Vorname: Lukas

Name: Krom Vorname: Tobias

Emailadresse(n): _____

Versuch: Interferenz (P2-13) Fehlerrech.: Nein

Betreuer: Benyamin Shnirman Durchgeführt am: 29.06.17

Wird vom Betreuer ausgefüllt.

1. Abgabe am: _____

Rückgabe am: _____ Begründung:

2. Abgabe am: _____

Ergebnis: + / 0 / - Fehlerrechnung: Ja / Nein

Datum: _____ Handzeichen: _____

Bemerkungen:



Bei diesem Versuch geht es um Beugungs- und Interferenzerscheinungen des Lichts, also um Phänomene, deren Deutung den Wellencharakter des Lichts anspricht. Interferenzerscheinungen können in der Natur beobachtet werden, z.B. als Farben dünner Schichten (Seifenblasen, Ölfilm auf der Wasseroberfläche), als störende Farbschlieren bei der Diaprojektion oder als Beugung an Kanten. Die technischen Anwendungen sind vielfältig. Beispiele dafür sind Interferometer für diverse Meßzwecke, Interferenzfilter und holographische Verfahren.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten zur Erzeugung monochromatischen Lichts. Abgesehen von Lasern, denen zwei eigene Praktikumsversuche gewidmet sind, werden hier Spektrallampen eingesetzt, deren charakteristische Linienspektren durch die Atomphysik erklärt werden. Eine viel weniger aufwändige (und hundertmal billigere) Lichtquelle stellt eine LED dar, die im ersten Versuchsteil zur Anwendung kommt. Durch den Vergleich einer farbigen LED mit einer weißen oder gar mit der Na-Spektrallampe können Sie sich ein Bild davon machen, wie „monochromatisch“ ein solches Bauteil wirklich ist.

Aufgaben:

0. Vorstudie

Im Praktikum geht es auch um das Kennenlernen von unterschiedlichen Geräten als Handwerkszeug des Physikers. Für den ersten Versuchsteil steht Ihnen ein Stereo-Zoom-Mikroskop zur Verfügung, obwohl ein schlichtes, einäugiges Gerät für die Vermessung der Newtonschen Ringe ebenso gut geeignet wäre. Machen Sie sich mit diesem Gerät vertraut. Überzeugen Sie sich durch Zukneifen je eines Auges, das beide Augen ein leicht unterschiedliches, scharfes Bild eines Objektes sehen. Beidäugig können Sie sich dann an Mikrostrukturen in 3D erfreuen.

1. Newtonsche Ringe

1.1 Bestimmen Sie den Krümmungsradius R einer symmetrischen sphärischen Bikonvexlinse aus der Beobachtung Newtonscher Ringe. Auf dem verschiebbaren Objektisch des Mikroskops liegt ein planer Objektträger und darauf die Linse. Als Auflichtquelle dient eine einfarbige LED, die von vorne über einen Strahlteiler eingekoppelt wird. Reflexionen gibt es unter anderem an der unteren Linsenfläche (Glas-Luft-Übergang) und an der oberen Objektträgerfläche (Luft-Glas-Übergang). Je nach Länge des zusätzlichen Lichtweges $2d$ ergibt sich konstruktive oder destruktive Interferenz. Bei der Herleitung des Zusammenhanges zwischen Durchmesser $2r_k$ des k -ten dunklen Newtonringes, Wellenlänge λ des benutzten Lichts, Brechungsindex n_L der Luft ($n_L \sim 1$) und Krümmungsradius R muß ein zusätzlicher Phasensprung um π bei der Reflexion am optisch dichteren Medium berücksichtigt werden. Verifizieren Sie $r_k^2/R = k\lambda/n_L$. Der Wert von R soll aus der Steigung einer Regressionsgeraden durch viele Meßpunkte (in manchen Fällen bis $k = 100$, jedoch nicht in Einerschritten) bestimmt werden, die nicht a priori als Ursprungsgerade anzunehmen ist. Es könnte ja Staub zwischen Linse und Objektträger geraten sein, oder die Linse könnte im Scheitel 'abgewetzt' sein.

Führen Sie die Messung erst mit der gelben, dann mit der blauen LED durch.

Frage: Wieso spielen die übrigen Reflexionen keine Rolle für das Auftreten von Interferenzerscheinungen? Welchen wesentlichen Nachteil hätte eine Durchlichtbeobachtung?

1.2 Bestimmen Sie den Brechungsindex von Wasser aus den veränderten Durchmessern der Newtonschen Ringe (gelbe LED), wenn sich zwischen Linse und Objektträger Wasser statt Luft befindet.

1.3 Bestimmen Sie die Brennweite f der Linse durch Autokollimation. Ein 'selbstleuchtender' Gegenstand (eine beleuchtete Mattscheibe mit scharfen Schatten) wird vor der Linse so verschoben, daß er seitenverkehrt wieder scharf auf sich (d.h. auf der Mattscheibe) abgebildet wird, wenn hinter der Linse ein Planspiegel das Licht reflektiert. Dabei ist der Abstand Spiegel-Linse unwesentlich.

1.4 Bestimmen Sie den Brechungsindex n des Linsenglases aus R und f. Die benötigte Formel sollte auf einfache Weise mit den Näherungen 'sehr dünne Linse' und 'sehr achsennahe Strahlen' verifiziert werden.
[$R = 2(n-1)f$]

2. Beugung am Gitter

2.1 Justieren Sie das Gitterspektrometer.

a) Stellen Sie die Brennweite (Okular verschieben) des Fernrohres auf „Unendlich“ indem Sie einen weit entfernten Gegenstand scharf einstellen. Bei richtiger Einstellung darf bei Kopfbewegung keine Verschiebung (Parallaxe) von einem beobachtetem Detail und dem Fadenkreuz zu sehen sein. Normalsichtige beobachten mit entspanntem (d.h. auf „Unendlich“ gerichtetem) Auge. Kurzsichtige können Parallellicht nicht auf die Netzhaut fokussieren und benötigen (ohne Kontaktlinse oder Brille) eine etwas abweichende Einstellung.

b) Beleuchten Sie den Spalt mit der Natriumdampflampe. Überlegen Sie, ob ein Kondensator (Abbildung der Lichtquelle in die Apparatur) von Vorteil sein kann. Beobachten Sie den schmal eingestellten Spalt durch das Fernrohr, stellen Sie ihn durch Verschieben des Spaltes scharf ein und bringen Sie ihn dann durch Schwenken des Fernrohres mit dem Fadenkreuz zur Deckung. Stellen Sie den Spektrometertisch mit Teilkreis geeignet ein (Nullstellung) und arretieren Sie ihn. Setzen Sie dann den Spiegel in den Gitterhalter ein (Spalt weit geöffnet). Stellen Sie zwischen Spalt und Lampe einen Objektträger so unter 45° gegen die Achse auf, daß von der Seite her über diesen 'Strahlteiler' das vom Spiegel reflektierte Licht sichtbar wird, falls es durch den Spalt zurücktrifft; der Spiegel (und damit der Gitterhalter) also senkrecht zur Achse justiert ist (Justierung am Rändelrand des Gitterhalters). Stellen Sie dann den Spalt wieder schmal ein. Tauschen Sie schliesslich den Spiegel gegen das Gitter aus.

2.2 Bestimmen Sie die Gitterkonstante eines Gitters. Das Gitter ist nur mit 'Gitter' bezeichnet. Es hat etwa 600 Striche pro Millimeter. Das Öffnungsverhältnis $b/g \sim 0,9$ des Gitters ist sehr groß. Damit wird erreicht, daß die Spaltbreite noch nicht in die Gegend von $\lambda/2$ kommt. Die Breite des Gitters ist genügend groß, um den ganzen Querschnitt des Parallellichtbündels im Spektrometer auszunutzen. Zur Messung wird das gelbe Licht einer Natriumdampflampe verwendet. Nur die mittlere Wellenlänge der Doppellinie sei bekannt. (Der Abstand der beiden Linien beträgt etwa einen halben Nanometer. Er soll in der nächsten Aufgabe genauer bestimmt werden.) Überlegen Sie sich schon bei der Vorbereitung, unter welchen Winkeln etwa Maxima (Hauptmaxima) zu erwarten sind, ob sie vielleicht durch Minima der Interferenzfigur des Einzelspaltes ausgelöscht sind, wie breit die Maxima etwa sind, welches Intensitätsverhältnis sie haben, wie gut das theoretische Auflösungsvermögen ist, wie schmal der Spalt einzustellen wäre, um dieses zu nutzen, und ob wohl die Doppellinie getrennt beobachtbar und ihr Abstand meßbar ist.

2.3 Bestimmen Sie den Wellenlängenabstand der gelben Na-Linien. Verwendet wird das Gitter von Aufgabe 2.2. Zur Messung wird die zu eichende Feinverstellung mit Skala am Spektrometer benutzt.

2.4 Bestimmen Sie die Gitterkonstante eines zweiten Gitters. Das Gitter ist mit dem Grobwert 140/mm für die Strichdichte bezeichnet. Details der Gitterstruktur sind nicht bekannt. Es kann jedenfalls bis zu hohen Ordnungen (etwa 6) mit monoton abnehmender Intensität in jeder Ordnung beobachtet werden. Wundern Sie sich auch darüber? Haben Sie eine Erklärung? Als Lichtquelle dient wieder die Natriumdampflampe. Von welcher Ordnung ab ist die Na-Doppellinie getrennt beobachtbar? Entspricht das dem theoretischen Auflösungsvermögen?

2.5 Messen Sie möglichst genau die Wellenlängen der vier deutlichen Linien einer Zn-Spektrallampe. Die Farben sind violettblau, blau, blaugrün und rot. Begründen Sie Ihre Wahl der Mittel und der Methode.

Anregungen für die Vorbereitung:

Zum Beugungsgitter: Für die Intensität I in Abhängigkeit von Beobachtungswinkel α , Wellenlänge λ , Gitterkonstante (Gitterperiode) g , verwendeter Anzahl N der Gitterspalte und Breite b des einzelnen Spaltes gilt:

$$I = (\sin\beta / \beta)^2 \cdot (\sin N\Phi / \sin\Phi)^2 \quad \{ = f_s \cdot f_G = f_s \cdot f_1 / f_2 \} \quad \text{mit } \beta = \pi b / \lambda \times \sin\alpha, \quad \Phi = \pi g / \lambda \times \sin\alpha.$$

Der erste Faktor, f_s , beschreibt die Beugungsfigur des einzelnen Gitterspaltes, wirkt als 'Einhüllende' für die I-Kurve und heißt manchmal 'Spaltfunktion'. Der zweite Faktor, f_G , beschreibt das Zusammenwirken aller Gitterspalte und heißt manchmal 'Gitterinterferenzfunktion'. F_G hat (Haupt-)Maxima der Höhe N bei den Winkeln α , für die sowohl $f_1=0$ als auch $f_2=0$ ist. An diesen Stellen ($\alpha = \arcsin k\lambda/g$, Ordnung $k \in \mathbb{N}_0$) werden Linien beobachtet, sofern nicht die Spaltfunktion f_s dort auch eine Nullstelle hat. Bei großer Spaltanzahl N liegen die Nullstellen ($f_1 = 0, f_2 \neq 0$) zwischen den Hauptmaxima so dicht, daß die Intensität dort nur vergleichsweise sehr geringe Werte erreicht ('Dunkelheit'). Die Halbwertsbreite der Linie bei einem Hauptmaximum ist etwa gleich dem Abstand zur benachbarten Nullstelle. Die Linienschärfe wird also mit zunehmender Spaltanzahl N besser. Aus diesen Überlegungen folgt der Ausdruck $\lambda/\Delta\lambda = kN$ für das 'Auflösungsvermögen' des Gitters.

Die angegebene Intensitätsformel gilt für ein spezielles ideales Gitter: Längs b perfekte Transmission ohne Phasenunterschiede, längs g-b perfekte Extinktion, über das ganze Gitter perfekte Periodizität. Ferner sind auftreffende ebene Wellenfronten parallel zur Gitterfläche vorausgesetzt. Man erhält diese Formel, wenn man sich die Gitteröffnungen mit äquidistanten kohärenten Emitttern besetzt denkt, deren Amplituden im Aufpunkt summiert und die Emitteranzahl gegen Unendlich gehen läßt. Reale Gitter sind deutlich schlechter. Neben diesem Gittertyp gibt es noch eine ganze Reihe weiterer. Beispiele: Bei sinusförmig schwankender Durchlässigkeit ('Sinusgitter') erhält man nur Linien 1.Ordnung. Die Herstellung kann z.B. durch Photographie von Interferenzstreifen erfolgen. 'Phasengitter' sind überall durchsichtig, aber die Brechzahl ändert sich periodisch. Aufgrund der resultierenden Dichteunterschiede erhält man ein solches Gitter z.B. bei stehenden Schallwellen in Flüssigkeiten. Weiter gibt es Reflexionsgitter, ebene und auch solche mit geneigten Furchen. Letztere (Echelette-Gitter) liefern die Hauptintensität in die 1.Ordnung statt nutzlos in die 0-te. Schließlich seien neben den bisher genannten eindimensionalen Gittern noch zwei- und dreidimensionale erwähnt.

Zum Spalt (am Eingang des Spektrometers, nicht etwa eine Gitteröffnung):

a) Das Gitter wird im Idealfall mit Parallellicht (ebene Wellenfronten) beleuchtet. Da es keine Spektrallampe (überhaupt keine Lampe) als Punktlichtquelle gibt, die man in den Brennpunkt einer idealen Linse stellen könnte, muß ein von einer ausgedehnten Gasentladung durchleuchteter schmaler Spalt als Ersatz dienen. Für die Sichtbarkeit der zu beobachtenden Linien muß der Spalt eine gewisse Mindestbreite haben. Soll die Formel für das Auflösungsvermögen des Gitters realistische, unterscheidbare $\Delta\lambda$ liefern, dürfte das beobachtete Spaltbild aber nicht breiter sein als die aus der Intensitätsformel folgende Linienbreite.

Frage: Wie breit höchstens müßte der Spalt eingestellt werden?

b) Beobachtbare Interferenz (stationäres Hell-Dunkel-Muster) setzt ausreichende Kohärenz des Lichtes voraus. Da Licht von spontan und unabhängig strahlenden Atomen aus einem ausgedehnten räumlichen Bereich benutzt wird, benötigt man den Spalt (auch 'Kohärenzspalt'), als effektive Begrenzung des Durchmessers der Lichtquelle. Dadurch wird erreicht, daß die möglichen Wegunterschiede des Lichtes von allen beitragenden Strahlern (Atomen) klein gegen eine halbe Wellenlänge sind. Das erzwingt die 'Kohärenzbedingung' $d \cdot \sin\epsilon \ll \lambda/2$ (d: Quellen- bzw. Spaltbreite; ϵ : halber Öffnungswinkel des benutzten Lichtbündels).

Frage: Wie breit höchstens müßte der Spalt eingestellt werden, wenn die Linsendurchmesser des Spektrometers (und damit auch die Spaltanzahl des Gitters) ausgenutzt werden sollen?

Zur Spektrallampe:

Die normale Lebensdauer angeregter Atomzustände (keine 'verbotenen' Übergänge, keine 'metastabilen' Zustände) ist etwa 10 ns. Daraus folgt mit der Heisenbergschen Unschärferelation eine natürliche Energie- und damit Wellenlängenunschärfe $\Delta\lambda \sim 10^{-5}$ nm. Da aber in einer Gasentladung die strahlenden Atome nicht in Ruhe sind, tritt Linienverbreiterung durch Dopplereffekt auf. Das angeregte Gas in den verwendeten Lampen ist nicht viel heißer als Zimmertemperatur. Die kinetische Gastheorie liefert die mittlere Teilchengeschwindigkeit ($v_v \cong 600$ m/s).

Die Dopplerverbreiterung (bis auf Faktoren nahe 1) ist $\Delta\lambda \cong v_v / c \cdot \lambda \cdot 2 \cdot 10^{-6} \lambda \cong 10^{-3}$ nm. Man sieht, daß die Dopplerverbreiterung im Vergleich zu dem mit Praktikumsmitteln auflösbaren $\Delta\lambda$ noch keine Rolle spielt. Die 'Stoßverbreiterung', ein weiterer Effekt, der die Lebensdauer verkürzt und die Spektrallinie verbreitert, spielt wegen des niedrigen Druckes in den verwendeten Lampen eine noch geringere Rolle.

Zubehör:

Auflichtmikroskop (Objektiv 1x, Okular 10x mit Fadenkreuz, Zoom-Faktor 1...4). Seitlich einfallendes Licht wird durch einen teildurchlässigen planen 45°-Reflektor von oben auf das Objekt gelenkt. Der Objektstisch (Kreuztisch) ist in beiden Richtungen verschiebbar. Die Verschiebungen sind an Millimeter-skalen mit Nonius ablesbar.

LED-Beleuchtung - blau: 465nm; grün: 520 nm; gelb: 590 nm; rot: 625 nm

Symmetrische Bikonvexlinsen, diverse Brennweiten zwischen 5cm und 35cm

Linsenhalter mit Wechselfassung

Mattscheibe mit undurchsichtigem Muster

Planspiegel, justierbar

Zeißschiene mit Reitern und Meßvorrichtung

Glühlampe in Lampengehäuse mit zugehörigem Transformator

Gitterspektrometer (Feststehendes Spaltrohr mit symmetrisch einstellbarem Spalt S am äußeren und Achromat L_1 ($f=18\text{cm}$, $D=17,5\text{mm}$) am inneren Ende. Der Abstand SL_1 ist etwa von 17,5 bis 18,5cm einstellbar. Dreh- und arretierbarer Tisch mit Teilkreis 0 bis 360°, 1°-Teilung. Darauf justierbar bezüglich der Teilung der Halter für das Gitter G. Abstand L_1G ca. 6cm. Fernrohr, schwenkbar um die Tischachse mit Nonius am Teilkreis des Tisches, Objektiv = Achromat L_2 ($f=17\text{cm}$, $D=17.5\text{mm}$), Okular L_3 (8x, $f=3\text{cm}$, mit Fadenkreuz, verschiebbar im Fernrohrtubus), Abstand GL_2 ca. 6cm. Das Fernrohr hat noch eine Feinverstellmöglichkeit bezüglich des Teilkreises. Die zugehörige Mikrometerschraube trägt eine zusätzliche Skala, die mit Hilfe des Nonius geeicht werden kann und die Messung von Winkeldifferenzen ermöglicht, die am Nonius direkt nicht mehr abgelesen werden können

Gitter: Gitterkopien (Kollodiumfolien o.ä.) zwischen Diagonalgläsern. Nutzbare Breite ca. 36mm, nutzbare Höhe ca. 24mm. Liniendichte ca. 140/mm und ca. 600/mm

Spiegel, passend zum Gitterhalter

Spektrallampen (Na und Zn): Wechselstrombetriebene Niederdruck-Gasentladungslampen mit nur mäßiger Erwärmung, beidseitig Glühkathoden. Die Na-Lampe funktioniert (bis auf die fehlende Leuchtschicht und die andersartige Füllung) wie eine übliche Leuchtstoffröhre. Der Glimm-Bimetall-Zünder ist in den Lampenkolben integriert. Die Vorschaltdrossel befindet sich in einem Universal-Vorschaltgerät. (Lampe ansehen und diskutieren, falls noch nicht bekannt ist, wie das Zünden und Brennen einer Leuchtstoffröhre funktioniert). Die Zn-Lampe ist anders aufgebaut. Sie enthält temperaturabhängige Widerstände.

Wellenlängen-Mittelwert der beiden gelben Na-Linien: $\lambda_{\mu} = 589,3 \text{ nm}$

Literatur:

Fast alle Physik- und speziell Optik-Lehrbücher sind geeignet, z.B. auch

Gerthsen: *Physik* (24.Aufl. S.519-543)

Eichler, Kronfeld, Sahn: *Das Neue Physikalische Grundpraktikum* (2.Aufl. S408-413)

Hecht (oder Hecht, Zajac): *Optics* oder *Optik*

Pohl: *Optik und Atomphysik*

Bergmann, Schäfer: *Experimentalphysik*, Bd.3

Jahresplan

1

1.1 Bilanzwerte (-) (Core Case)

gelbe LED

man

	Ordnung	Pos oben	Pos unten
	1	14,3	14,8
	1	14,0	15,0
+1 ↓	2	13,9	15,1
	3	13,8	15,3
	4	13,6	15,4
+1 ↓	5	13,5	15,5
	6	13,3	15,6
	7	13,3	15,7
+1 ↓	8	13,2	15,7
	10	13,2	15,8
	15	12,8	16,2
	20	12,6	16,4

blaue LED

~~man~~

1	14,8	14,4
2	15,0	13,9
3	15,1	13,8
4	15,2	13,7
5	15,3	13,6
6	15,4	13,5
7	15,4	13,4
8	15,5	13,3
9	15,6	13,2
10	15,7	13,2
11	15,7	13,1

keine geht
nicht

B. Wimmer

1.2

Wasser

Ordnung

oben

unten

1	15,3	16,0	
2	15,2	16,2	
3	15,0	16,3	nur geht nicht
4	14,9	16,4	
5	14,8	16,45	
6	14,8	16,5	
7	14,7	16,6	
8	14,6	16,7	
9	14,5	16,8	

1.3 Brennweite: $f = 138,9 \text{ cm} - 108,4 \text{ cm}$
 $= 29,5 \text{ cm}$

2.2

0te Ordnung

~~0°~~

100° 10'

~~0°~~

359° 50'

1te Ordnung

20° 35'

338° 52'

2te Ordnung

44° 25'

313° 35'

2.3

nur in 2tes Ordnung gemessen

→ Winkel:

~~313,30°~~

313° 30'

313° 26'

44° 22'

44° 26'

2.4 anderes Gitter

Ordnung

0	358° 50'	
1	5° 22'	354° 26'
2	10° 57'	348° 40'
3	16° 36'	342° 57'
4	22° 25'	337° 01'
5	28° 28'	330° 47'
6		

2.5

2te Ordnung

rot	308° 51'	49° 21'
blaugrün	324° 02'	35° 6'
blau	324° 47'	34° 26'
violettblau	325° 09'	34° 0'

P. Wimmer

Inhaltsverzeichnis

1	Newton'sche Ringe	1
1.1	Krümmungsradius einer symmetrischen sphärischen Bikonvexlinse	1
1.2	Brechungsindex von Wasser	3
1.3	Brennweitenbestimmung durch Autokollimation	5
1.4	Brechungsindex der Linse	5
2	Beugung am Gitter	7
2.1	Justierung des Gitterspektrometers	7
2.2	Bestimmung der Gitterkonstante	8
2.3	Wellenlängenabstand der Natrium Doppellinie	11
2.4	Bestimmung der Gitterkonstante eines zweiten Gitters	11
2.5	Vermessung einer Zink-Spektrallampe	13

1. Newtonsche Ringe

1.1 Krümmungsradius einer symmetrischen sphärischen Bikonvexlinse

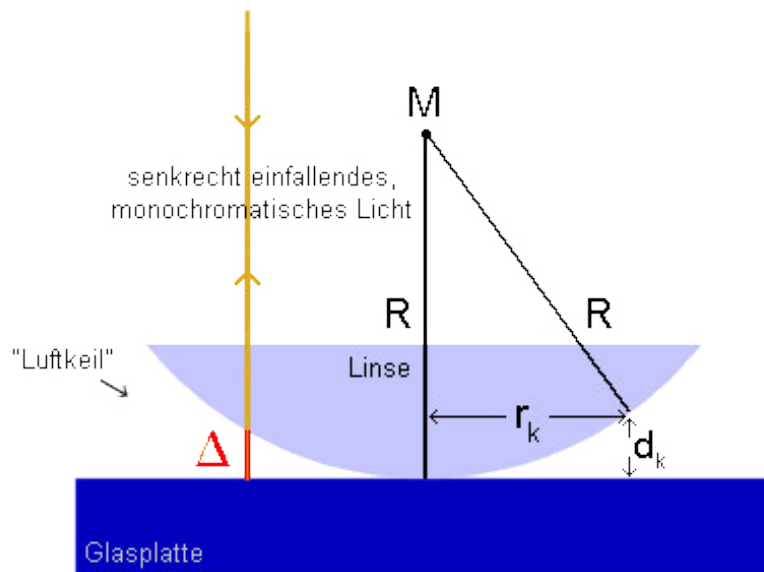


Abbildung 1.1: Beobachtung der Newtonschen Ringe. Die Teilstrahlen der Reflexionen an den beiden Grenzschichten interferieren je nach Wegunterschied konstruktiv oder destruktiv.

Der Krümmungsradius R einer symmetrischen sphärischen Bikonvexlinse wird durch die Beobachtung der Newtonschen Ringe wie in Abb. 1.1 bestimmt. Die Newtonschen Ringe entstehen aus der Interferenz der Teilstrahlen, die von der unteren Linsenfläche und der oberen Objektträgerfläche reflektiert werden. Die Verschiebung der Teilstrahlen gegeneinander ergibt sich aus der in beide Richtungen durchlaufenen Länge $2d$ zwischen der Linse und dem Objektträger sowie aus dem Phasensprung des einen Teilstrahls bei Reflexion am optisch dichteren Medium. Für destruktive Interferenz ergibt sich die Relation

$$2d + \frac{\lambda}{2} = \left(k + \frac{1}{2}\right) \lambda \quad (1.1)$$

mit der Wellenlänge $\lambda = \lambda_0/n_{\text{Luft}}$ im Medium Luft und $k \in \mathbb{N}$. Aus der geometrischen Betrachtung des Aufbaus und unter Verwendung von $d \ll R$ gilt zudem

$$d = \frac{r_k^2}{2R}. \quad (1.2)$$

Damit ergibt sich

$$\frac{r_k^2}{R} = k \cdot \lambda = k \cdot \frac{\lambda_0}{n_{\text{Luft}}}. \quad (1.3)$$

Damit lässt sich R aus einem linearen Fit der gemessenen Daten ermitteln.

Die gemessenen Daten finden sich in Tabelle 1.1. In Abb. 1.2 wird der Fit für die Daten ausgeführt. Hieraus ergeben sich die Proportionalitätskonstanten

$$p_{\text{gelb}} = (0,193 \pm 0,004) \text{ mm}^2$$

$$p_{\text{blau}} = (0,156 \pm 0,003) \text{ mm}^2,$$

welche nach Gleichung (1.3) gerade $\lambda \cdot R$ entsprechen. Mit den angegebenen Wellenlängen der LEDs $\lambda_{\text{gelb}} = 590\text{nm}$ und $\lambda_{\text{blau}} = 465\text{nm}$ und $n_{\text{Luft}} \approx 1$ ergeben sich die Werte für R

$$R_{\text{gelb}} = 32,71\text{cm}$$

$$R_{\text{blau}} = 33,55\text{cm}.$$

Der Mittelwert dieser Werte ist $R = 33,13\text{cm}$. Die Abweichung der Werte voneinander beträgt 2,5%. Dies ist aber im Rahmen der Unsicherheiten der Fitparameter von 2,1% beziehungsweise 1,9% noch gut miteinander vereinbar. Als Fehlerquellen bei der Messung ergeben sich unter anderem die Tatsachen, dass die Ringe für höhere k immer schwerer zu erkennen sind und dass die Abstände zwischen den Ringen teilweise kleiner als der Skalenteilungswert von 10^{-1}mm sind und somit die Positionen der Ringe nicht eindeutig bestimmt werden können. Wird die Achse, auf der die Ringe vermessen werden, zudem nicht exakt mittig gelegt, ergeben die Messungen kleinere Radien, als tatsächlich vorliegen. Unter Beachtung dieser Fehlerquellen scheint das Ergebnis aber durchaus plausibel.

Tabelle 1.1: Radien der Newtonschen Ringe. Die Position der Newtonschen Ringe wird auf beiden Seiten des Mittelpunkts vermessen. Daraus ergeben sich die Radien der Ringe.

Gelbe LED		Blaue LED	
k	r_k/mm	k	r_k/mm
1	0,25	1	0,35
2	0,50	2	0,55
3	0,60	3	0,65
4	0,75	4	0,75
5	0,90	5	0,85
6	1,00	6	0,95
7	1,15	7	1,00
8	1,20	8	1,10
9	1,25	9	1,15
10	1,30	10	1,25
15	1,70	11	1,30
20	1,90	—	—

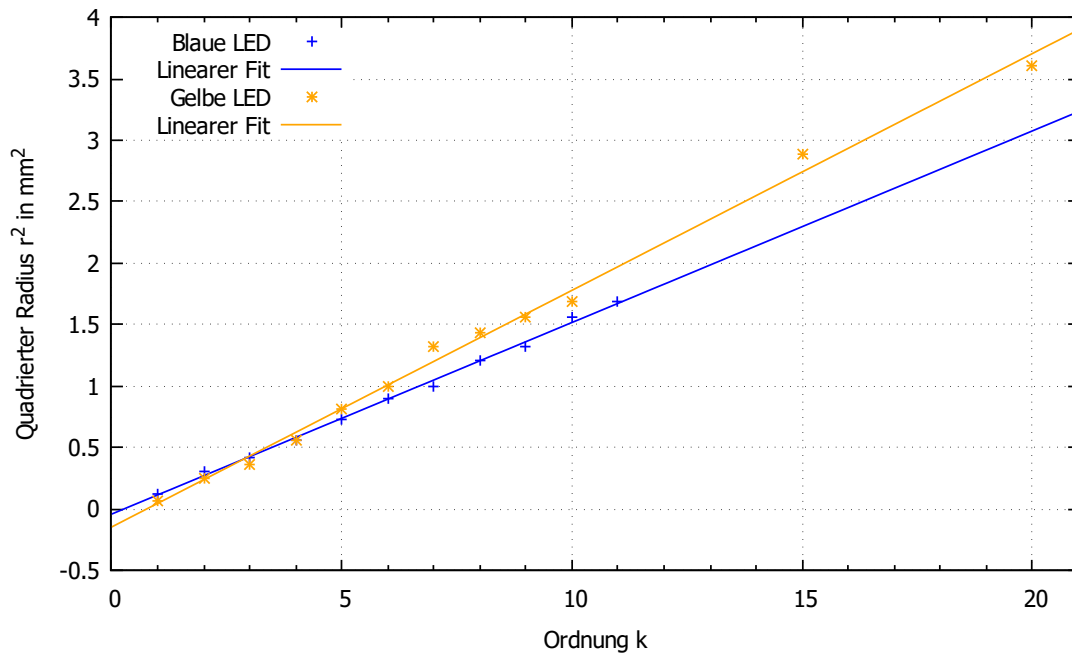


Abbildung 1.2: Gemessene Daten. Der quadrierte Radius wird gegen den Index der Ringe aufgetragen.

1.2 Brechungsindex von Wasser

Obige Messung wird wiederholt, wobei der Zwischenraum zwischen Linse und Objektträger mit Wasser gefüllt wird. Durch den veränderten Brechungsindex ändert sich der Radius der Newtonschen Ringe nach Gleichung (1.3). Daraus lässt sich der Brechungsindex bestimmen. Es wird nur die gelbe LED verwendet.

Die gemessenen Daten finden sich in Tabelle 1.2 und Abb. 1.3. Aus dem Fitparameter von $p = (0,141 \pm 0,007) \text{ mm}^2$ und mit oben berechnetem Krümmungsradius der Linse ergibt sich der Brechungsindex von Wasser zu

$$n_{\text{Wasser}} = \frac{\lambda_0 \cdot R}{p} = 1,369.$$

Der Literaturwert für den Brechungsindex von Wasser beträgt $n_{\text{Wasser}} = 1,33^1$. Von diesem weicht obiges Ergebnis um 2,9% ab. Die Unsicherheit auf den Fitparameter beträgt 5,0%, somit sind der errechnete und der Literaturwert im Bereich der Ungenauigkeit miteinander vereinbar. Dieselben Fehlerquellen wie in Abschnitt 1.1 fallen auch in dieser Messung an, wobei die Ringe durch den erhöhten Brechungsindex näher zusammenrücken und somit insbesondere das Problem der Skalenteilung noch stärker auftritt.

¹<https://de.wikipedia.org/wiki/Brechungsindex>; 23.06.2017

Tabelle 1.2: Radien der Newtonschen Ringe. Die Messung erfolgt wie in Abschnitt 1.1.

k	r_k/mm
1	0,35
2	0,50
3	0,65
4	0,75
5	0,80
6	0,85
7	0,95
8	1,05
9	1,15

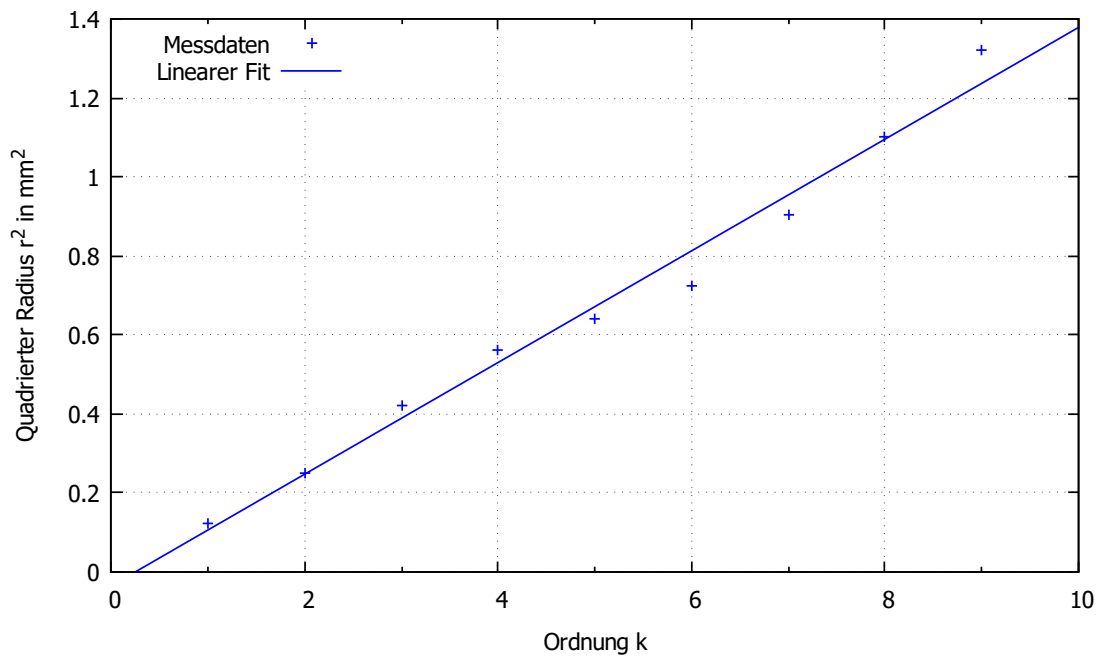


Abbildung 1.3: Gemessene Daten. Der quadrierte Radius wird gegen den Index der Ringe aufgetragen.

1.3 Brennweitenbestimmung durch Autokollimation

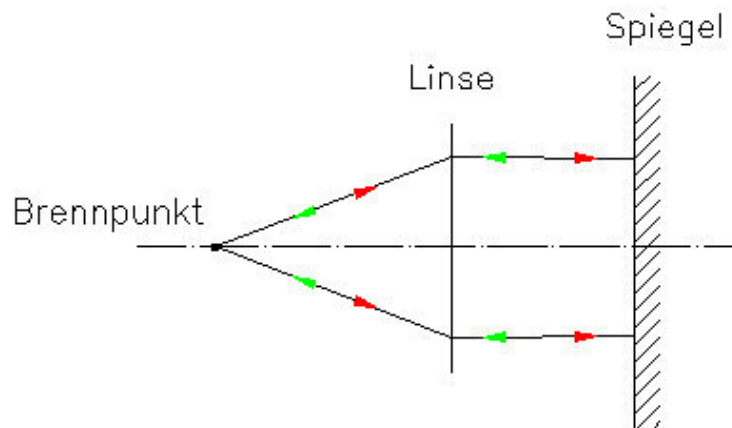


Abbildung 1.4: Autokollimation. Befindet sich die Lichtquelle in der Brennebene, werden die nach der Linse parallelen Strahlen reflektiert und wieder in der Brennebene gebündelt. Der Abstand Linse - Spiegel hat hierbei keinen Einfluss auf den Vorgang.

Die Brennweite der verwendeten Linse soll durch Autokollimation bestimmt werden. Dazu wird eine beleuchtete Mattscheibe mit Löchern so vor der Linse positioniert, dass die Lichtpunkte der Löcher wieder scharf aber spiegelverkehrt auf der Scheibe abgebildet werden. In diesem Fall beträgt der Abstand der Scheibe zur Linse gemäß Abb. 1.4 gerade die Brennweite. Für die verwendete Bikonvexlinse ergibt sich hierbei eine Brennweite von $f = 29,5\text{cm}$.

1.4 Brechungsindex der Linse

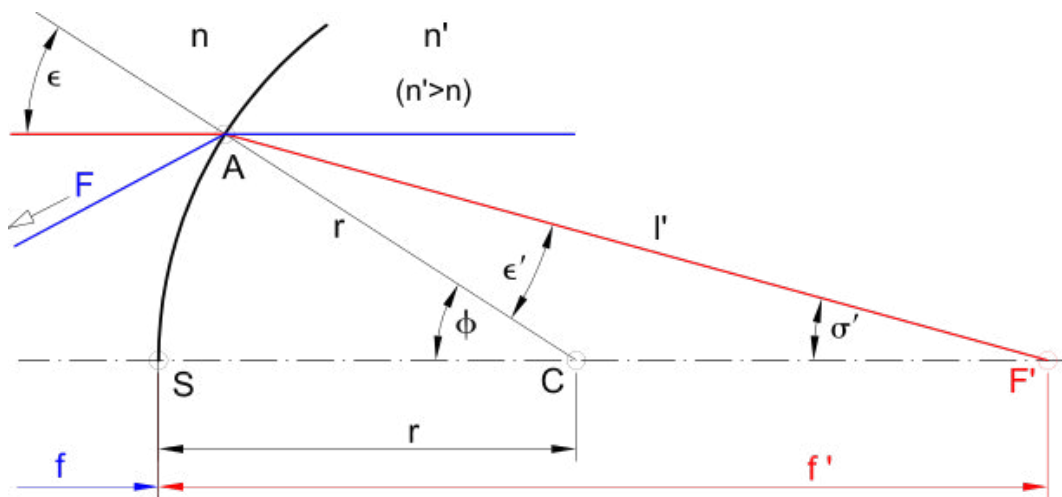


Abbildung 1.5: Konstruktion der Brennweite.

Aus den oben bestimmten Werten für den Krümmungsradius R und die Brennweite f der Linse wird der Brechungsindex n bestimmt. Für dünne Linsen und achsennahe Strahlen lässt sich unter Verwendung der Kleinwinkelnäherung $\sin(\phi) \approx \tan(\phi) \approx \phi$ eine einfache Beziehung zwischen diesen Größen herleiten. Der in Abb. 1.5 von rechts einfallende blaue Lichtstrahl wird am Grenzübergang von n' zu n (hier Luft $n \approx 1$) gebrochen. Der Einfallswinkel zum Lot ergibt sich zu

$$\epsilon = \frac{h}{R}, \tag{1.4}$$

wobei h den Abstand des Strahls zur optischen Achse bezeichnet. Der Ausfallwinkel beträgt dann

$$\theta = \frac{h}{R} + \frac{h}{f}. \quad (1.5)$$

Das Snellius'sche Brechungsgesetz gibt für diese Größen die Relation

$$\varepsilon \cdot n' = \theta \cdot n \quad (1.6)$$

$$\frac{n'}{R} = \frac{1}{R} + \frac{1}{f}. \quad (1.7)$$

Damit ergibt sich

$$R = (n' - 1) \cdot f. \quad (1.8)$$

Obige Rechnung beschreibt eine Plankonvexlinse mit Radius R . Die vorliegende Linse ist jedoch eine Bikonvexlinse. Bei dieser tritt der beschriebene Vorgang zweifach auf, damit ergibt sich die schlussendliche Formel

$$R = 2(n' - 1) \cdot f. \quad (1.9)$$

Mit den bestimmten Werten folgt schließlich

$$n_{\text{Linse}} = \frac{R}{2f} + 1 = 1,56.$$

Die in Abschnitt 1.1 erwähnten Unsicherheiten bei der Bestimmung des Krümmungsradius wirken sich auch auf diesen Wert aus. Ebenso ist die Bestimmung der Brennweite in Abschnitt 1.3 von Ungenauigkeiten behaftet, da die Position, in der das Bild scharf gestellt ist, eher grob abgeschätzt werden muss und nur einmal gemessen wird. Damit sollte für den berechneten Wert auch eine eher große Unsicherheit angenommen werden. Mit einem Brechungsindex in einem Bereich von $\pm 5\%$ um das Ergebnis finden sich jedoch Materialien wie PMMA (Plexiglas), Fensterglas, Mikroskopische Deckgläser; COC-, PMMI-, Polystyrol- und Polycarbonatkunststoffe sowie optische Gläser wie Flint- und Kronglas². Damit ist das Ergebnis plausibel.

²<https://de.wikipedia.org/wiki/Brechungsindex>; 23.06.2017

2. Beugung am Gitter

2.1 Justierung des Gitterspektrometers

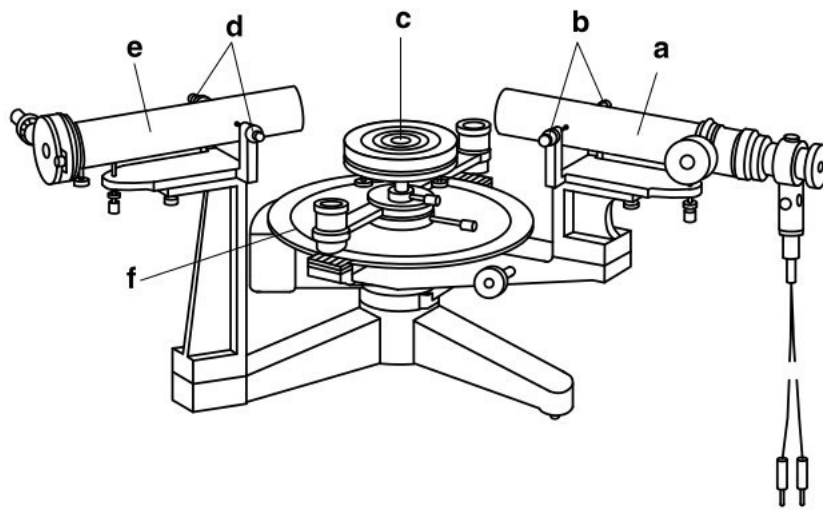


Abbildung 2.1: Aufbau des Gitterspektrometers. Bestehend aus einem Fernrohr (a), welches sich mit Justierschrauben (b) seitlich verschieben lässt und einem Prismen- (c). Zusätzlich ist ein Spaltrohr (e) angebracht, welches ebenfalls mit Justierschrauben (d) versehen ist. Das Spektrometer-Grundgerät wird mit (f) bezeichnet.

Die folgenden Versuche werden mit einem Gitterspektrometer durchgeführt. Dessen Aufbau ist in Abb. 2.1 dargestellt. Zusätzlich zu den beschrifteten Bauteilen ist zu beachten, dass in dem Spaltrohr (e) ein Kollimator angebracht ist. Dieser sorgt für einen parallelen Strahlengang. Um mit dem Spektrometer Messungen durchführen zu können, wird es justiert. Dazu wird das Fernrohr (a) auf das Unendliche fokussiert, was Parallaxenfehler beim Ausrichten des Fernrohrs (a) reduziert.

Des Weiteren kann die Position des Spaltes im Spaltrohr eingestellt werden. Dazu wird der Spalt ein wenig geöffnet und mit der Natriumdampfampe beleuchtet. Die Feststellschrauben für den Spalttubus (siehe Abb. 2.2, e2) lassen sich lösen und damit ist dieser in Pfeilrichtung verschiebbar. Ist die richtige Position des Spaltes eingestellt, so wird dieser vom Fernrohr scharf abgebildet. Beim vorhandenen Praktikumsaufbau ist der Spalt bereits korrekt eingestellt und es ist kein Justieren der Spaltposition notwendig.

Das Fernrohr wird durch seitliches Schwenken so eingestellt, dass dessen Fadenkreuz mit dem Spalt deckungsgleich ist. In dieser Position wird der Spektrometertisch in Nullstellung gebracht und arretiert.

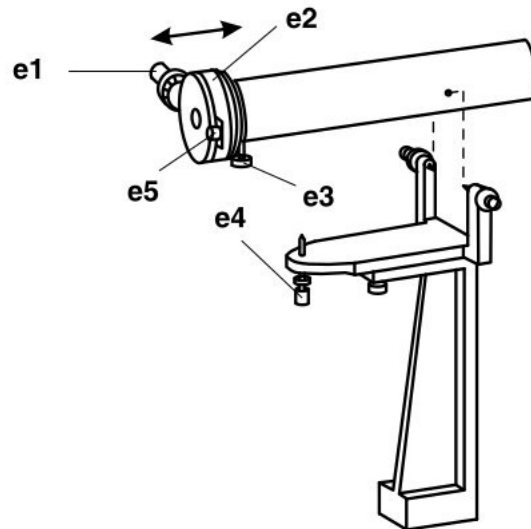


Abbildung 2.2: Aufbau des Spaltrohrs. Bestehend aus einer Mikrometerschraube (**e1**) und einem entlang der Pfeilrichtung verschiebbaren Spalttubus (**e2**). Dieser wird durch die Feststellschraube (**e3**) arretiert. Die Höhe des Spaltrohrs lässt sich mit der Höhenjustierschraube (**e4**) einstellen. Der Spalt lässt sich mithilfe der Spaltbegrenzung (**e5**) variieren.

Um sicherzustellen, dass das Gitter senkrecht zur optischen Achse angebracht ist, wird die Position des Gitterhalters justiert. Dazu ist das Gitter durch einen Spiegel zu ersetzen. Des Weiteren wird ein Objektträger zwischen dem Spalt und der Natriumlampe ca. 45° zur optischen Achse plaziert. Dieser Objektträger fungiert als Strahlteiler. Ist nun der Gitterhalter senkrecht positioniert, dann wird das Licht durch den Spalt wieder zurückgeworfen. Der Strahlteiler lenkt den zurückgeworfenen Lichtstrahl ab und er kann beobachtet werden. Durch Variation der Position des Spiegels ist dies einzustellen und zu arretieren. Hierbei ist zu bemerken, dass der Gitterhalter auf dem Prismentisch (**c**) nicht fixiert werden kann, somit ist es unvermeidlich, dass beim Wiedereinsetzen des Gitters die Position des Gitterhalters verändert wird. Somit kann diese Einstellung nicht in der gewünschten Exaktheit ausgeführt werden.

2.2 Bestimmung der Gitterkonstante

In diesem Versuch wird die Gitterkonstante bestimmt. Zur Untersuchung des Gitters wird eine Natriumdampfampe verwendet. Es wird angenommen, dass nur die mittlere Wellenlänge der Doppellinie mit $\lambda = 589,3 \text{ nm}$ bekannt ist. Des Weiteren besitzt das Gitter etwa 600 Spalte pro Millimeter. Vernachlässigt man die Breite der Spalte, sind die Maxima der Verteilung gegeben durch

$$\sin(\alpha_n) = \frac{n\lambda}{g}. \quad (2.1)$$

Wobei n die ganzzahlige Ordnung der Maxima angibt, $g = 1/600 \text{ mm}$ den Abstand der Spalte beschreibt und α den Winkel zwischen der Blickrichtung und der auf dem Gitter senkrecht stehenden Achse angibt. Obige Gleichung ergibt, dass in diesem Fall nur Maxima bis zur zweiten Ordnung sichtbar sein können. Die Winkel, in welchen sie beobachtet werden, sind in Tabelle 2.1 dargestellt. Betrachtet man die Einhüllende der Intensitätsverteilung, entspricht dies der Intensitätsverteilung eines Einfachspaltes mit der selben Spaltbreite.

Das vorhandene Gitter besitzt ein Öffnungsverhältnis von $b/g = 0,9$. Die Minima der Einhüllenden Intensitätsverteilung lassen sich somit berechnen.

$$\sin(\alpha_n) = \frac{n\lambda}{b} \quad (2.2)$$

Auch hierbei sind nur zwei Ordnungen zu beobachten. Unter Vergleich der Werte in Tabelle 2.1 ist zu erkennen, dass es keine Überlagerung von minimalen und maximalen Intensitäten gibt. Somit sind beide Intensitätsmaxima beobachtbar.

Tabelle 2.1: Theoretische Werte für den Beobachtungswinkel, in welchen die maximalen und minimalen Intensitäten auftreten.

n	Maxima $\alpha_n/^\circ$	Minima $\alpha_n/^\circ$
1	20,71	23,13
2	45,00	51,79

Nach der Vorbereitungshilfe verhält sich die Intensitätsverteilung gemäß

$$I = \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \left(\frac{\sin(N\Phi)}{\sin \Phi} \right)^2 \quad (2.3)$$

mit

$$\beta = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \alpha \quad \text{und} \quad \Phi = \frac{\pi g}{\lambda} \sin \alpha, \quad (2.4)$$

wobei N die Anzahl der beleuchteten Gitterspalte angibt. Wird das gesamte Gitter beleuchtet, ergibt sich dies über die nutzbare Breite $l = 36$ mm des Gitter.

$$N = \frac{l}{g} = 21600 \quad (2.5)$$

Nach der Vorbereitungshilfe gilt für das Auflösungsvermögen

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = nN. \quad (2.6)$$

Dies ergibt mit der oben berechneten Spaltanzahl die Linienbreite für die erste Ordnung

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{nN} = 27,28 \text{ pm.} \quad (2.7)$$

Des weiteren kann auch umgekehrt betrachtet werden, wie viele Spalte beleuchtet werden müssen, dass die Natrium Doppellinien im ersten Maximum aufgespalten werden können. Diese haben ungefähr einen Abstand von $\Delta\lambda \approx 0,5$ nm.

$$N \geq \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 1178,6 \quad (2.8)$$

Somit müssen ca. 2 mm des Gitters beleuchtet werden. Um die jeweiligen Intensitäten in den oben aufgelisteten Maxima zu betrachten, benötigt es eine Grenzwertbetrachtung. Dies ergibt eine neue Formel der Intensitäten.

$$I_n = \left(\frac{\sin(0,9 \cdot \pi n)}{0,9 \cdot \pi n} \right)^2 N^2 \quad (2.9)$$

Die Zahlenwerte der Intensität für verschiedene Anzahlen N der beleuchteten Spalte sind in Tabelle 2.2 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass in beiden Extremfällen eine geringe

Tabelle 2.2: Vergleich der theoretischen berechneten Intensitäten der Maximas für verschieden beleuchtete Spalte.

N	I_1	I_2
21600	5572980	5040808
1179	16603	15018

Tabelle 2.3: Messwerte der Intensitätsmaxima für verschiedene Ordnungen.

n	$\alpha_n/^\circ$
-2	-46,417
-1	-21,013
0	-0,167
1	20,583
2	44,417

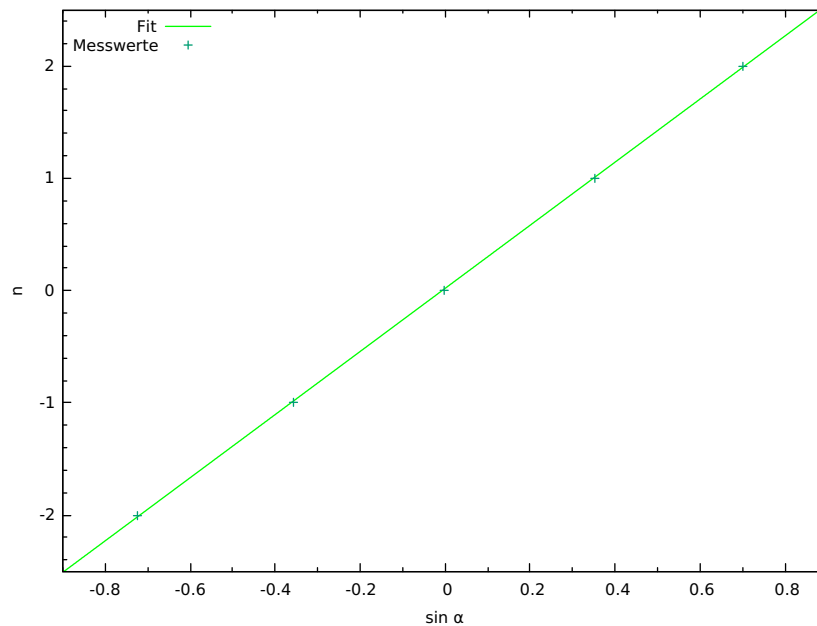


Abbildung 2.3: Anpassung der Messwerte. Lineare Regression der Messwerte in Tabelle 2.3 nach einer Steigung und einer Verschiebung in der Ordinate.

Differenz zwischen den Intensitäten im ersten und im zweiten Maximum besteht. Somit sind beide Maxima ähnlich gut beobachtbar.

Im Experiment ergeben sich die in Tabelle 2.3 dargestellten Messwerte. Der Zusammenhang zwischen der Ordnung und dem Sinus des Beobachtungswinkels ist nach Gleichung (2.1) linear. Aus der Anpassung in Abb. 2.3 ergibt sich eine Steigung von $a = 2,8099$. Zusätzlich wird in der Anpassung auch eine Verschiebung der Ordinate zugelassen. Aufgrund dessen wird die ungenaue Ausrichtung des Gitters bezüglich der optischen Achse vollständig kompensiert. Aus der Steigung resultiert eine Gitterkonstante $g = 1,6558 \mu\text{m}$. Dies entspricht einer relativen Abweichung zum gegebenen Wert von 0,65%. Somit stimmt das Ergebnis mit dem angegebenen Wert überein. Mögliche Unsicherheiten auf den Messwert entstehen durch eine physikalisch bedingte Breite der beobachteten Maxima. Des Weiteren sind Unsicherheiten der Messvorrichtung des Winkels zu beachten.

2.3 Wellenlängenabstand der Natrium Doppellinie

In diesem Versuch werden die beiden Wellenlängen der Natrium Doppellinie bestimmt. Dazu werden die Winkel, unter welchen die Intensitätsmaxima abzulesen sind, gemessen. Hierbei wird nur die zweite Ordnung der Maxima betrachtet, da die erste Ordnung schlechter abgelesen werden kann; dennoch wird dort eine Aufspaltung beobachtet. Die gemittelten Ergebnisse sind in Tabelle 2.4 dargestellt. Mithilfe der oben berechneten Gitterkonstante und der Relation (2.1) lässt sich die Wellenlänge bestimmen. Es ergibt sich für die kürzere Wellenlänge $\lambda_{D_2} = 589,8312 \text{ nm}$ und für die längere Wellenlänge $\lambda_{D_1} = 590,5000 \text{ nm}$. In der Literatur sind diese Werte mit $\lambda_{D_2} = 588,9950 \text{ nm}$ und $\lambda_{D_1} = 589,5924 \text{ nm}$ gegeben.¹ Dies entspricht einer relativen Abweichung von 0,14% bzw. 0,15%.

Betrachtet man die Differenz beider Wellenlängen ergibt sich

$$\Delta\lambda = 0,6688 \text{ nm.} \quad (2.10)$$

Beim Vergleich dieser Differenz ergibt sich eine absolute Abweichung zum Literaturwert von 0,0714 nm, was einer relativen Abweichung von 12% entspricht. Da die Messskalen für eine solche spektrometrische Untersuchung recht klein sind, ist das Ergebnis mit dem Literaturwert zu vereinbaren. Auffällig ist, dass beide Messwerte größer sind als erwartet. Die Annahme, dass es sich hierbei um einen statistischen Fehler handelt, ist unplausibel, da die Differenz kaum Abweichungen aufweist. Jedoch sind nur äußerst geringe Effekte wie die Brechzahldifferenz von Luft und Vakuum oder die Wellenlängenänderung des Lichts in der Gitterfolie bekannt, welche systematische Fehler hervorrufen.

Statistische Abweichungen ergeben sich dadurch, dass die Winkel nicht ausreichend genau vermessen werden können. Andererseits werden für jede Linie nur zwei Werte vermessen, somit wirken sich die Unsicherheiten auf die einzelnen Messwerte stärker aus. Des Weiteren treten hierbei auch die bereits zuvor erwähnten Unsicherheiten auf.

Tabelle 2.4: Gemittelte Messwerte der Natrium Doppellinie.

n	$\alpha_{n_1}/^\circ$	$\alpha_{n_2}/^\circ$
2	45,434	45,500

2.4 Bestimmung der Gitterkonstante eines zweiten Gitters

Bei der Vermessung des Gitters mit dem Grobwert von 140 Spalten pro Millimeter wird analog zu Versuch 2.2 vorgegangen. Wie nach der Relation(2.1) zu erwarten ist, sind

¹<https://de.wikipedia.org/wiki/Natrium-D-Linie>; 30.06.2017

deutlich mehr Intensitätsmaxima als beim anderen Gitter zu beobachten. Überraschend ist hingegen, dass keines der Maxima mit einem Minimum der Einhüllenden überlagert oder durch ein solches abgeschwächt wird. Es ergibt sich eine monoton abnehmende Intensität der Ordnungen. Dies ist möglicherweise dadurch zu erklären, dass der Spaltabstand nahe der Wellenlänge des Lichts gewählt ist, dadurch ist das Hauptmaximum der Einhüllenden sehr breit und umschließt alle Maxima des Gitters.

Durch Messung der Winkel der Maxima ergeben sich die Daten in Tabelle 2.5. Durch eine lineare Anpassung ergibt sich Abb. 2.4 mit einer Steigung von $a = 10,3578$. Mit der Relation (2.1) ergibt sich der Abstand der Spalte

$$g = 6,1039 \mu\text{m}. \quad (2.11)$$

Dabei wird die durchschnittliche Wellenlänge $\lambda = 589,3 \text{ nm}$ der Natriumdampfampe verwendet.

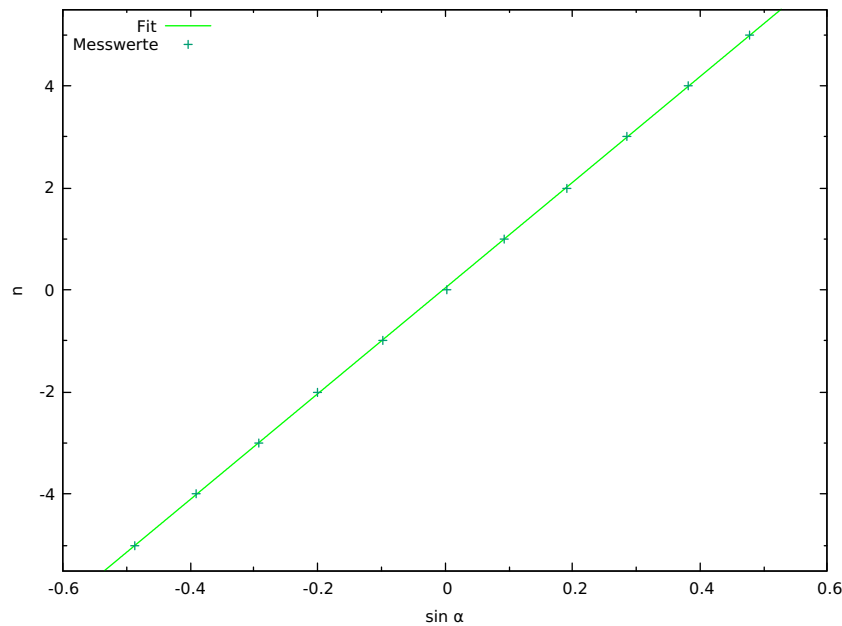


Abbildung 2.4: Anpassung der Messwerte. Lineare Regression der Messwerte in Tabelle 2.5 nach einer Steigung und einer Verschiebung in der Ordinate.

Tabelle 2.5: Messwerte der Intensitätsmaxima für verschiedene Ordnungen.

n	$\alpha_n / ^\circ$
-5	-29,217
-4	-22,983
-3	-17,050
-2	-11,567
-1	-5,567
0	0,167
1	5,367
2	10,950
3	16,600
4	22,417
5	28,467

Die relative Abweichung vom Grobwert beträgt 15%. Da der angegebene Wert ungenau ist, ist nicht klar, ob bei der Messung große Unsicherheiten entstanden sind, oder ob lediglich

der Grobwert stark von dem realen Wert abweicht. Da die Unsicherheiten auf den Messwert im Wesentlichen dieselben wie in den vorangegangenen Versuchen sind, ist eine Abweichung der Ergebnisse in dieser Größenordnung nicht zu erwarten. Folglich ist anzunehmen, dass der Grobwert recht ungenau ist.

2.5 Vermessung einer Zink-Spektrallampe

Eine Zink-Spektrallampe emittiert vier deutlich unterscheidbare Wellenlängen. Um diese möglichst genau auflösen zu können, wird das Gitter mit 600 Strichen pro Millimeter verwendet.

Im Folgenden wird die Aufspaltung der Spektrallinien in der zweiten Ordnung betrachtet, da sie dort am besten sichtbar ist. Hierbei werden diese Messwerte in beiden Ablenkrichtungen ermittelt. Die gemittelten Daten sind in Tabelle 2.6 sichtbar. Gemäß Gleichung (2.1) ergeben sich die entsprechenden Wellenlängen.

Tabelle 2.6: Gemittelte Messwerte für die Intensitätsmaxima zweiter Ordnung für die jeweilige Farbe. Angegeben werden neben dem gemittelten Winkel auch die daraus resultierenden Wellenlängen und die Literaturwerte der Wellenlängen.²

Farbe	$\bar{\alpha}_n/^\circ$	λ/nm	$\lambda_{\text{Lit}}/\text{nm}$
rot	50,250	636,52	636,23
blaugrün	35,534	481,16	481,05
blau	34,825	472,79	472,22
violettblau	34,425	468,00	468,01

Beim Vergleich der Literaturwerte mit den gemessenen Daten ergibt sich die maximale relative Abweichung bei der blauen Linie mit 0,12%, was aus einer Wellenlängendifferenz von 0,57 nm resultiert.² Da hierbei wiederum für eine Farbe nur zwei Messwerte aufgenommen werden, ist das Ergebnis gut mit den Literaturwerten zu vereinbaren.

²http://www.phyta.net/spektral_lines2.htm; 30.06.2017

Quellen

- Vorbereitungsmappe zum Praktikum
- Versuchsskizze zu den Newtonschen Ringen: http://www.chemgapedia.de/vsengine/media/vsc/de/ph/14/ep/einfuehrung/wellenoptik/bilder/sk10_6.png; 23.06.2017
- Literaturwert Brechungsindizes: <https://de.wikipedia.org/wiki/Brechungsindex>; 23.06.2017
- Versuchsskizze zur Autokollimation: <https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/1/10/Autokollimation.png>; 23.06.2017
- Brennweitenkonstruktion CC-BY-SA 3.0 Holdi Sigg, [https://de.wikipedia.org/wiki/Linse_\(Optik\)#/media/File:BrennKugelF1%C3%A4che.svg](https://de.wikipedia.org/wiki/Linse_(Optik)#/media/File:BrennKugelF1%C3%A4che.svg); 23.06.2017
- Aufbau des Gitterspektrometers, Leybold Handblätter Physik (Vorbereitungsmappe)
- Aufbau des Spaltrohrs, Leybold Handblätter Physik (Vorbereitungsmappe)