

Inhaltsverzeichnis

1	Ziel des Versuchs	1
2	Aufbau und Durchführung	1
2.1	Kalibrierung des Spektrometers	1
2.2	Bestimmung der Wellenlängen der Spektrallinien einer Gasentladungslampe	1
2.3	Abschätzung der spektralen Auflösung	2
3	Auswertung	3
3.1	Kalibrierung des Spektrometers	3
3.2	Bestimmung der Wellenlängen der Spektrallinien einer Gasentladungslampe	7
3.3	Abschätzung der spektralen Auflösung des Spektrometers	8
4	Diskussion	10
4.1	Kalibrierung des Spektrometers	10
4.2	Bestimmung der Wellenlängen der Spektrallinien einer Gasentladungslampe	10
4.3	Abschätzung der spektralen Auflösung des Spektrometers	11
4.4	Fehlerquellen	11
4.5	Verbesserungsmöglichkeiten	12
A	Anhang	14
A.1	Abbildungen	14
A.2	Rohdaten	15

1 Ziel des Versuchs

In diesem Versuch soll mithilfe der Spektrallinien die chemischen Elemente in einer Gasentladungslampe bestimmt werden. Zuvor wird noch die Gitterkonstante des dabei verwendeten optischen Gitters bestimmt.

2 Aufbau und Durchführung

2.1 Kalibrierung des Spektrometers

Um das Spektrometer zu kalibrieren wird ein Schirm mit einer Maßkala am Ende einer optischen Schiene montiert. Anschließend wird eine Linse im Abstand ihrer Brennweite vom Schirm auf der optischen Schiene angebracht. Unmittelbar vor die Linse wird ein optisches Gitter gesetzt. Nun wird ein Laser mit bekannter Wellenlänge an den Beginn der optischen Schiene montiert. Der Laser wird eingeschaltet und die Positionen der Intensitätsmaxima auf dem Schirm mithilfe der Maßkala bestimmt. Dieser Ablauf wird mit zwei weiteren Lasern anderer Wellenlänge wiederholt. Der Versuchsaufbau ist in Abb. 1 dargestellt.

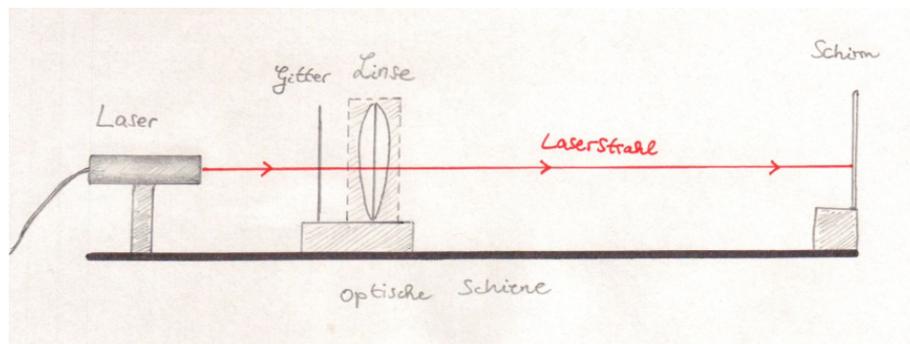


Abbildung 1: Skizze zum Versuchsaufbau zur Kalibrierung des Spektrometers.

2.2 Bestimmung der Wellenlängen der Spektrallinien einer Gasentladungslampe

Für die Bestimmung der Wellenlängen der Spektrallinien einer Gasentladungslampe wird der Laser sowie die Linse und das Gitter von der optischen Schiene demontiert. Die Gasentladungslampe wird vor der optischen Schiene platziert. Danach wird eine Sammellinse, eine Lochblende und eine weitere Sammellinse in dieser Reihenfolge vor der Lampe auf der optischen Schiene montiert. Diese drei Bauteile werden durch Verschieben auf der optischen Achse so in Position gebracht, dass das ausfallende Licht parallel ist. Nun wird die Linse mit dem Gitter aus dem Kalibrierungsteil wieder angebracht und die Positionen der Maxima der verschiedenen Farben auf dem Schirm bestimmt. Dieser Versuchsaufbau ist in Abb. 2 eingezeichnet.

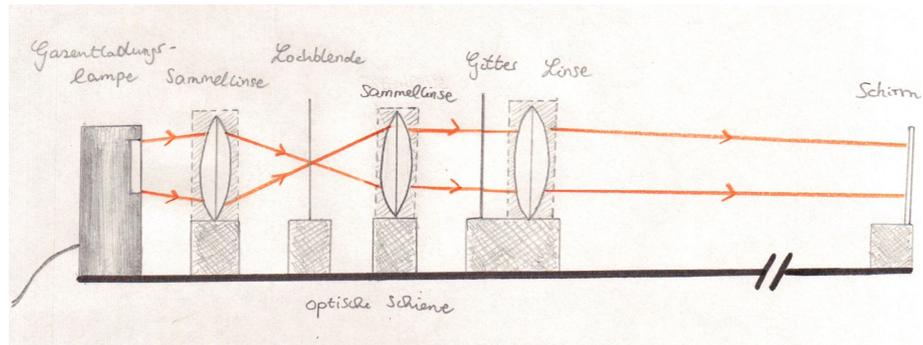


Abbildung 2: Skizze des Versuchsaufbaus zur Bestimmung der Wellenlängen der Spektrallinien einer Gasentladungslampe.

2.3 Abschätzung der spektralen Auflösung

Als Letztes wird die Halbwertsbreite der Maxima des Spektrums der Gasentladungslampe und die Breite des auf das Gitter fallenden Lichtstrahls gemessen.

3 Auswertung

3.1 Kalibrierung des Spektrometers

In diesem Versuchsteil wurde zur Kalibrierung des Spektrometers die Gitterkonstante eines Gitters bestimmt. Da es mehrere Gitter gab, wurde jedes Gitter testweise in den Versuchsaufbau eingesetzt und das Gitter gewählt, bei dem möglichst viele scharf sichtbare Maxima vorhanden waren. Dies war das Gitter mit 140 Gitterstäben pro mm. Danach wurde für Laser der Wellenlängen $\lambda_1 = (532 \pm 10) \text{ nm}$, $\lambda_2 = (405 \pm 10) \text{ nm}$ und $\lambda_3 = (650 \pm 10) \text{ nm}$ jeweils die Position d der sichtbaren Lichtpunkte verschiedener Ordnungen n an der am Schirm angebrachten Maßskala abgelesen. Das nullte Maximum wurde dabei auf $d = 0.0 \text{ cm}$ gesetzt. Für die Werte links von der nullten Ordnung wurde die Position mit negativem Vorzeichen notiert. Der Ablesefehler der einzelnen Positionen wurde auf $s_d = 0,1 \text{ cm}$ geschätzt. Somit erhalten wir für den Fehler des Abstandes zur nullten Ordnung durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung:

$$s_d = \sqrt{2} \cdot 0,1 \text{ cm}.$$

Die Wellenlängen der Laser sowie ihre Fehler waren angegeben. Die Position des Schirms auf der optischen Schiene wurde auf $(140,0 \pm 0,2) \text{ cm}$ und die der Linse auf $(60,0 \pm 0,2) \text{ cm}$ bestimmt, womit sich eine effektive Länge von $L = (80,0 \pm 0,3) \text{ cm}$ ergibt. Für das Gitter gilt

$$\sin(\alpha) = \frac{n\lambda}{g}.$$

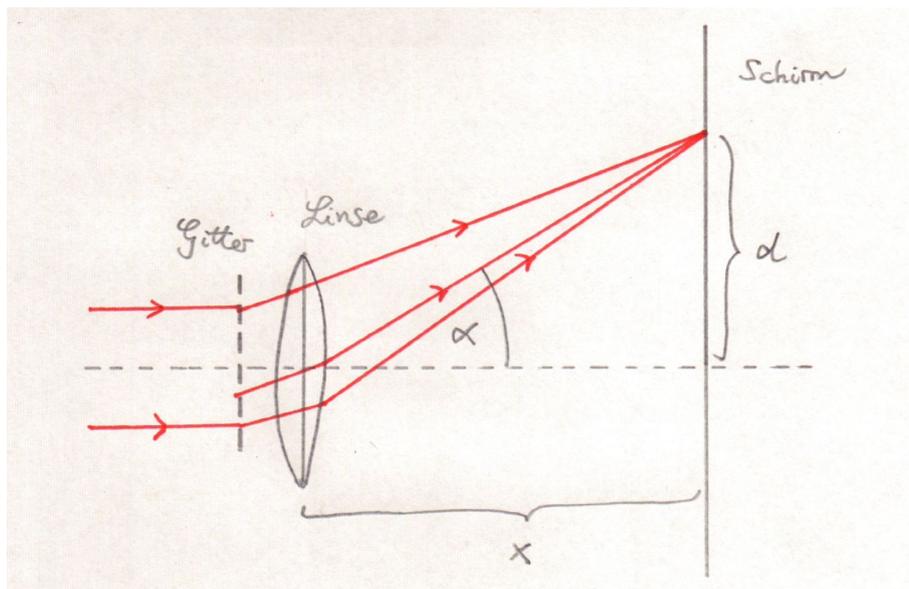


Abbildung 3: Skizze des Versuchs von oben. Aus dem Abstand der Maxima von der nullten Ordnung d und dem Abstand des Schirms vom Gitter L kann der Winkel α , unter dem das Licht das Gitter verlässt, bestimmt werden.

Für den Winkel den Winkel α erhalten wir aus geometrischen Überlegungen, die in Abb. 3 aufgezeichnet sind, den Zusammenhang

$$\tan(\alpha) = \frac{d}{L}.$$

Da d im Verhältnis zu L für alle gemessenen Werte klein ist, erhalten wir

$$\tan(\alpha) \approx \alpha \approx \sin(\alpha).$$

Es gilt somit

$$g \cdot \frac{d}{L} \approx g \cdot \sin(\alpha) = n\lambda, \quad (1)$$

weshalb bei Auftragung von $\sin(\alpha)$ gegen $n\lambda$ ein linearer Zusammenhang der Form $y = mx + c$ mit Steigung $m = 1/g$ und y-Achsenabschnitt $c = 0$ erwartet wird. Die Auftragung ist in Abb. 4 dargestellt.

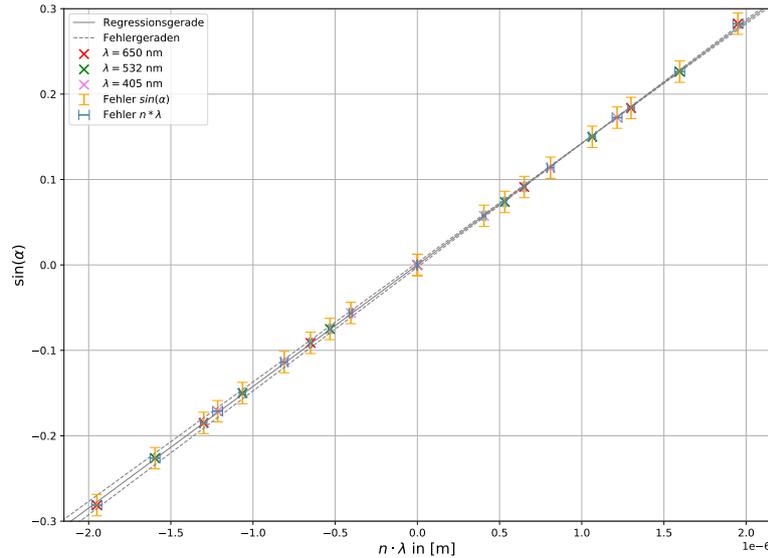


Abbildung 4: Auftragung von $\sin \alpha$ gegen $n\lambda$ für verschiedene Wellenlängen λ und Ordnungen n , wobei α der Ablenkwinkel ist. Hier wurden verschiedene Ordnungen rechts und links von der nullten Ordnung gemessen, die Werte links von der nullten Ordnung wurden mit negativem Vorzeichen aufgetragen. Es wurde eine lineare Regression durchgeführt, die Regressionsgerade sowie die zugehörigen Fehlergeraden sind eingezeichnet.

Der lineare Zusammenhang ist eindeutig und für alle Laser erkennbar. Aus den erhaltenen Werten für die Parameter

$$m = (142\,000 \pm 3\,000) \text{ m}^{-1}$$

$$c = (0 \pm 2) \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}.$$

lässt sich die Gitterkonstante g mit

$$g = \frac{1}{m} = (7,03 \pm 0,13) \cdot 10^{-6} \text{ m} \quad (2)$$

berechnen. Der Fehler ergibt sich dabei aus der Gaußschen Fehlerfortpflanzung mit

$$s_g = \frac{s_m}{m^2}.$$

Für die lineare Regression wurde ein 1σ -Konfidenzband und ein 2σ -Konfidenzband bestimmt. Die Regression mit dem 1σ -Konfidenzband ist in Abb. 5 dargestellt. Da das Konfidenzband sehr schmal und nur schwer erkennbar ist, ist in Abb. 6 die Regression mit den Messwerten und dem 2σ -Konfidenzband eingezeichnet. Um den Plot übersichtlicher zu gestalten wurden hier die Fehlergeraden nicht mit eingezeichnet.

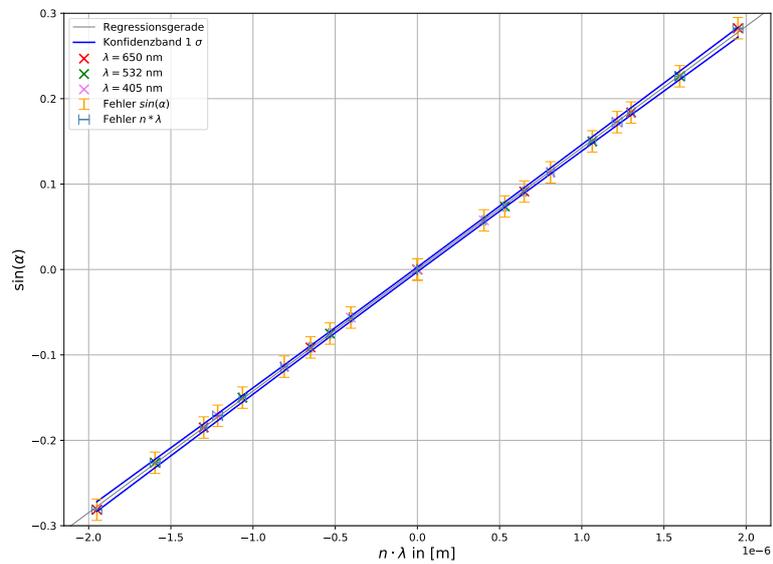


Abbildung 5: Auftragung von $\sin \alpha$ gegen $n\lambda$ mit Unsicherheiten und der Regressionsgeraden, sowie dem 1σ -Konfidenzband der Regression.

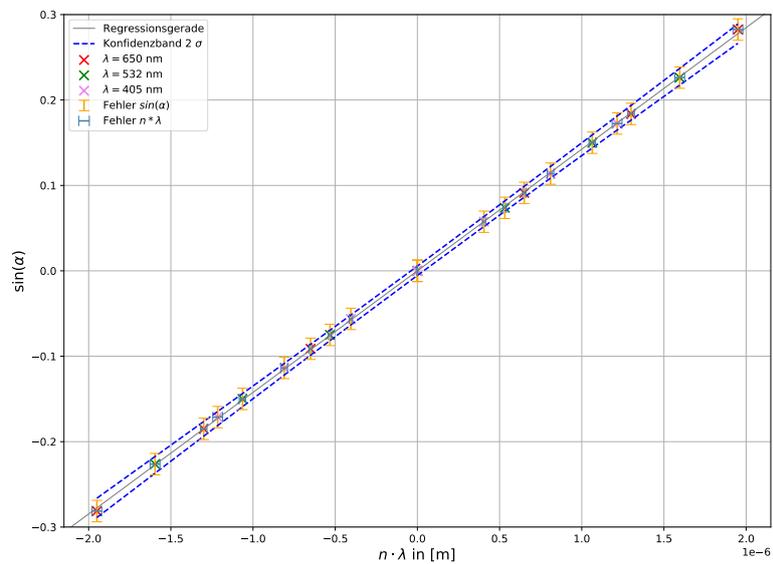


Abbildung 6: Auftragung von $\sin \alpha$ gegen $n\lambda$ mit Unsicherheiten und der Regressionsgeraden, sowie dem 2σ -Konfidenzband der Regression.

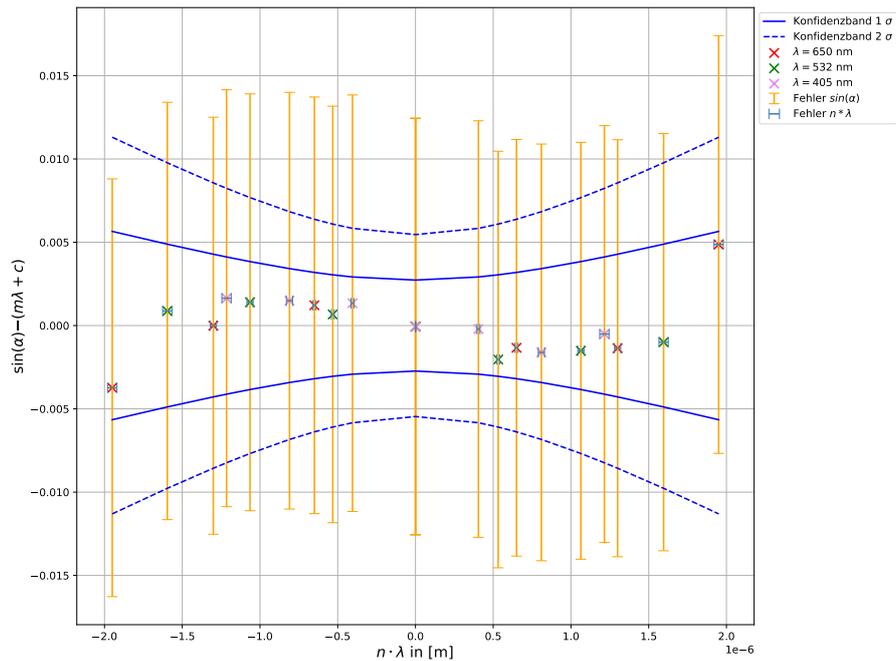


Abbildung 7: Residuen der Daten in Abb. 5 bezüglich des Modells $y = mx + c$. Die Unsicherheiten auf die Daten sowie die 1σ -Konfidenzbänder (durchgezogene blaue Linie) und 2σ -Konfidenzbänder (gestrichelte blaue Linie) sind eingezeichnet.

Da es trotzdem schwierig ist, das Konfidenzband zu erkennen, wurde ein Residuenplot angefertigt. Dieser ist in Abb. 7 zu sehen.

Der relative Fehler ergibt sich durch

$$\frac{s_g}{g} = 1.78\%.$$

Auf dem Gitter war eine Gitterdichte von 140 Strichen pro Millimeter angegeben. Daraus lässt sich die nominelle Gitterkonstante

$$g_{\text{nom}} = 7,14 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

berechnen. Dieser liegt innerhalb von $0,94\sigma$ des von uns berechneten Werts und ist somit sehr gut mit diesem verträglich.

3.2 Bestimmung der Wellenlängen der Spektrallinien einer Gasentladungslampe

In diesem Versuchsteil wurde der von der Gasentladungslampe emittierte Lichtstrahl in sein Spektrum zerlegt. Auf dem Schirm ergaben sich drei verschieden farbige Lichtstreifen (lila, rot, grün), von denen jeweils nur das erste Maximum erkennbar war. Zusätzlich war noch das nullte Maximum aller drei Farben bei $d = (0,8 \pm 0,1)$ cm sichtbar in Form eines gelben Lichtstreifens, der sich durch Überlagerung der drei Farben ergab. Für jede Farbe wurde sowohl die Position des Maximums rechts von der nullten Ordnung als auch die des Maximums links von der nullten Ordnung gemessen und daraus die Wellenlänge bestimmt. Mit Zusammenhang in Gleichung (1) lassen sich die drei zugehörigen Wellenlängen über

$$\lambda = \frac{g \cdot d}{L} \quad (3)$$

bestimmen. Da wir immer mit der von uns in Teil 1 bestimmten Gitterkonstante gerechnet haben, ergibt sich ein statistischer Fehler s_{stat} von

$$s_{\text{stat}} = \sqrt{\left(\frac{g}{x} \cdot s_d\right)^2 + \left(\frac{gd}{x^2} \cdot s_x\right)^2}.$$

Durch die nicht exakt bestimmte Gitterkonstante erhalten wir auf alle Wellenlängen einen systematischen Fehler von

$$s_{\text{sys}} = s_g \cdot \frac{d}{L}.$$

Die für links und rechts von der nullten Ordnung bestimmten Wellenlängen mit ihren statistischen und systematischen Fehlern sind in Tabelle 1 aufgelistet.

	λ in nm	s_{stat} in nm	s_{sys} in $1 \cdot 10^{-14}$ m
Lila	432	18	7
	425	18	7
Rot	574	18	9
	567	18	9
Grün	541	18	8
	535	18	8

Tabelle 1: Auflistung der für die Gasentladungslampe bestimmten Wellenlängen nach Farben mit ihren zugehörigen statistischen und systematischen Fehlern. Die jeweils obere Zeile einer Farbe ist der Wert für das von der nullten Ordnung aus rechts beobachtete Maximum, die untere Zeile ist der Wert für das linke Maximum.

Da die systematischen Fehler dramatisch geringer als die systematischen Fehler sind, erhalten wir als gesamten Fehler $s_\lambda = s_{\text{stat}}$ und somit durch Mittelung der Einzelwerte folgende Werte für die Wellenlängen:

$$\lambda_{\text{lila}} = (4,29 \pm 0,18) \cdot 10^{-7} \text{ m} \quad s_{\text{lila,stat}} = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m} \quad (4)$$

$$\lambda_{\text{rot}} = (5,70 \pm 0,18) \cdot 10^{-7} \text{ m} \quad s_{\text{rot,stat}} = 9 \cdot 10^{-14} \text{ m} \quad (5)$$

$$\lambda_{\text{grün}} = (5,38 \pm 0,18) \cdot 10^{-7} \text{ m} \quad s_{\text{grün,stat}} = 8 \cdot 10^{-14} \text{ m} \quad (6)$$

Eine Auftragung dieser Werte in das Diagramm aus dem ersten Versuchsteil in Abb. 4 ist in Abb. 8 dargestellt.

Die Werte liegen im Rahmen der Messungenauigkeit auf der Regressiongerade. Außerdem liegen die Spektralfarben der Lampe nahe den optisch benachbarten Farben der Laser.

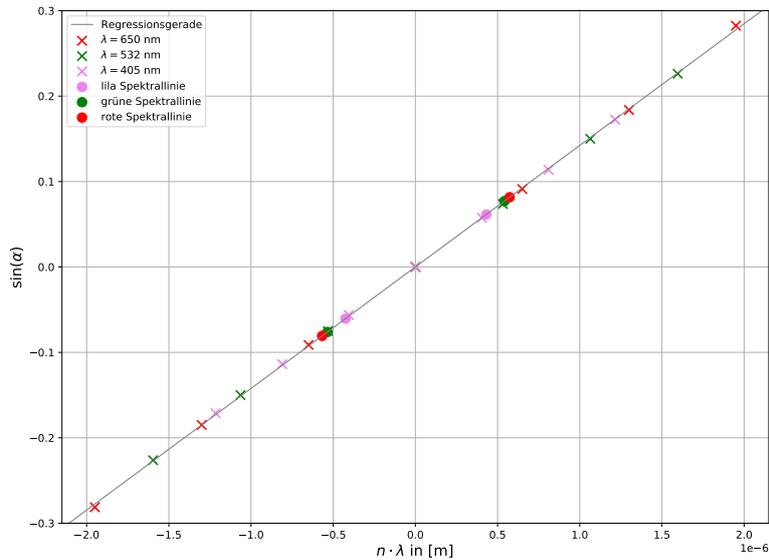


Abbildung 8: Auftragung von $\sin(\alpha)$ gegen $n\lambda$ aus dem ersten Versuchsteil wie in Abb. 4 zusammen mit den für die einzelnen Spektrallinien der Gasentladungslampe erhaltenen gemittelten Werte. Um die Übersicht zu verbessern und die Position der Messwerte der Gasentladungslampe zu verdeutlichen wurden hier die Fehlergeraden und die Fehlerbalken nicht mit eingezeichnet. Diese Abbildung mit Fehlerbalken ist im Anhang in Abb. 9 dargestellt.

3.3 Abschätzung der spektralen Auflösung des Spektrometers

In diesem Versuchsteil sollte durch grobe Abschätzungen die Größenordnung der Auflösung des Spektrometers bestimmt werden. Dafür wurde die Halbwertsbreite einer Linie auf ungefähr

$$FWHM = 1 \text{ mm}$$

bestimmt. Da keine Doppellinie erkennbar war, konnte daraus auch keine Abschätzung getroffen werden.

Aus der Halbwertsbreite lässt sich mit Gleichung (1) der Unterschied in der Wellenlänge grob abschätzen, der noch auflösbar ist. Man erhält

$$\delta\lambda \approx 9 \text{ nm} \quad (7)$$

Mit dem Rayleigh-Kriterium gilt

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{nN}, \quad (8)$$

wobei n die Ordnung, N die Anzahl der beleuchteten Gitterstäbe, λ die Wellenlänge und $\delta\lambda$ der Unterschied der Wellenlängen, die noch auflösbar sind, ist.

Der beleuchtete Bereich des Gitters wurde auf

$$b = (2,0 \pm 0,5) \text{ mm}$$

bestimmt. Mit der im ersten Versuchsteil bestimmten Gitterkonstante aus Gleichung (2), die den Abstand zwischen den Gitterstäben angibt, kann also mit

$$N = \frac{b}{g} = 284,7 \pm 0,3 \approx 285$$

die Anzahl der beleuchteten Gitterstäbe berechnet werden. Hierbei ist der Fehler, der sich aus der Gaußschen Fehlerfortpflanzung von b ergibt, wesentlich kleiner als eins. Da für N nur ganze Zahlen sinnvoll sind, wurde hier auf eine ganze Zahl gerundet. Da der Fehler auf die Gitterkonstante g einen systematischen Fehler darstellt, wurde er hier nicht verrechnet. Außerdem soll die Abschätzung nur eine grobe Aussage über die Größenordnung der Auflösung geben, deshalb wurde in der weiteren Rechnung statistische Fehler vernachlässigt.

Für den lilanen Strich ($\lambda_{\text{lila}} = (429 \pm 18)$ nm, siehe Gleichung (4)), ergibt sich mit Gleichung (8) für das Rayleigh-Kriterium also

$$\delta\lambda_{\text{lila}} \approx 2 \text{ nm.}$$

Analog ergibt sich für den roten Strich ($\lambda_{\text{rot}} = (570 \pm 18)$ nm, siehe Gleichung (5))

$$\delta\lambda_{\text{rot}} \approx 2 \text{ nm}$$

und für den grünen ($\lambda_{\text{grün}} = (538 \pm 18)$ nm, siehe Gleichung (6))

$$\delta\lambda_{\text{grün}} \approx 2 \text{ nm.}$$

4 Diskussion

4.1 Kalibrierung des Spektrometers

Aus der Steigung der Regressionsgerade ergab sich eine Gitterkonstante von

$$g = (7,03 \pm 0,13) \cdot 10^{-6} \text{ m.}$$

Dieses Ergebnis ist mit einem relativen Fehler von 1.78% sehr genau. Das liegt daran, dass verhältnismäßig viele Messwerte aufgenommen wurden und alle Werte sehr genau, wie vom Modell vorhergesagt, auf einer Gerade lagen. Grund dafür war, dass die mit Abstand größte Fehlerquelle, die Positionsmessung der Maxima auf dem Schirm, im Verhältnis zur Länge L sehr genau ausfiel. Der nominelle Wert für die Gitterkonstante

$$g_{\text{nom}} = 7,14 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

liegt außerdem innerhalb von 0,94 Standardabweichungen des von uns berechneten Werts und ist damit sehr gut mit ihm vereinbar. Somit war es möglich in Teil zwei mit einem kleinen systematischen Fehler zu rechnen.

4.2 Bestimmung der Wellenlängen der Spektrallinien einer Gasentladungslampe

Aus den Messungen mit dem zuvor kalibrierten Spektrometer ergaben sich die Wellenlängen

$$\lambda_{\text{lila}} = (4,29 \pm 0,18) \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

für die lilafarbene,

$$\lambda_{\text{rot}} = (5,70 \pm 0,18) \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

für die rote und

$$\lambda_{\text{grün}} = (5,38 \pm 0,18) \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

für die grüne Spektrallinie mit ihren statistischen Fehlern. Die durch die Kalibrierung der Gitterkonstanten im ersten Versuchsteil entstandenen systematischen Fehler betragen

$$s_{\text{lila,stat}} = 7 \cdot 10^{-14} \text{ m} \quad s_{\text{rot,stat}} = 9 \cdot 10^{-14} \text{ m} \quad s_{\text{grün,stat}} = 8 \cdot 10^{-14} \text{ m.}$$

Dadurch dass im Teil 1 die Gitterkonstante einen sehr geringen relativen Fehler hatte, sind die systematische Fehler deutlich kleiner als die statistischen Fehler und können vernachlässigt werden. Da die Werte in Abb. 8 sehr nahe an der Regressionsgeraden aus Aufgabenteil 1 lagen, ist außerdem davon auszugehen, dass die Messungen belastbar sind.

Bei Bestimmung der Wellenlänge aus Messungen für die Maxima links bzw. rechts der nullten Ordnung fällt auf, dass für jede Farbe die aus den Maxima rechts der nullten Ordnung bestimmte Wellenlänge etwas größer als die andere ist. Dies deutet auf einen systematischen Fehler hin. So könnte z.B. der Nullpunkt der Skala, die sich auf dem Schirm befand, nicht perfekt zentral im Maximum der nullten Ordnung gelegen haben. Dies würde zu einer solchen Verschiebung führen. Dennoch liegen für jede Wellenlänge die unterschiedlichen Werte deutlich innerhalb der jeweiligen statistischen Unsicherheit. Dieser Fehler wird allerdings durch die Mittelung der beiden Werte behoben, so dass er nicht zu groben Abweichungen in den Endergebnissen für die Wellenlängen führt.

Beim Vergleich der Spektren der gängigen Materialien für Gasentladungslampen ist die Ähnlichkeit zum Quecksilberspektrum sehr auffällig. Die mit dem Gitterspektrometer berechneten Werte und die Literaturwerte aus [1] sind in Tabelle 2 aufgelistet.

	λ_g in nm	λ_{lit} in nm
Lila	429 ± 18	435,83
Rot	570 ± 18	576,96 579,07
Grün	538 ± 18	546,07

Tabelle 2: Auflistung der von uns mit dem Gitterspektrometer berechneten Wellenlängen λ_g sowie der Literaturwerte aus [1] der Wellenlängen der Hauptlinien einer Quecksilberdampfampe λ_{lit} .

Der Literaturwert [1] der blauen Spektrallinie des Quecksilbers liegt im Fehlerbereich der von uns als lila wahrgenommenen Spektrallinie λ_{lila} . Genauso liegt der Literaturwert [1] der grünen Spektrallinie im Fehlerbereich von $\lambda_{grün}$ und die Literaturwerte [1] beider orangenen Linien liegen innerhalb einer Standardabweichung der von uns als rot wahrgenommenen Linie λ_{rot} . Es sind alle im sichtbaren Bereich liegenden Intensitätsmaxima des Quecksilberspektrums von uns erfasst worden, wobei wir lediglich die orangene Doppellinie nicht trennen konnten. Somit ist davon auszugehen, dass die Gasentladungslampe mit Quecksilber gefüllt ist.

4.3 Abschätzung der spektralen Auflösung des Spektrometers

In diesem Teil wurde über die Halbwertsbreite der Linien, der Abstand zweier benachbarten Linien sowie über das Rayleigh-Kriterium das Auflösungsvermögen grob geschätzt. Aus den Abschätzungen über die Halbwertsbreite und dem Abstand zwischen benachbarten Linien ergibt sich eine Auflösung von

$$\delta\lambda \approx 9 \text{ nm},$$

die Berechnung des Rayleigh-Kriteriums führt zu einer Auflösung von

$$\delta\lambda \approx 2 \text{ nm}.$$

Beide Schätzwerte bewegen sich grob in der gleichen Größenordnung. Unterschiede in den Werten können daher kommen, dass es schwierig war, die Halbwertsbreite abzuschätzen. Für das Rayleigh-Kriterium wurden allerdings auch einige Vereinfachungen vorgenommen, die zu Schwankungen im Ergebnis führen können.

Die erwartete orangene Doppellinie konnte nicht beobachtet werden. Mit [1] ergeben sich für die Literaturwerte der Wellenlängen der Doppellinien 576,96 nm und 579,07 nm. Diese liegen also ungefähr 2 nm auseinander. Da die Doppellinie nicht beobachtet werden konnte, kann also geschlossen werden, dass das Auflösungsvermögen des Gitterspektrometers auf jeden Fall über 2 nm liegt. Damit liegt die tatsächliche Auflösung wahrscheinlich zumindest leicht über der mit dem Rayleigh-Kriterium berechneten.

Andererseits konnten die verschiedenen Farben klar unterschieden werden. Der Unterschied zwischen den berechneten Wellenlängen der roten und grünen Spektrallinien liegt ungefähr bei 30 nm. Damit erhält man also eine obere Grenze des Auflösungsvermögens des Gitterspektrometers.

4.4 Fehlerquellen

Bei der Auswertung haben wir die Annahme getroffen, dass $\sin(\alpha) \approx \tan(\alpha)$ gilt. Diese Annahme ist jedoch bereits für sehr kleine Winkel nur eine Näherung und keine exakte Beziehung. Somit liefert und diese Annahme einen systematischen Fehler mit dem Faktor $1/\cos(\alpha)$, der für größere Winkel α wächst. Die exakte Berechnung mit $\sin(\alpha) = \sin(\arctan(d/L))$ anstatt $\sin(\alpha) = d/L$ hätte jedoch vor allem die Fehlerrechnung deutlich verkompliziert ohne das Ergebnis maßgeblich zu verändern.

Bei den Messungen selbst ist die angegebene Wellenlänge der Laser mit einem Fehler von $s_{\text{Laser}} = 10 \text{ nm}$ behaftet, was einem relativen Fehler von ungefähr 2% entspricht und in unsere Berechnung mit einfließt.

Eine weitere Fehlerquelle war die Positionsmessung der Maxima auf dem Schirm. Zum einen lag das an der Tatsache, dass die Maxima eine Dicke im mm-Bereich hatten, und zum anderen weil die Skala ungenau war. Zudem war es für die Augen besonders anstrengend in das lila Licht zu schauen. Ein leicht schräg eingesetztes Gitter bewirkte direkt ein schräges Interferenzbild auf dem Schirm, was das Ablesen zusätzlich erschwerte.

Die Positionen der Instrumente auf der optischen Schiene waren nicht genau messbar. So war beispielsweise unklar, wo genau sich die Mitte bei den Linsen befand weshalb ein verhältnismäßig großer geschätzter Messfehler die Konsequenz war. Zudem war die Skala bei der optischen Schiene ungenau und etwas entfernt von der Linsen und man musste für möglichst genaue Messung vertikal von oben messen.

Eine weitere Fehlerquelle war das nicht perfekt parallele Licht der Laser. Zudem ist davon auszugehen, dass die optische Achse nicht perfekt gerade ist. Deshalb war unsere Mutmaßung, dass sich das System geometrisch so einfach wie von uns angenommen verhält nicht ganz korrekt. Hinzu kommt die Tatsache, dass der gut ein Meter breite Schirm vermutlich nicht perfekt im rechten Winkel zur optischen Achse positioniert war.

Für ein genaues Ablesen der Maxima war es nötig, möglichst wenig Fremdlicht in den Raum zu lassen. Dann war es aber unmöglich die Skala zu lesen. Es musste daher ein Mittelweg gegangen werden bei dem auf beiden Seiten Fehler aufkamen.

Im zweiten Teil bei der Spektralzerlegung fällt das Problem mit dem notwendigen parallelen Licht noch mehr ins Gewicht. Das mit den beiden Linsen und dem justierbaren Einfachspalt näherungsweise parallel gemachte Licht der Lampe ist nicht perfekt parallel zu bekommen. Außerdem nahm die Intensität der Maxima auf dem Schirm mit zunehmender Ordnung extrem schnell ab, so dass lediglich ein Maximum je Spektrallinie erkennbar war. Somit konnte keine lineare Regression durchgeführt werden, was das Ergebnis deutlich präzisiert hätte. Zusätzlich fällt der Ablesefehler an der Maßskala am Schirm bei der ersten Ordnung höher in Gewicht, da aufgrund des geringeren Abstands zum nullten Maximum der relative Fehler höher ist als bei höheren Ordnungen. Somit sind die Einzelmessungen noch ungenauer als wenn sie bei höheren Ordnungen hätten durchgeführt werden können.

4.5 Verbesserungsmöglichkeiten

Zunächst einmal könnte man anstatt der Näherung $\sin(\alpha) \approx \tan(\alpha)$ den exakten Zusammenhang verwenden können. Zudem wäre es für exaktere Ergebnisse elementar gewesen, die Position der Maxima genauer bestimmen zu können. Dafür wäre eine Skala nötig gewesen, die genauer als auf einen Millimeter messen kann. Eine andere Alternative zur genaueren Bestimmung der Maxima wäre es gewesen, ein optisches Gitter mit einer geringeren Gitterkonstante zu verwenden. Dies hätte den Vorteil, dass zum einen die Maxima schärfer aufgelöst und somit besser bestimmt werden könnten. Zusätzlich wären die Maxima noch weiter voneinander entfernt gewesen, weshalb die Ablesefehler an der Skala nicht so stark ins Gewicht fallen würden. Um ein solches Gitter verwenden zu können wäre jedoch ein breiterer Schirm nötig gewesen. In unserem Fall waren bei Gittern mit geringeren Gitterkonstanten sämtliche Maxima höherer Ordnungen bereits außerhalb des Schirms.

Außerdem wäre es gut gewesen, wenn die Maßskala so platziert worden wäre, dass die Intensitätsmaxima genau auf die Skala fallen. Dadurch hätten wir die Tür schließen können und bei nahezu kompletter Dunkelheit die Maxima ablesen können. Dadurch wäre die Unsicherheit der exakten Position des Intensitätsmaximums zurückgegangen.

Um die Genauigkeiten der Abstände auf der optischen Schiene zu erhöhen könnte man Bauteile verwenden, die eine Markierung an der Führung auf der optischen Schiene haben, wo genau das relevante optische Objekt sich befindet. So hätte die Ungenauigkeit der Schätzung der Mitte der Linsen oder der Schirmebene eliminiert werden können.

Für eine noch exaktere Bestimmung der Gitterkonstante hätte man bessere und mehr Laser verwenden können. Zum einen sind die Fehler von 10 nm bei der Wellenlänge relativ groß und zum anderen senden auch sie kein exakt paralleles Licht aus. Wenn wir mehr Laser zur Verfügung gehabt hätten hätten wir außerdem mehr Messwerte aufnehmen können, was unsere lineare Regression noch genauer gemacht hätte.

Um die Wellenlänge der Spektrallinien der Gasentladungslampe besser bestimmen zu können wäre insbesondere eine hellere Lampe notwendig gewesen. Dadurch hätten mehr Maxima bestimmt und somit die Wellenlängen mit geringeren Unsicherheiten berechnet werden können.

Durch eine genauere Positionierung der Linsen wäre es möglich gewesen den Lichtstrahl aus der Gasentladungslampe parallel zu bündeln. Eine Möglichkeit wäre die millimetergenaue Ausrichtung der Linsen über ein Feingewinde. Bei uns wurde die Parallelität des Strahls mit einem weißen Papier, das in einem Abstand von 0 - 0,7 m verschoben wurde, kontrolliert. Um zu wissen an welcher Position der Lichtstrahl wie parallel ist, könnte das Papier durch ein Millimeterpapier ersetzt werden, das in einem Intervall von einigen Metern verschoben wird. Der für das Experiment notwendige Schirm ist zu dem Zeitpunkt noch nicht auf der optischen Schiene montiert. Erst nachdem die Linsen optimal ausgerichtet wurden wird der Schirm montiert und das Experiment gestartet.

A Anhang

A.1 Abbildungen

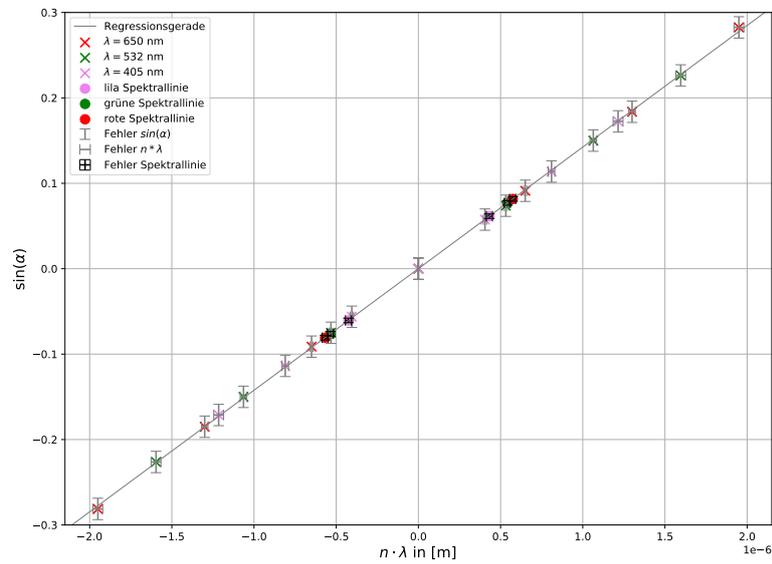


Abbildung 9: Auftragung von $\sin(\alpha)$ gegen $n\lambda$ aus dem ersten Versuchsteil wie in Abb. 4 zusammen mit den für die einzelnen Spektrallinien der Gasentladungslampe erhaltenen gemittelten Werte. Um die Übersicht zu verbessern und die Position der Messwerte der Gasentladungslampe zu verdeutlichen wurden hier die Fehlergeraden nicht mit eingezeichnet. Die Abbildung ohne Fehlerbalken ist in Abb. 8.

A.2 Rohdaten

V76 7.8.21

Position Linse: $60,0 \pm 0,1$ cm Position Schirm: $140,0 \pm 0,2$ cm Gitterkonstante 140 pps/mm

Position Linse	Linse nach	Ordnung	und Wellenlänge	n=0	n=1	n=2	n=3	
$532 \text{ nm} \pm 0,1 \text{ nm}$	$0,00 \pm 0,10$ cm	5,90	$600 \pm 0,10$ cm	$12,00 \pm 0,10$ cm	$13,10 \pm 0,10$ cm			nach rechts
				$6,00 \pm 0,10$ cm	$12,00 \pm 0,10$ cm	$13,10 \pm 0,10$ cm		nach links
$405 \text{ nm} \pm 0,1 \text{ nm}$	$0,00 \pm 0,10$ cm	4,60	$4,60 \pm 0,10$ cm	$9,10 \pm 0,10$ cm	$13,90 \pm 0,10$ cm			nach rechts
				$4,50 \pm 0,10$ cm	8,10 $8,10 \pm 0,10$ cm	$13,70 \pm 0,10$ cm		nach links
650 ± 10 nm	$0,00 \pm 0,10$ cm	7,30	$7,30 \pm 0,10$ cm	$14,70 \pm 0,10$ cm	$22,60 \pm 0,10$ cm			nach rechts
				$7,30 \pm 0,10$ cm	$14,80 \pm 0,10$ cm	$22,50 \pm 0,10$ cm		nach links

Aufbau	Position:	dicke Lisse (f=50mm)	Spalt	dicke Lisse (f=100mm)	Gitter	Lisse 3 (f=200mm)	Schirm
		$10,5 \pm 0,3$ cm	$2,30 \pm 0,5$ cm	$3,3,5 \pm 0,5$ cm	$83,5 \pm 0,3$ cm	$85,5 \pm 0,5$ cm	$140,0 \pm 0,2$ cm
					rechts	links	
	n=0			lila:	$4,15 \pm 0,10$ cm	$2,80 \pm 0,10$ cm	
	$0,30 \pm 0,10$ cm		n=1:	grün:	$5,00 \pm 0,10$ cm	$3,35 \pm 0,10$ cm	
				rot:	$5,25 \pm 0,10$ cm	$3,60 \pm 0,10$ cm	

5,4 cm
 Gitterhöhe: ~~5,4 cm~~ rote Linie: 5,7 cm Linien sind ca. 1mm breit, ca 1mm Spalt dazwischen
 FWHM ca 1mm
 Ausbreitung des Gitters: $2,0 \pm 0,5$ mm

Tutor: Mehdi A. Belhaj

Literatur

- [1] Keivin Burns, Kenneth B. Adams und Jean Longwell. „Interference Measurements in the Spectra of Neon and Natural Mercury“. In: *Journal of the Optical Society of America* 40.6 (Juni 1950), S. 339–344. DOI: [10.1364/JOSA.40.000339](https://doi.org/10.1364/JOSA.40.000339).