

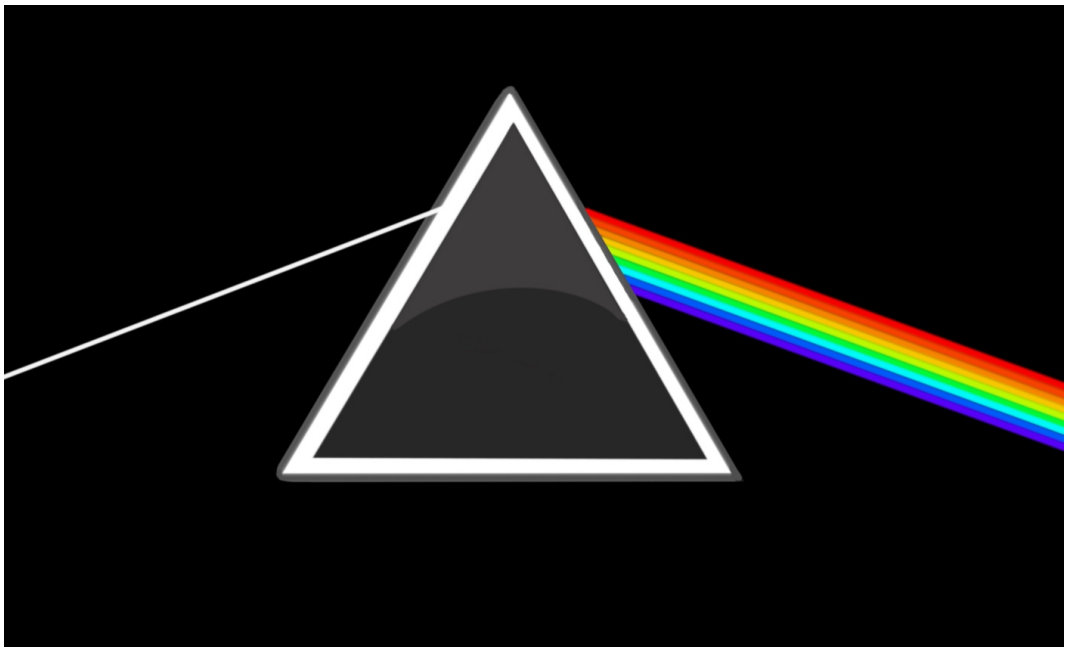
Versuch: Spektrometer

Gruppe: 16

Marius Kaiser, Felix Mateo Brunnabend

12. März 2021

Physikalisches Praktikum
im Sommersemester 2019
Versuch durchgeführt am 12. April 2019



Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	5
2	Fragen zur Vorbereitung	6
2.1	Elektromagnetisches Spektrum	6
2.2	Spektrallinien	7
2.3	Quecksilberdampflampe	7
2.4	Vorbetrachtung Versuchsaufbau	10
2.5	Auflösungsvermögen Monochromator	10
2.6	Faltung zweier Rechteckfunktionen	11
3	Versuchsaufbau	13
4	Versuchsdurchführung	14
5	Auswertung	15
5.1	Messungen mit der Quecksilberdampflampe	15
5.1.1	Diskussion des Spektrums	15
5.1.2	Vergleich mit Literaturwerten	16
5.1.3	Auflösungsvermögen des Spektrometers	18
5.1.4	Linienbreiten	20
5.1.5	Vergleich der grünen Hg-Linie bei verschiedenen Ein- und Ausgangsspalten	22
5.2	Transmissionsspektren verschiedener Filtergläser	23
6	Zusammenfassung und Fazit	30

1 Motivation

Mithilfe eines Spektrometers lässt sich die Intensität elektromagnetischer Wellen als Funktion der Wellenlänge, Frequenz oder Energie messen und darstellen. Für das sichtbare Licht sind das Prisma oder das Gitter anschauliche Versuche, dessen Wellenlängen man mit Berechnungen der Richtungsablenkung im Prisma oder Beugung am Gitter untersuchen kann. (vgl. Versuch Beu)

In diesem Versuch wollen wir die Funktionsweise und Leistungsfähigkeit eines Gitterspektrometers näher kennenlernen, indem wir die Transmissionseigenschaften verschiedener Filtergläser bestimmen und Messungen der Emissionslinien einer Quecksilberdampflampe durchführen.

Dabei eignen wir uns verschiedene Methoden zur Bestimmung des Auflösungsvermögens des Spektrometers an.

2 Fragen zur Vorbereitung

2.1 Elektromagnetisches Spektrum

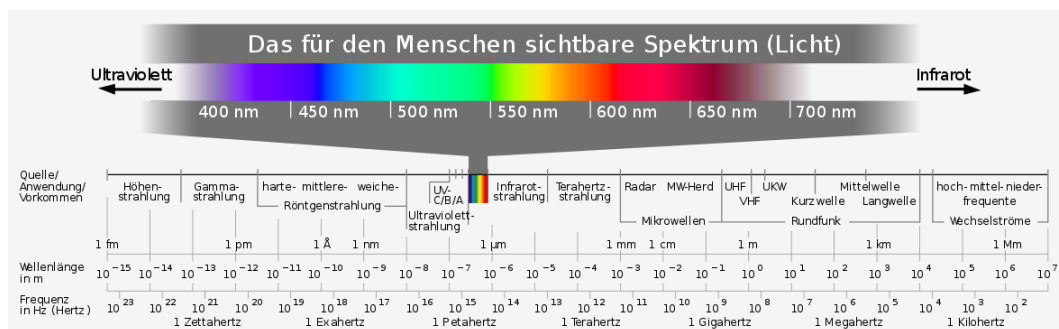


Abbildung 2.1: Elektromagnetisches Spektrum¹

Frequenz	Erzeugung	Nachweis
$(10^1 - 10^6) s^{-1}$ $(10^7 - 10^{11}) s^{-1}$	Generatoren, El. Schwingkreise Transistoren, Elektronenröhren abgest. Schaltkreise	Wechselstromkreise Bandpass
$(10^{12} - 10^{14}) s^{-1}$	Atom/Molekülschwingungen Elektronenübergang in äußere Hülle	Fotoplatten Fotzellen
$(10^{14} - 10^{15}) s^{-1}$	Elektronenübergang in innere Hülle	Auge, Fotoplatte
$(10^{16} - 10^{22}) s^{-1}$	Elektronenübergänge in innere Hülle	Fotoplatten, Fotzellen, Ionisation
$(10^{23} - 10^{23}) s^{-1}$	Kernschwingung	Fotoplatte, Ionisation

Tabelle 2.1: Werte aus Abbildung: 2.1

¹https://de.wikipedia.org/wiki/Elektromagnetisches_Spektrum

2.2 Spektrallinien

Unter **Spektrallinien** verstehen wir diskrete (also klar zu trennende) elektromagnetische Wellenbereiche, welche durch Emission oder Absorption von Atomen durch Licht bestimmter Frequenzen entstehen. Dabei entstehen die Spektrallinien des Absorptionsspektrums, indem ein Material mit Wellen eines breiten Frequenzspektrums durchstrahlt wird. Dabei werden die Atome nur von einer ganz bestimmten Frequenz angeregt, sodass die angeregten Elektronen auf ein stabiles Orbital springen und nicht auf das ursprüngliche zurückfallen. Diese treten dann z.B. im sichtbaren Spektrum als schwarze Linien auf, fehlen also in diesem Spektrum. Diese schwarzen Linien sind die Spektrallinien des Absorptionsspektrum.

Umgekehrt gibt es die Emmission, dessen Spektrallinien aus dem Komplement (also dem Gegensatz, oder Analogon) des Absorptionsspektrums gebildet werden. Also der Frequenzen, bei denen die angeregten Elektronen auf ihr ursprüngliches Orbital zurückfallen (nicht zwangsläufig sofort oder direkt).

Dabei werden elektromagnetische Wellen der Frequenz der abzugebenen diskreten Energie (gemäß $E = hf$) emittiert und bilden das Emissionsspektrum. (diskret, da Orbitale diskrete Energieniveaus der Elektronen sind)

Solche Spektrallinien haben immer eine gewisse endliche Breite, welche sich ,wie folglich erklärt, gemäß der Heisenberg'schen Unschärferelation für Energie und Zeit erklären lässt.

Da angeregte Zustände (also Elektronen auf einem höheren Orbital als ursprünglich) eine endliche, statistisch verteilte Lebensdauer besitzen und die Energieniveaus im klassischen Modell unscharf sind, ist dieser Zustand gemäß $\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$ unscharf. Somit ist auch die Energie der emittierten el. Welle beim Rückfall des Elektrons unscharf.

Damit lassen sich also auch keine exakten Wellenlängen ermitteln, sondern nur unscharfe, aber endliche Breiten dieser Spektrallinien.

Diese werden als **natürliche Linienbreite** bezeichnet.

2.3 Quecksilberdampf Lampe

Die Quecksilberdampf Lampe ist eine mit Quecksilber gefüllte Gasentladungslampe, die wegen des geringen Dampfdruckes in den meisten Fällen noch mit etwas Edelgas gefüllt wird, um die Zündung zu erleichtern.

Grundlegendes Prinzip:

Innerhalb einer Quecksilberlampe befindet sich ein Entladungsrohr aus Quarzglas, welches mit dem Quecksilber gefüllt ist. Im Innern dieses Entladungsrohres befinden sich jeweils an den Seiten eine Elektrode, wobei eine am Pluspol angeschlossen (Anode) und die andere am Minuspol angeschlossen (Kathode) ist. Wird eine ausreichend große Spannung (bauartspezifisch) angelegt, kommt es zur Gasentladung, also dem

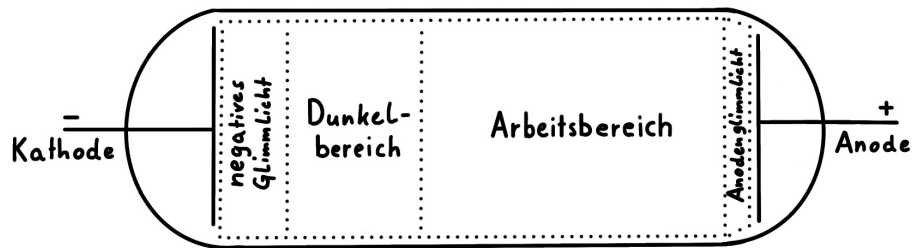


Abbildung 2.2: Aufbau Hg-Entladungsrohr

Elektronenübertritt zwischen den Hg-Atomen, die durch die hohen Spannungen polarisiert bzw. ionisiert werden. Betrachtet man dann ein freies Elektron in diesem System, wird dieses durch das E-Feld zwischen den Elektroden beschleunigt. Trifft es dann auf ein Hg-Atom, so wird kinetische Energie übertragen, sodass sich das Atom in einem angeregten Zustand befindet. Dieses Atom emittiert dann wie in Kapitel 2.2 erklärt el. Wellen, bzw. Licht. Durch die Ionisierung eines Hg-Atoms werden dann freie Elektronen wieder beschleunigt und von anderen ionisierten Atomen aufgenommen, wobei dieses Elektronen eine höhere kinetische Energie besitzt und somit wieder auf ein niedrigeres Orbital abfällt und Licht emittiert. Damit entsteht ein Stromfluss zwischen den Elektroden, auch Gasentladung genannt, wobei das Emissionsspektrum der darin befindlichen Atome ausgesendet wird. In unserem Fall überwiegend Quecksilber und ein wenig Edelgas (falls vorhanden). Diese Gasentladung hat verschiedene Charakteristika. Dabei tritt in der Nähe der Kathode das sog. negative Glimmlicht, an der Anode das Anodenglimmlicht und von ungefähr der Mitte bis zur Anode die positive Säule (der Arbeitsbereich) und ein Dunkelbereich auf. Da Quecksilber hohe Temperaturen zum verdampfen benötigt, wird meist ein Edelgas wie Argon hinzugemischt, um das Entladungsrohr schneller zu erhitzen, und sogenannte Zündelektroden verbaut, um das Quecksilber besser zu ionisieren. Eine moderne Quecksilberdampflampe benötigt ca. 5 min, um ein angenehmes, helles Licht zu erzeugen, hat dafür aber eine lange Lebensdauer.

Die 7 hellsten Spektrallinien von Quecksilber im Bereich 300 nm bis 900 nm ent-

2.3 Quecksilberdampf Lampe

nehmen wir aus "CRC Handbook of Chemistry and Physics 85th Edition"²:

$$\lambda_1 = 365,02 \text{ nm UV (i-Linie)}$$

$$\lambda_2 = 404,66 \text{ nm violett (h-Linie)}$$

$$\lambda_3 = 435,83 \text{ nm blau (g-Linie)}$$

$$\lambda_4 = 546,07 \text{ nm grün (e-Linie)}$$

$$\lambda_5 = 576,96 \text{ nm orange}$$

$$\lambda_6 = 579,07 \text{ nm orange}$$

$$\lambda_7 = 614,95 \text{ nm orange}$$

²Seite **10-43**

2.4 Vorbetrachtung Versuchsaufbau

Zwischen Hohlspiegel und Spalt, sowie zwischen Sammellinse und Eintrittsspalt müssen in etwa die doppelten Abstände der jeweiligen Brennweiten vorliegen, um den Eintrittsspalt und dadurch letztlich das Gitter vollständig ausläuchten zu können.

2.5 Auflösungsvermögen Monochromator

Für das Auflösungsvermögen des Monochromators gilt:

$$\Delta\lambda_M = ((\Delta\lambda_S)^2 + (\Delta\lambda_G)^2)^{\frac{1}{2}}$$

wobei gilt

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_S &= ((\Delta\lambda_e)^2 + (\Delta\lambda_a)^2)^{\frac{1}{2}} \\ \Delta\lambda_a &= \frac{b}{f} s_a \\ \Delta\lambda_e &= \frac{b}{f} s_e \\ \Delta\lambda_G &= \frac{\lambda}{kN} \\ \Rightarrow \Delta\lambda_M &= \left(\frac{b^2}{f^2} \cdot (s_e^2 + s_a^2) + \frac{\lambda^2}{k^2 N^2} \right)^{\frac{1}{2}}\end{aligned}$$

mit

Gitterkonstante:	b	$= \frac{1\text{mm}}{1200} = 833 \text{ nm}$
Hohlspiegelbrennweite:	f	$= 250 \text{ mm}$
Eintrittsspaltbreite:	s_e	$= 20 \mu\text{m}$
Austrittsspaltbreite:	s_a	$= 20 \mu\text{m}$
Wellenlänge:	λ	$= 546 \text{ nm}$
Beugungsordnung:	k	$= 1$
Anzahl der beleuchteten Gitterlinien:	N	$= 1200 \frac{1}{\text{mm}} \cdot 58 \text{ mm} = 69600$

Setzt man die Werte ein, so erhält man:

$$\Delta\lambda_M = 94,2 \text{ pm}$$

und damit das spektrale Auflösungsvermögen von:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda_M} = 5796,2$$

Der Beitrag der Gitterauflösung beträgt weniger als 0,1% und trägt somit nicht signifikant zum Auflösungsvermögen des Monochromators bei.

2.6 Faltung zweier Rechteckfunktionen

Die Faltung gibt an wie sich zwei Funktionen bedingen (also unter welchen Bedingungen das Licht durch den Monochromator kommt) und es gilt:

$$(f * g)(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) g(\tau - x) dx$$

Eine Rechtecksfunktion wird wie folgt beschrieben:

$$R_{\Delta}(x) = \Theta(-x + \Delta) \Theta(x + \Delta)$$

Falten wir nun die Funktionen $R_{\Delta}(x)$ und $R_{\delta}(x)$, so erhalten wir das Integral:

$$(R_{\Delta} * R_{\delta})(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \Theta(-x + \Delta) \Theta(x + \Delta) \Theta(\tau + x - \delta) \Theta(\tau - x - \delta) dx \quad (2.1)$$

Nun müssten wir eine Fallunterscheidung zum Lösen des Integrals machen, aber eine graphische Auswertung ist in diesem Fall eine elegantere und anschaulichere Alternative. (Abbildung 2.3)

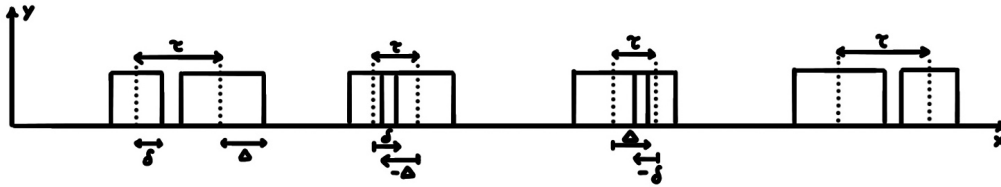


Abbildung 2.3: Graphische Darstellung der Faltung (2.1)

Der darin markierte Flächeninhalt verhält sich folgendermaßen:

$$\begin{array}{ll} \tau < -(\delta + \Delta) & \rightarrow 0 \\ -(\delta + \Delta) < \tau < \delta - \Delta & \rightarrow \text{Steigung } +1 \\ -(-\delta + \Delta) < \tau < -\delta + \Delta & \rightarrow 1 \cdot 2\delta \\ -\delta + \Delta < \tau < \delta + \Delta & \rightarrow \text{Steigung } -1 \\ \tau > \delta + \Delta & \rightarrow 0 \end{array}$$

Die Faltung ergibt also eine nach oben hin zusammenführende Trapezfunktion mit Plateau in der Mitte (Abb. 2.4). Sind beide Spalte gleich groß ($\delta = \Delta$) so gibt es kein oberes Plateau und man erhält eine Dreiecksfunktion mit optimaler Intensitätsverteilung am Ausgang, bei der das größtmögliche und schärfste Signal bekommt.

Die Höhe ist mit 2δ durch den schmaleren der beiden Spalte und die Breite durch die Summe der beiden Breiten ($2\Delta + 2\delta$) festgelegt. So ist es also nur sinnvoll die Höhen $\Delta = \delta$ zu wählen, um die Breite zu minimieren.

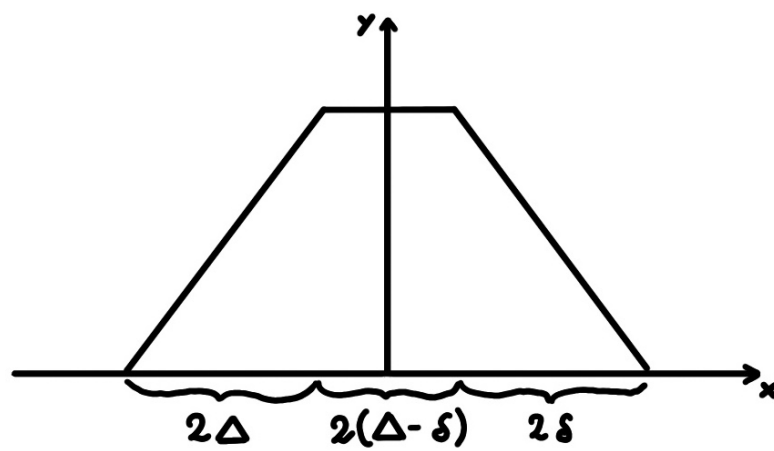


Abbildung 2.4: Trapezfunktion der Faltung

3 Versuchsaufbau

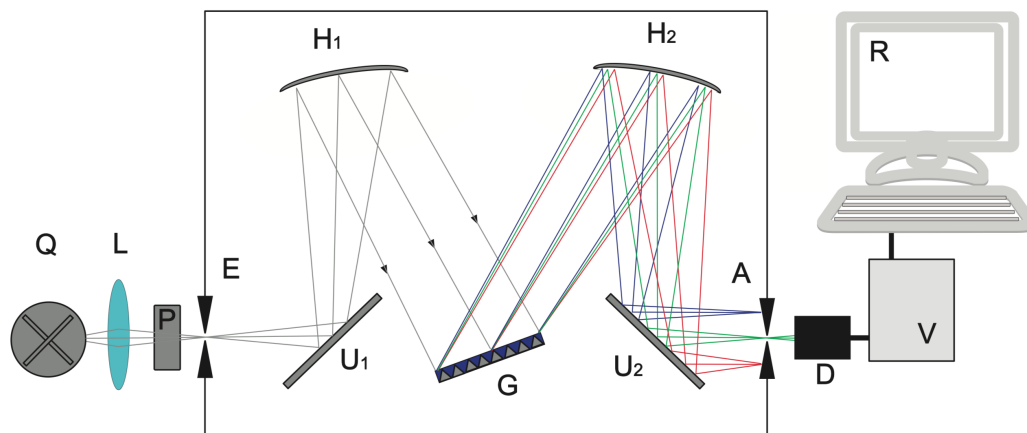


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus. Q: Lichtquelle, L: Sammellinse, P: Probe, E: Eintrittsspalt, U1: Umlenkspiegel, H1: Hohlspiegel, G: Gitter, H2: Hohlspiegel, U2: Umlenkspiegel, A: Austrittsspalt, D: Detektor, V: Verstärker, R: Rechner.¹

Für eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus, siehe Skript Seite 3.

¹Quelle: Vorbereitungsskript Spektrometer 2019

4 Versuchsdurchführung

Siehe Anhang.

5 Auswertung

5.1 Messungen mit der Quecksilberdampfampe

5.1.1 Diskussion des Spektrums

Das Spektrum der Halogenlampe zur Justage und zum Austesten der Funktionen des Spektrometers sieht man in der Abbildung 5.7. Darin sieht ein schönes kontinuierliches Spektrum im Wellenlängenbereich von 3700 bis 9000 Å. Dementsprechend wird annähernd das gesamte Spektrum des sichtbaren Lichtes emittiert.

Auf den Abbildungen zu Quecksilberdampfampe sieht man, dass nicht alle Wellenlängen vorhanden sind, sondern einzelne Peaks bei bestimmten Wellenlängen das eher gelbliche Licht erzeugen (im Vgl. zur Halogenlampe). Dies ist auch der auffälligste Unterschied zu dem Spektrum der Halogenlampe, welche das besagte kontinuierliche Spektrum hat. Sehr auffällig sind die hohen Peaks bei 5400 Å und 5800 Å. Peaks mit geringeren Intensitäten sind aber über das gesamte Spektrum verteilt.

Die Literaturwerte wurden aus dem CRC¹ entnommen.

Auf der Graphik (Abbildung 5.1) sind beide Messungen, also mit und ohne Filter, eingezeichnet. Daher kann man sehr gut erkennen, welche der Peaks von höheren Beugungsordnungen kommen: 7280 Å, 3630 Å und 5110 Å.

¹ David R. Lide, ed., CRC Handbook of Chemistry and Physics, Internet Version 2005, 10-42 & 43

5 Auswertung

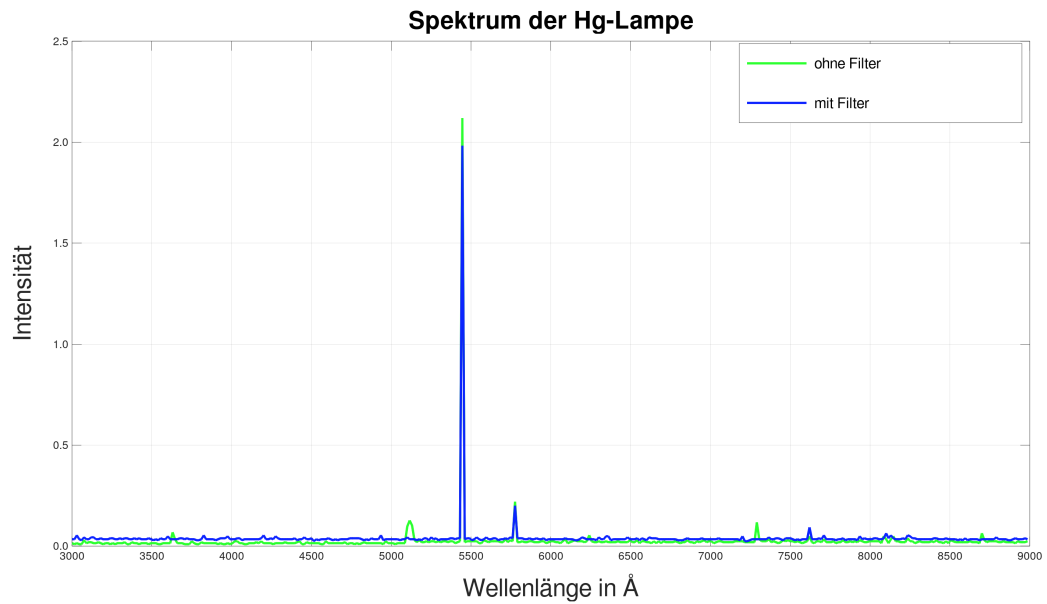


Abbildung 5.1: Vergleich der Spektren

5.1.2 Vergleich mit Literaturwerten

Maximum aus dem Graphen abgeschätzt in Å	Literaturwert in Å
3030	3022
3646	3650
3659	3663
3825	3806
4217	4205
4935	4916
5453	5461
5763	5770
5783	5791
7323	7346
7729	7728
7950	7945

Tabelle 5.1: Vergleich der Linien mit Literaturwerten

Die Peaks, die in dem Graphen, aber nicht in der Literatur auftauchen, stammen vermutlich von einem Edelgas, welches in der Quecksilberlampe enthalten ist. Bei den restlichen Werten ergeben sich folgende Abweichungen (Tabelle 5.2). Die Literaturwerte werden als fehlerfrei angenommen.

Man erkennt, dass die meisten Messwerte große Fehler haben (Vgl. Abb. 5.2) und teilweise schwanken. Verantwortlich dafür ist eine zu große Schrittweite bei der

5.1 Messungen mit der Quecksilberdampfampe

Maximum Graph in Å	Literaturwert in Å	Differenz in Å	$u_{\lambda_{\text{gemessen}}}$ in Å
3030	3022	8	7.5
3646	3650	4	7.5
3659	3663	4	7.5
3825	3806	19	7.5
4217	4205	12	7.5
4935	4916	19	7.5
5453	5461	8	1
5763	5770	7	1
5783	5791	8	1
7323	7328	23	7.5
7729	7728	1	7.5
7950	7945	5	7.5

Tabelle 5.2: Vergleich der Linien mit Differenzen und Fehlern

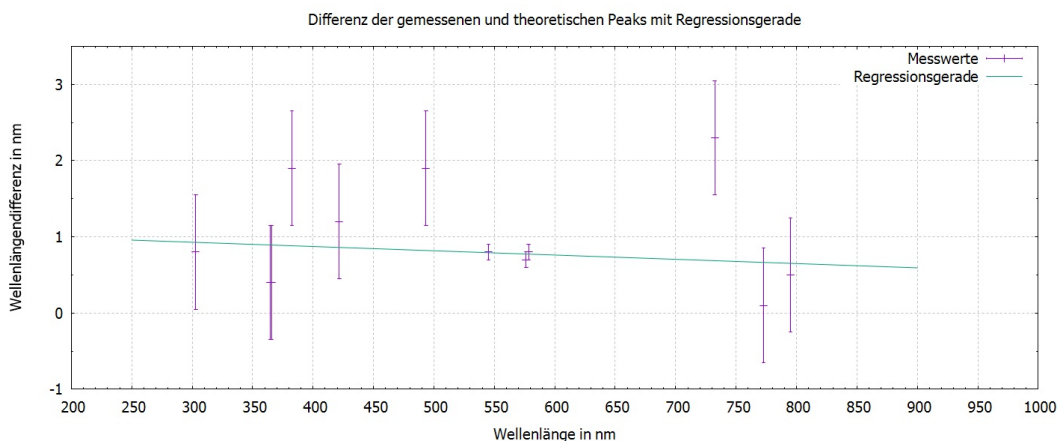


Abbildung 5.2: Differenz der gemessenen und theoretischen Werte mit Fehlerbalken und Regressionsgerade

Messung, sowie eine uneindeutige Zuordnung der Peaks zu den Literaturwerten. Diese Werte kommen wahrscheinlich von einem anderen Element im Gasgemisch (z.B. ein Edelgas in der Hg-Lampe). Das führt dann zu einer anderen Differenzen der eigentlichen Hg-Peaks.

Die Regressionsgerade der Form $f(x) = a \cdot x + b$, wurde nach dem roten Skript² berechnet. Die Parameter a & b ergeben:

²"Physikalisches Grundpraktikum" vom Januar 2018, Seite F-18

5 Auswertung

$$a = -0,00056 \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$$
$$b = 1,0972 \Delta\lambda$$

mit den Fehlern:

$$s_a = 0,0012325 \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$$
$$s_b = 6,9740 \Delta\lambda$$

Die Fehler der Parameter der Linearen Regression passen somit zu den Unsicherheiten der Messergebnisse.

5.1.3 Auflösungsvermögen des Spektrometers

Um das Auflösungsvermögen des Spektrometers zu bestimmen, wurde die gelbe Hg-Doppellinie (577 nm & 579 nm) mit unterschiedlichen Spaltbreiten gemessen. Die Verstärkung wird in der Abbildung 5.3 im Vorraus mit eingerechnet.

Bei 600 μm sind die beiden Peaks nicht mehr zu unterscheiden. Bei 400 μm sind beide noch sehr gut zu unterscheiden. Die Spaltbreite, bei der beide Linien gerade noch zu trennen sind schätzen wir daher auf 500 μm ab, können aber nur mit unseren Werten von 400 μm weiterrechnen.

Wie in der Frage zur Vorbereitung 2.5 wird nun das Auflösungsvermögen berechnet. Dabei wird $\Delta\lambda_G$ wie dort beschrieben vernachlässigt.

$$\Delta\lambda_M = \Delta\lambda_S = \sqrt{\frac{b^2}{f^2}(s_e^2 + s_a^2)} \quad |\text{Für Gaußprofil} \quad (5.1)$$

Rechteckprofil angenommen und $s_e = s_a$:

$$\Delta\lambda_M = \frac{b}{f} \cdot s \quad (5.2)$$

$$= \frac{\frac{1}{1200} \text{ mm} \cdot 0,5 \text{ mm}}{250 \text{ mm}} = 13,33 \text{ Å} \quad (5.3)$$

Für die erste Linie ergibt sich somit ($\lambda = 576.9 \text{ nm}$) ein Auflösungsvermögen von:

$$A_{S1} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_S} = 432,30 \quad (5.4)$$

$$(5.5)$$

Das Auflösungsvermögen zur Trennung der beiden Peaks, errechnet sich aus dem

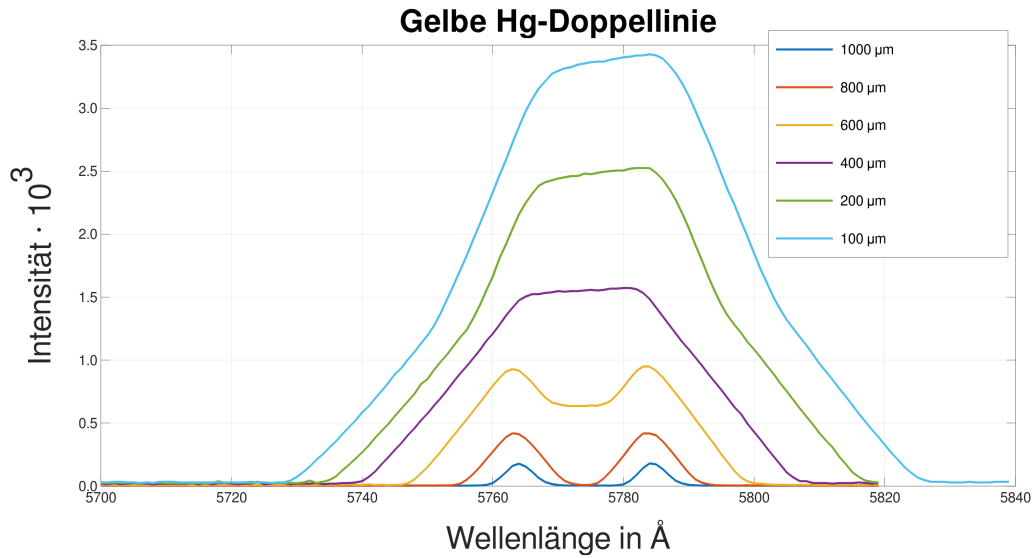


Abbildung 5.3: Vergleich der gelben Doppellinie bei verschiedenen Spaltbreiten

Graphen wie folgt:

$$\lambda_1 = 576,4 \text{ nm} \quad \lambda_2 = 578,4 \text{ nm} \quad (5.6)$$

$$\Delta\lambda = 2,0 \text{ nm} \quad (5.7)$$

$$A_{S2} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_S} = 288,45 \quad (5.8)$$

Die theoretische Spaltbreite s_{theo} errechnet sich folgendermaßen:

$$s_{\text{theo}} = \frac{\Delta\lambda \cdot f}{b} \quad (5.9)$$

mit $\Delta\lambda = 20 \text{ nm}$:

$$s_{\text{theo}} = \frac{2 \text{ nm} \cdot 250 \text{ mm}}{833 \text{ mm}} = 600 \mu\text{m} \quad (5.10)$$

Beide Auflösungsvermögen sind in der selben Größenordnung. Die Spaltbreite betrug $400 \mu\text{m}$, ist also um $200 \mu\text{m}$ kleiner als der theoretisch ermittelte Wert. Der Unterschied kommt zum Teil daher, dass wir nicht genau mit der Spaltbreite gemessen haben, bei der die beiden Peaks gerade noch zu trennen waren (unserer Abschätzung nach $500 \mu\text{m}$), sondern einen kleineren. Bei unserer Messung mit der Spaltbreite $s = 600 \mu\text{m}$ sind die beiden Peaks nicht mehr zu trennen, in sofern stimmt die theoretische Vorhersage nicht genau mit dem Experiment überein.

5.1.4 Linienbreiten

Um die verschiedenen Spaltbreiten Vergleichen zu können, haben wir für alle Werte die Verstärkung herausgerechnet, wodurch sich die Abbildung 5.4 ergibt.

In der Grafik ist sofort ersichtlich, dass mit zunehmender Spaltbreite die Breite der Kurve zunimmt. Um die Spaltbreite genau zu bestimmen, messen wir auf halber Höhe des Maximums und nicht auf der Nulllinie, die meist nicht so klar zu erkennen ist.

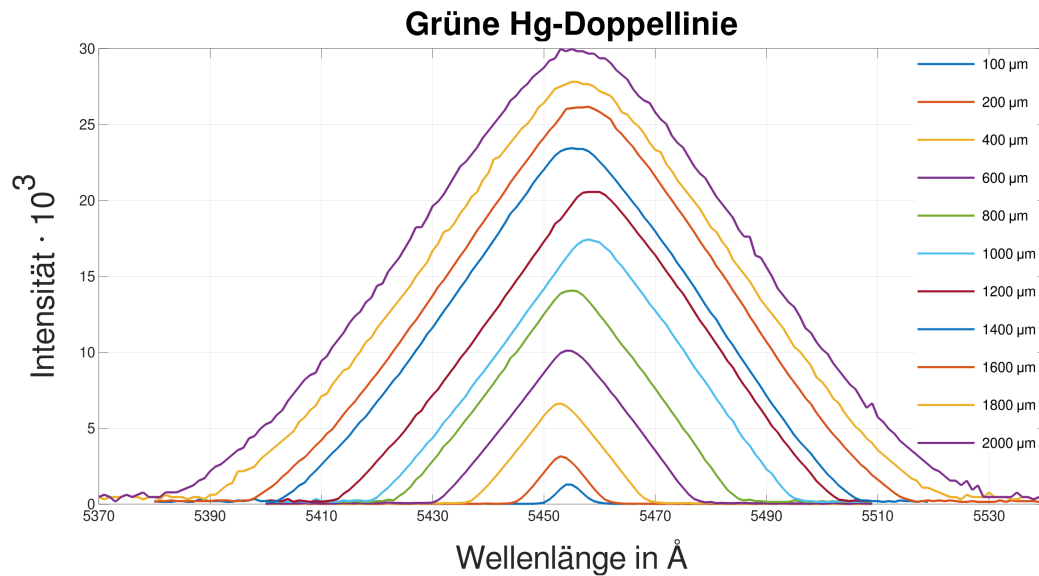


Abbildung 5.4: Vergleich der Linienbreiten bei verschiedenen Spaltbreiten

Die Fehler in der Tabelle 5.3 errechnen sich nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz. Die Werte für die Linienbreite wurden graphisch ausgewertet und haben einen Fehler von $0,5 \text{ Å}$, was einer halben Schrittweite entspricht. Der Graph (5.5) zeigt die Messwerte, aus Tabelle 5.3, sowie die theoretischen Werte für eine Rechteck- und Gaussfunktion, wie sie im Skript angegeben sind. Dabei haben wir die Fehler der Spaltbreiten weggelassen, da sie äußerst klein sind und sowieso im Graphen kaum auffallen würden.

Die beiden Werte der Gaussfunktion im Bereich $100\text{-}200 \mu\text{m}$ stimmen ziemlich gut mit den gemessenen Werten überein. Die theoretischen Werte der Rechtecksfunktion wurden um die Differenz beider Funktionswerte bei $200 \mu\text{m}$ nach oben verschoben, um die Stetigkeitsbedingung zu erfüllen. Die Werte dieser Rechtecksfunktion stimmen nur anfangs und zum Ende relativ gut mit den gemessenen Werten überein. Das könnte einerseits daran liegen, dass ich den Übergang hier mit einem 'Knick' versehen habe und nicht eine abgerundete Funktion gesucht habe. Dann sollten die Werte zwischen 200 und $800 \mu\text{m}$ durch den im Skript beschriebenen stetigen Übergang genauer übereinstimmen. Andererseits würden dann aber die Werte zwischen 800

5.1 Messungen mit der Quecksilberdampfampe

Spaltbreite in μm	Startwert in \AA	Endwert in \AA	$\Delta\lambda$ in \AA	$u_{\Delta\lambda}$ in \AA
100	5452,0	5457,2	5,2	0,707
200	5448,9	5457,8	8,9	0,707
400	5444,6	5461,4	16,8	0,707
600	5442,5	5467,0	24,5	0,707
800	5439,2	5471,2	32,0	0,707
1000	5439,1	5477,7	38,6	0,707
1200	5436,5	5481,6	45,1	0,707
1400	5430,3	5481,8	51,5	0,707
1600	5428,8	5485,5	56,7	0,707
1800	5425,1	5488,2	63,1	0,707
2000	5421,6	5491,0	69,4	0,707

Tabelle 5.3: Linienbreiten in Abhängigkeiten der Spaltbreiten

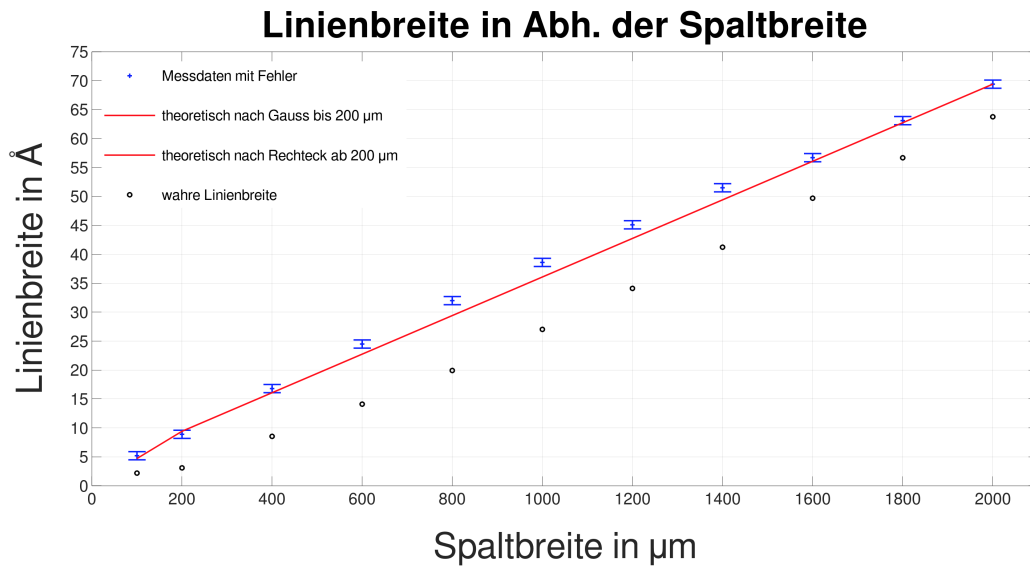


Abbildung 5.5: Abhängigkeit der Linienbreite von der Spaltbreite

und 1400 μm nicht unbedingt besser übereinstimmen. Es könnte aber auch sein, dass wir hier die Fehler der Linienbreiten etwas zu klein abgeschätzt haben.

Im Großen und Ganzen trifft aber der Verlauf unserer gemessenen Werte die Theorie ganz gut und stimmen insofern mit den Erwartungen überein. Die wahre Linienbreite ergibt sich nun aus der Umstellung der Formel (7) im Skript. Wobei wir mit $\Delta\lambda_M$ wie aus der Vorbereitung rechnen und wieder die Gauss- und Rechtecksfunktionen

verwenden.

$$(\Delta\lambda)^2 = (\Delta\lambda_M)^2 + (\Delta\lambda_L)^2$$

$$\Leftrightarrow \Delta\lambda_L = \sqrt{|(\Delta\lambda)^2 - (\Delta\lambda_M)^2|}$$

Somit ergeben sich die Werte der wahren Linienbreite in der Abbildung 5.5. Dabei fällt nun auf, dass diese allgemein tiefer liegt, sich aber für höhere Spaltbreiten doch wieder an die gemessenen Werte annähert. Auch ist auffällig, dass die Werte der wahren Linienbreite für Spaltbreiten gegen Null gegen einen größeren Wert als Null konvergieren zu scheinen. Das wäre nur logisch, da wir niemals eine Spaltbreite von Null erreichen, sodass wir dann dahinter etwas messen könnten. Dass nun der Verlauf der wahren Linienbreite sichtlich Tiefer liegt als die gemessenen Linienbreiten, wird nur aus der Formel ersichtlich und wird unter Umständen durch die Aufnahmemethode über die Diode erklärt. Dabei wird nämlich die Intensität über die Aufnahmeffläche der Diode aufgenommen.

5.1.5 Vergleich der grünen Hg-Linie bei verschiedenen Ein- und Ausgangsspalten

In dem Graphen 5.6 haben wir die Intensitäts gegen die Wellenlänge bei verschiedenen Ein- und Austrittsspalten aufgetragen. Der gelbe Graph (ES: 500 μm , AS: 2000 μm) wurde bei einer anderen Verstärkerstufe gemessen und ist in diesem Graphen mit dem Faktor $\sqrt{9}$ aufgetragen.

Die erste Messung (ES: 100 μm , AS: 200 μm) ist der innerste Graph, mit kleiner Intensität, da beide Spalten klein sind. Die Form entspricht einer Faltung zweier Gaußfunktionen. Die zweite (ES: 100 μm , AS: 500 μm) und dritte Messung (ES: 100 μm , AS: 1000 μm) haben eine etwas höhere Intensität und einen breiteren Verlauf (Da der Austrittsspalt größer ist.). Zusätzlich wird die Verteilung bei zunehmenden Austrittsspalt plateauformiger. Das das Plateau nicht ganz gerade ist liegt möglicherweise an dem Blaze Gitter oder anderen Effekten in dem Versuchsaufbau. Bei der vierten Messung (ES: 100 μm , AS: 2000 μm) kann man sehr gut die Faltung einer Rechteck- mit einer Gaußfunktion erkennen, wobei die fünfte Messung (ES: 500 μm , AS: 2000 μm), den Übergang der Eintrittsfunktion von Gauß zu Rechteck zeigt. Ebenso ist die Intensität deutlich höher und verläuft nur Aufgrund der Skalierung unter den anderen Graphen.

Bei der achten (ES: 2000 μm , AS: 100 μm), sechsten (ES: 1000 μm , AS: 100 μm) und siebten Messung (ES: 500 μm , AS: 100 μm) ist der umgekehrte Effekt dargestellt. Also unterschiedliche Eintrittsspalte bei gleichem Austrittsspalt.

Diese Kurven sind wieder die Faltung einer Rechteck- und einer Gaußfunktion. Auffällig ist das Ansteigen des „Plateaus“ an den Seiten, was wir wieder auf Effekte im Versuchsaufbau zurückführen, und die gleiche Intensität in der Kurvenmitte ($\approx 5455 \text{ \AA}$) im Vergleich zu der ersten Messung. Dies liegt an der Größe des Austrittsspalt.

5.2 Transmissionsspektren verschiedener Filtergläser

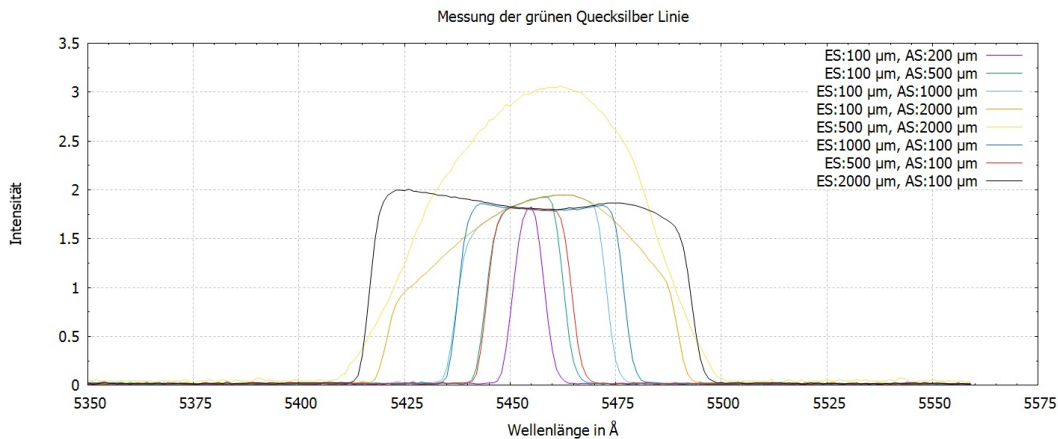


Abbildung 5.6: Messung der grünen Hg-Linie bei verschiedenen Spaltbreiten

5.2 Transmissionsspektren verschiedener Filtergläser

Im folgenden möchte ich das Transmissionsspektrum der Filtergläser auswerten und diskutieren. Dafür zeige ich vorerst die aufgenommenen Graphen der Filter so, dass man sie mit dem Halogenspektrum gut vergleichen kann. Es ergeben sich die Abbildungen 5.7 und 5.8.

Wie man in den Abbildungen schön sehen kann, sind annähernd alle aufgenommenen Intensitätswerte der Filter unterhalb des Halogenspektrums. Das muss auch so sein, da ich die Verstärkung nicht mehr verändert habe. Auch schön zu sehen ist, dass der orange Filter nur Wellenlängen größer als ca 5400 Å und der blaue Filter nur Wellenlängen im ungefähren Bereich von 3700-5000 Å transmittieren lässt. Das erklärt auch die charakteristischen Farben der Filter, da diese somit die Wellenlängenbereiche der Farbe rot/orange bzw. blau gut transmittieren lassen. Der gelbe Filter jedoch lässt sehr viele verschiedene Bereiche, aber besonders gut den roten Bereich des Halogenspektrums transmittieren, was in Kombination die gelbe Farbe verursachen wird. Nun möchte ich die Messwerte der einzelnen Filter durch die Messwerte des Halogenspektrums teilen, um das Transmissionsspektrum genauer hervorzuheben. Damit ich gutmöglichst die Messartefakte herausfiltern kann, schätze ich anhand der Abbildungen ab, in welchen Wellenlängenbereich der Halogenlampe ich rechne. Dafür setze ich nun alle Werte die einen Nenner kleiner als 0.1 haben auf Null. Das wird also besonders die Intensitäten des gelben und blauen Filters betreffen, da diese im Bereich $\lambda \in [3000, 3700]$ annähernd vollständig transmittieren. Da nun die Photodiode die Intensitätswerte über 250 μs mittelt, können auch kleine Peaks mit Filter entstehen, die größer als das Halogenspektrum sind (Messartefakte). Passiert soetwas, entstehen scheinbar große transmissionswerte in diesem Bereich, welche also mit der Nullsetzung unterdrückt werden sollen. Da nur in diesem Bereich auch das Halogenspektrum gegen Null geht, werden solche Artefakte im restlichen Aufnahmebereich nicht auftreten. Damit entstehen die Abbildungen 5.9 und 5.10.

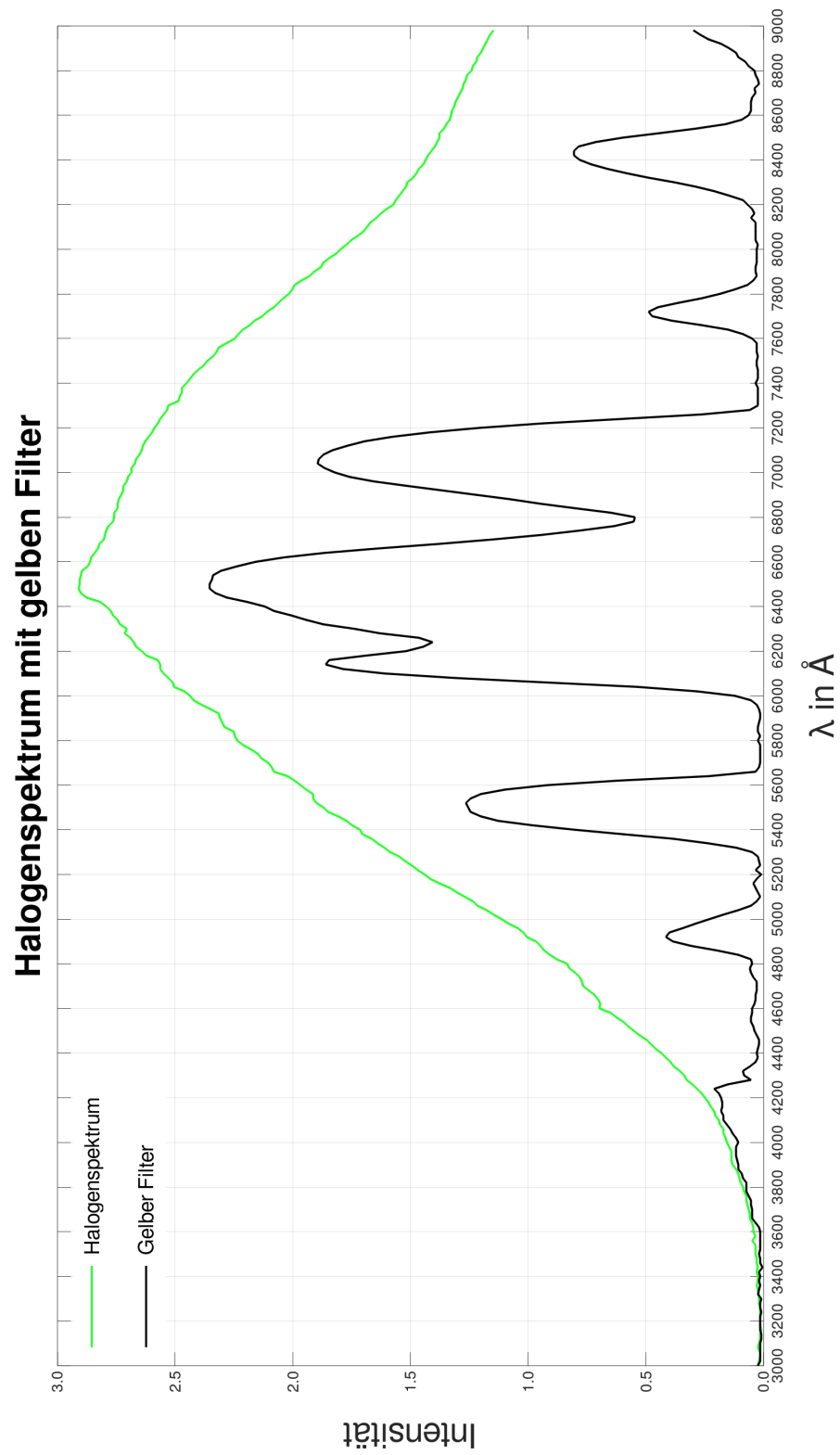


Abbildung 5.7: Halogenspektrum mit Gelben Filter

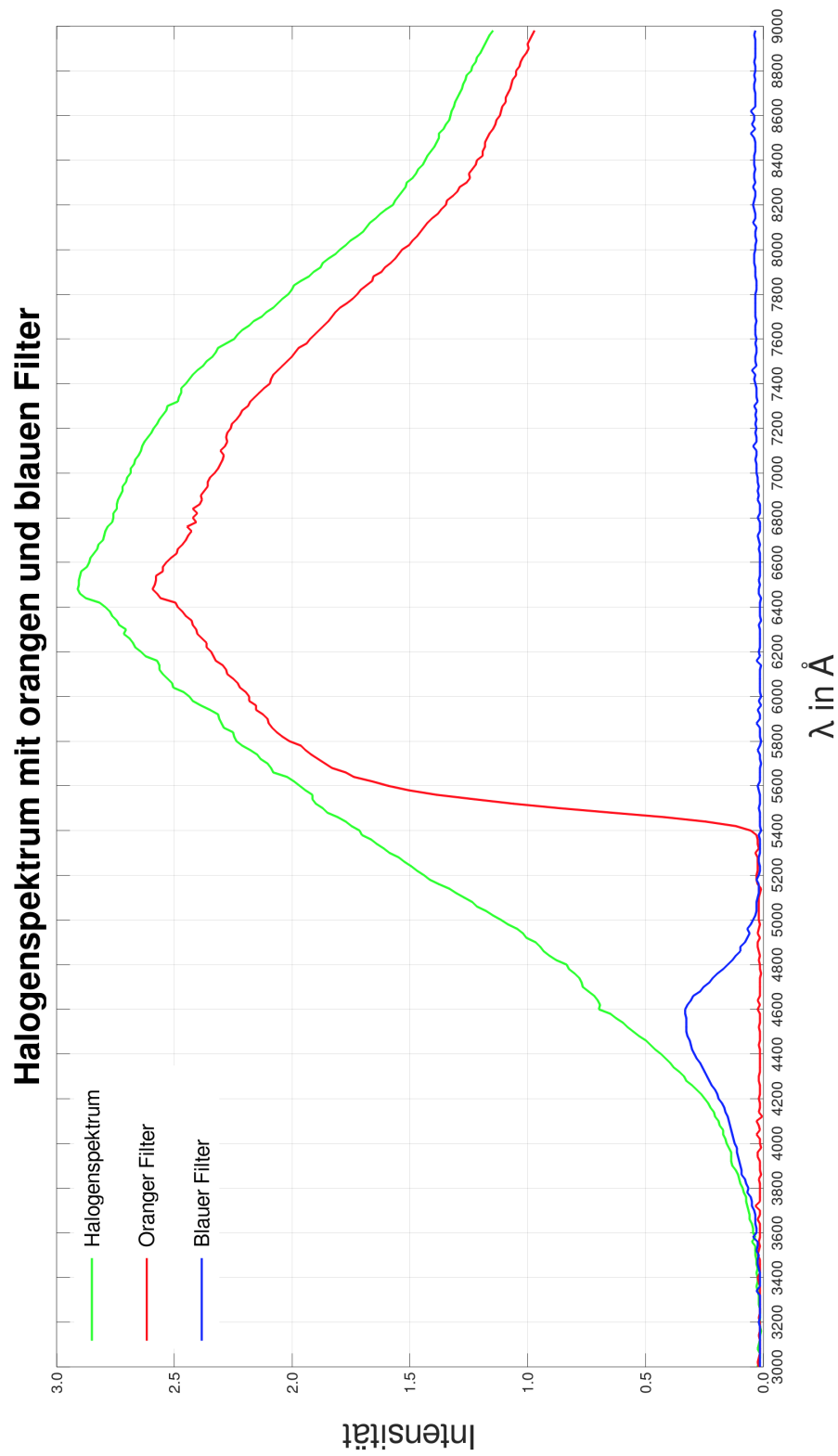


Abbildung 5.8: Halogenspektrum mit orangen bzw. blauen Filter

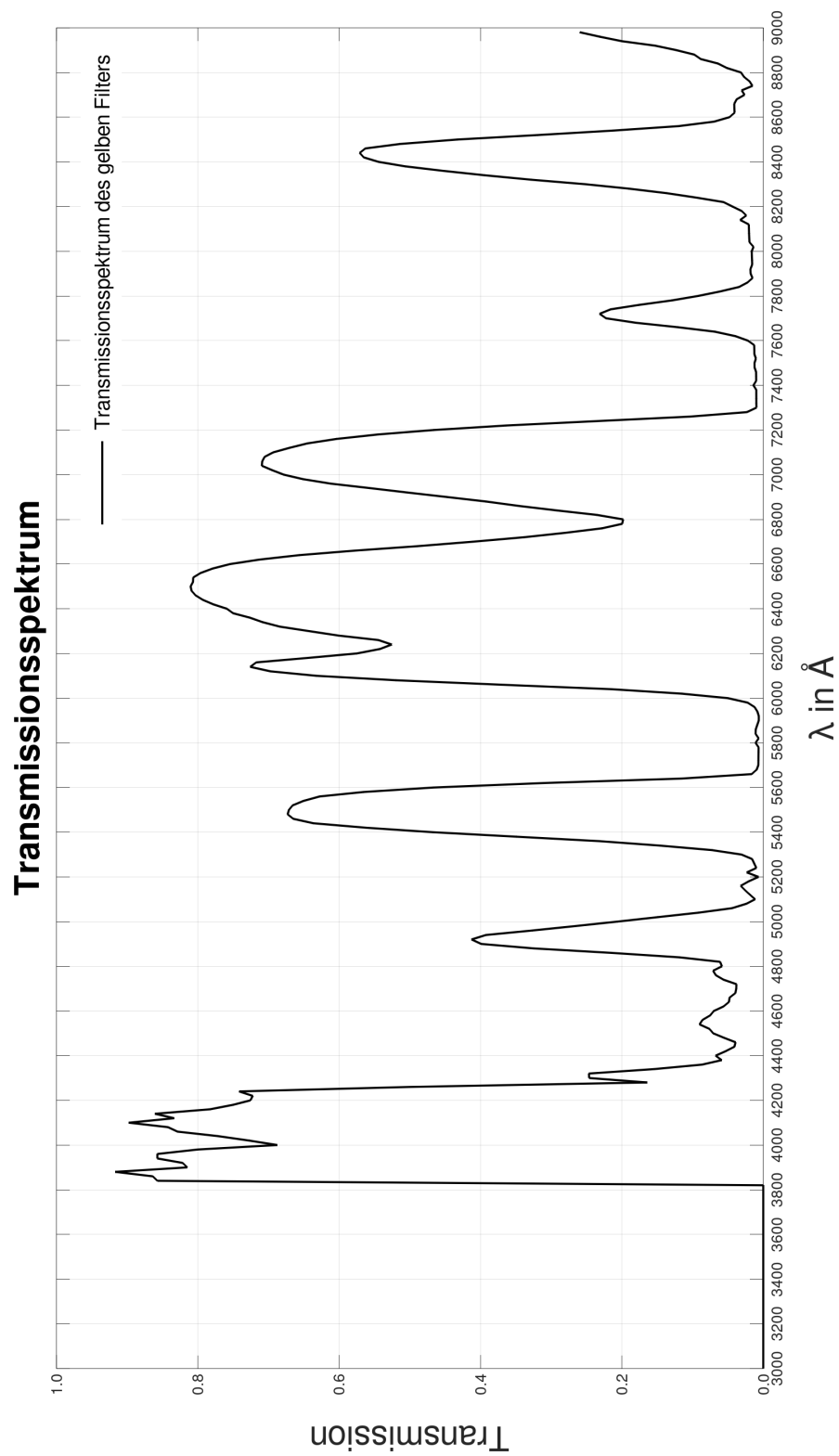


Abbildung 5.9: Transmissionspektrum

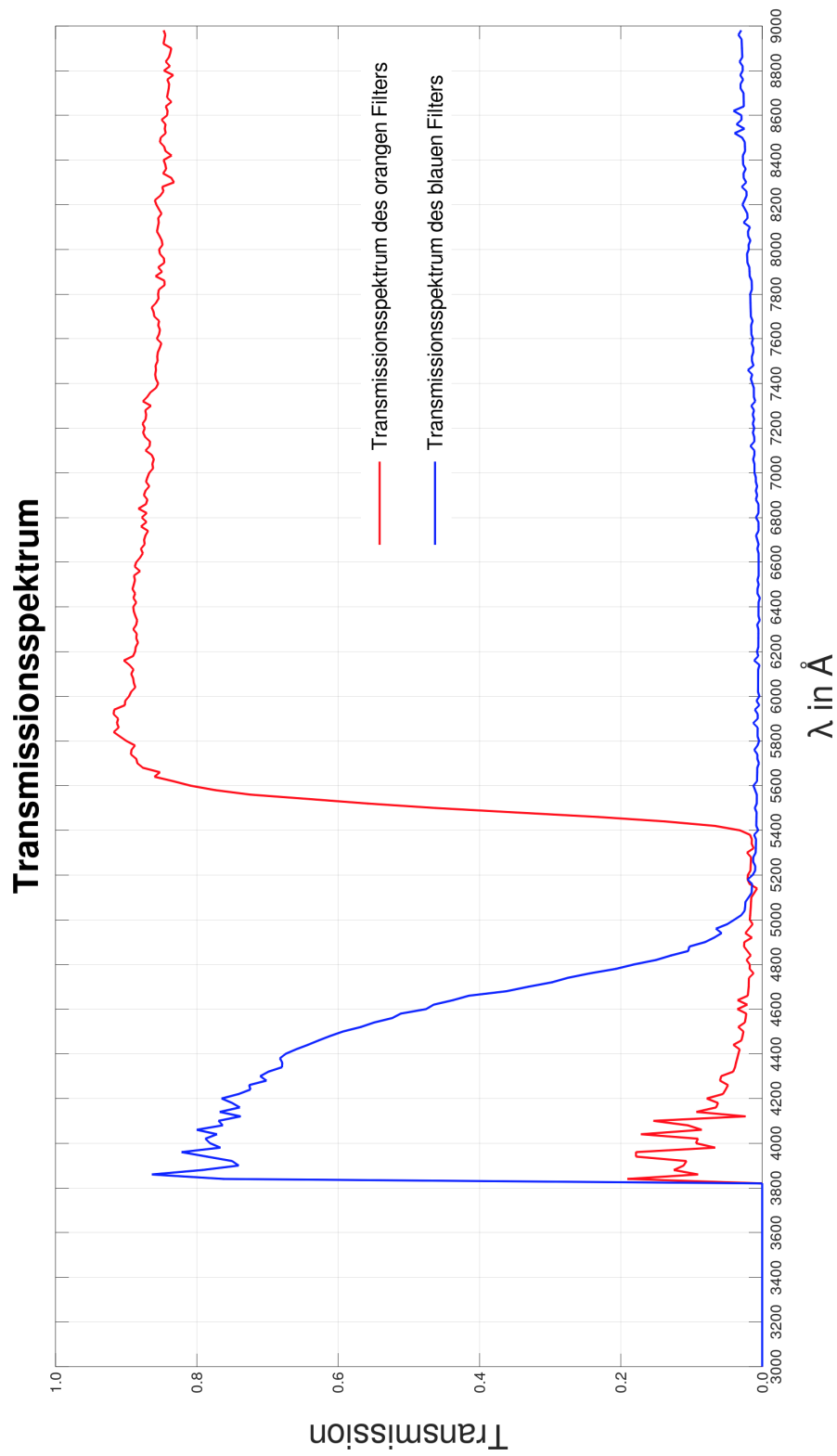


Abbildung 5.10: Transmissionsspektrum

In diesen Abbildungen sieht man nun gerade beim Transmissionsspektrum des orangenen Filters besonders die beschriebenen Artefakte. Daher war die Abschätzung meines Erachtens relativ gut gewählt. Im gelben und blauen Spektrum erkennt man so gerade noch, dass in diesem Bereich transmittiert wird. Jedoch dort wo der Graph sehr zackig wird, lassen sich keine Aussagen über stärkere oder schwächere Transmissionen treffen, eben wegen dieser Messartefakte. Mit diesen Abbildungen kann man aber nun anhand der Transmissionsbereiche herausfinden, um welche Filtergläser es sich handelt.

Dafür vergleiche ich die Charakteristika der einzelnen untersuchten Filter mit Datenblättern der Schottglasfilter³

Oranger Filter:

Für den orangenen Filter erkennt man einen klaren starken Anstieg bei einer Wellenlänge von ca. 5400 Å. Damit entnehme ich den Datenblättern, dass es sich um den Langpassfilter OG550 handelt. Solche Filter können bspw. für Sonnenbrillen verwendet werden, da sie den UV-Bereich absorbieren.

Blauer Filter:

Für den blauen Filter lässt sich nur sagen, dass er niedrigere Wellenlängen als 5000 Å transmittieren lässt. Das sollte aber ausreichen, um diesen als Kurzpass,- bzw. Tiefpassfilter zu erkennen. Solche Filter kann man als Thermogläser verwenden, bei denen die besonders hochfrequenten (also Energiereichen) Wellen absorbiert werden und somit bspw. ein Raum über die Fenster vor Aufheizung durch Sonnenlicht geschützt.

Gelber Filter:

Der gelbe Filter scheint eine Kombination verschiedener Bandpässe zu sein, welche in Kombination ein Spektrum gelben Lichtes erzeugen. Dieses Spektrum sieht dem Schottglas BG36 relativ ähnlich und wird dort als Bandengläser bezeichnet. Diese Art von Filter werden im vorherigen Versuch als Kantenfilter eingesetzt, um höhere Beugungsordnungen herauszufiltern und wurde dementsprechend auf die Charakteristika der Quecksilberlampe angepasst.

Nun möchte ich die Temperatur der Halogenlampe unter Annahme eines schwarzen Strahlers berechnen. Da diese Rechnung rein theoretisch für den schwarzen Strahler gelten soll und somit keine realistische Größe sein kann, verzichte ich auf Fehlerrechnungen. Da ich leider keine Berechnungen über den Photonenstrom an der Photodiode durchführen, um die Strahlungsleistung zu ermitteln, da ich nicht, weiß wie viel Spannungsdifferenz pro auftreffendes Photon entsteht. Somit kann ich die Temperatur nicht über das Plank'sche Strahlungsgesetz herleiten. (Außerdem zeigt dieses nur den Verlauf der Strahlungsleistung in Abhängigkeit der Wellenlänge und einer fixen Temperatur) Nun verwende ich also das Wien'sche Verschiebungsgesetz,

³<https://www.pgo-online.com/de/schott-filter.html>

5.2 Transmissionsspektren verschiedener Filtergläser

was besagt:

$$\lambda_{\max} = \frac{2897,8 \mu\text{m K}}{T_a}$$

mit λ_{\max} : die Wellenlänge, bei der die Intensität maximal ist
und T_a : Absoluttemperatur

Mit einem Suchalgorithmus habe ich in meinem Datensatz für das Halogenspektrum somit einen Intensitätspeak bei $\lambda_{\max} = 6480 \text{Å}$ gefunden. Nach trivialem Umformen ergibt sich somit:

$$T_a = 4471,9 \text{ K}$$

Dieser Wert ist im üblichen Bereich der Absoluttemperaturen eines schwarzen Strahlers. Jetzt kann ich aber auch die spektrale spezifische Ausstrahlung darstellen, welche ein Maß für die Energieabgabe pro Zeiteinheit über eine Raumwinkelfläche ist. Dafür gilt nun die folgende Formel und es folgt die Abbildung 5.11.

$$U(\lambda, T) = \frac{8\pi h}{\lambda^3} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T} - 1\right) \right]^{-1}$$

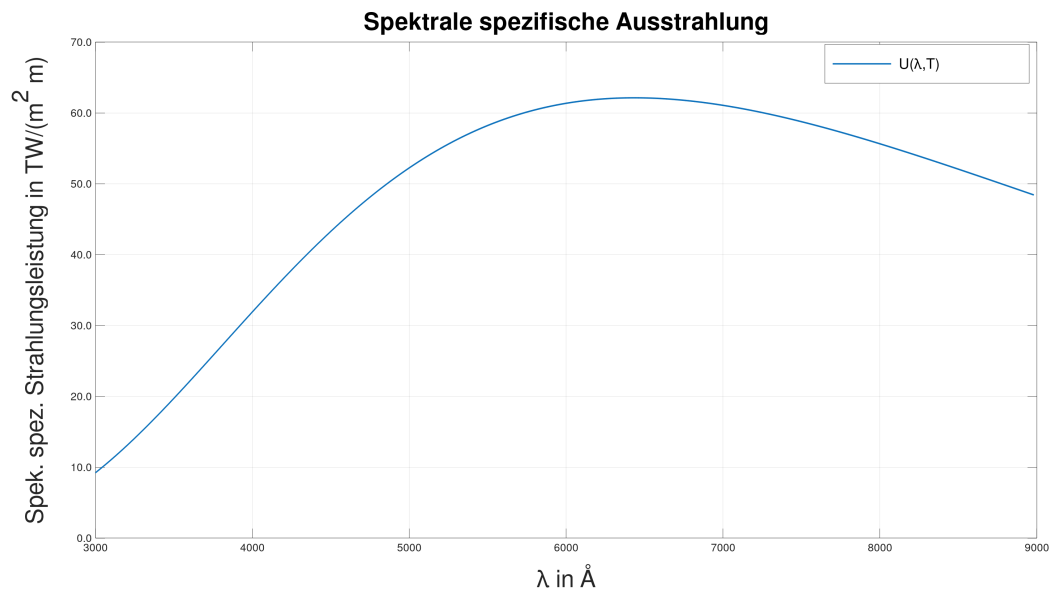


Abbildung 5.11: Spektrale spezifische Strahlungsleistung

Wie zu erwarten gibt hier die Halogenlampe die meiste Leistung über die Wellenlänge bei rund 6500Å ab und die Form und Größenordnung gibt genau die theoretisch erwartete Abbildung der ermittelten Absoluttemperatur her.⁴

⁴https://de.wikipedia.org/wiki/Plancksches_Strahlungsgesetz#/media/Datei:BlackbodySpectrum_loglog_de.svg

6 Zusammenfassung und Fazit

In diesem Versuch haben wir den Umgang mit einem Gitterspektrometer gelernt und dabei das Auflösungsvermögen auf verschiedene Arten bestimmt. Es wurden die Emissionslinien einer Quecksilberdampfampe gemessen und mit Literaturwerten verglichen.

Besonders interessant war das Justieren des Spektrometers, da sehr kleine Unterschiede im Aufbau zu sehr großen Veränderungen im Spektrum führen. Bei der Auswertung war es sehr Aufschlussreich, die verschiedenen Graphen zu vergleichen, um so die genauen Einflüsse der Parameter zu erkennen und zu beurteilen, sowie die sonst nur mathematische Operation einer Faltung physikalisch umgesetzt zu sehen. Auch war nun im Zusatzversuch schön zu sehen, wie präzise Filter wirken und wie sie das Spektrum beeinflussen. Auch habe ich nun nach langer Recherche und Rechenerei vieles über schwarze Strahler gelernt und dessen theoretischen Bedeutungen und Interpretationen kennengelernt.

Abbildungsverzeichnis

6figure.caption.2

2.2	Aufbau Hg-Entladungsrohr	8
2.3	Graphische Darstellung der Faltung (2.1)	11
2.4	Trapezfunktion der Faltung	12

13figure.caption.7

5.1	Vergleich der Spektren	16
5.2	Differenz der gemessenen und theoretischen Werte mit Fehlerbalken und Regressionsgerade	17
5.3	Vergleich der gelben Doppellinie bei verschiedenen Spaltbreiten . . .	19
5.4	Vergleich der Linienbreiten bei verschiedenen Spaltbreiten	20
5.5	Abhängigkeit der Linienbreite von der Spaltbreite	21
5.6	Messung der grünen Hg-Linie bei verschiedenen Spaltbreiten	23
5.7	Halogenspektrum mit Gelben Filter	24
5.8	Halogenspektrum mit orangen bzw. blauen Filter	25
5.9	Transmissionspektrum	26
5.10	Transmissionsspektrum	27
5.11	Spektrale spezifische Strahlungsleistung	29