

Temperaturbestimmung eines Laserablationsplasmas

Bachelorarbeit

von

Joshua Baldeh

**vorgelegt beim Institut für Physik
im Fachbereich Mathematik und Naturwissenschaften
der Universität Kassel**

September 2017

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die Bachelorarbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt und die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken als solche kenntlich gemacht habe. Die Arbeit habe ich bisher keinem anderen Prüfungsamt in gleicher oder vergleichbarer Form vorgelegt. Sie wurde bisher nicht veröffentlicht.

ORT, DATUM

Joshua Baldeh

Kurzzusammenfassung

Um Informationen über die Molekülbildung in Laserablationsquellen zu erhalten, wurde in dieser Arbeit das bei der Ablation entstehende Plasma mit einem optischen Spektrometer betrachtet. Die Erzeugung des Plasmas wird durch die Verdampfung einer Si-Probe mit einem Nd:YAG-Laser realisiert.

Zunächst wurde das Spektrometer mit dem Licht einer Glühbirne und dem Licht einer Kalibrationslampe kalibriert. Bei der Kalibration wurde bemerkt, dass das Spektrometer ab einer Intensität von 10000 Counts in einen Sättigungsbereich eintritt. Die in dieser Arbeit bestimmten Korrekturfunktionen gelten somit nur für Messungen unterhalb 10000 Counts. Der Test der beiden Korrekturfunktionen an dem jeweils anderem Referenzspektrum ergab einen sehr guten Vertrauensbereich der Kalibration bei 600 nm bis 950 nm. Die Korrekturfunktion der Kalibrationslampe hat in diesem Bereich eine größte Unsicherheit von 5 %, die des Glühbirnenlichtes eine größte Unsicherheit von 10 %. Als Anwendungsbeispiel wurde das Sonnenspektrum mit den beiden Korrekturfunktionen kalibriert, doch es wich vergleichsweise stark von dem Nist-Sonnenspektrum ab, was auf Unterschiede in den Messbedingungen zurückzuführen ist. Mit dem kalibrierten Spektrometer konnte das Ablationsplasma untersucht werden. In seinem Spektrum sind Ionen, neutrale Spezies, sowie größere Si-Cluster-Teilchen zu erkennen. Durch die Anpassung des Planckschen Strahlungsgesetzes an den von den Si-Clustern emittierten Schwarz Körper-Untergrund konnte die Temperatur des Ablationsplasmas zu $T = 12218 \pm 62$ K bestimmt werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Grundlagen	6
2.1	Arten von Spektren	6
2.2	Das Spektrum der Sonne	7
2.3	Funktionsweise des HR2000+ Spektrometers von Ocean Optics	9
2.4	Eigenschaften einer Glühbirne mit Doppelwendel	11
3	Kalibrierung des Spektrometers	14
3.1	Licht einer Glühbirne	14
3.1.1	Experimenteller Aufbau und Messwerte	14
3.1.2	Geometriebestimmung des Glühbirnendrahtes	16
3.1.3	Korrekturfunktion der Glühbirne	20
3.2	Kalibration mit Hilfe einer Kalibrationslampe	22
3.2.1	Experimenteller Aufbau und Messwerte	22
3.2.2	Korrekturfunktion der Kalibrationslampe	24
3.3	Vergleich der Korrekturfunktionen	26
4	Temperaturbestimmung des Ablationsplasmas	28
4.1	Experimenteller Aufbau und Messwerte	29
4.2	Bestimmung der Plasmatemperatur	30
4.3	Linienpektrum Analyse des Ablationsplasmas	32
5	Ausblick	33
6	Quellen	34

1 Einleitung

Ein Aspekt der Astronomie bzw. Astrophysik ist es, die Zusammensetzung des interstellaren Mediums mit Hilfe der Lichtspektroskopie zu untersuchen. Doch woher weiß der Astronom, was er in diesem Spektrum sieht bzw. was die zu sehenden „Features“ zu bedeuten haben? Es muss eine Datenbank spektraler Eigenschaften von interstellaren Atomen und Molekülen geben, die als Übersetzungsbuch zu der Entzifferung des Spektrums dient. Erst wenn das Spektrum gelesen werden kann, können Theorien entworfen werden, die die großen Geheimnisse des Universums beantworten. Die Datenbank der molekularen Spektren ist deshalb von grundlegender Bedeutung, erstellt wird sie von der Laborastrophysik. Die Herausforderung zur Charakterisierung neuer astrophysikalischer Moleküle besteht darin, sie unter Laborbedingungen erzeugen zu können. Im Weltall herrschen extreme Bedingungen. Verschwindend kleine Drücke und Temperaturen, die chemische Prozesse deutlich verlangsamen, geben Molekülen Stabilität, die unter Laborbedingungen äußerst kurzlebig sind. Eine effektive Methode der Molekülerzeugung sind die sogenannten Laserablationsquellen. Sie haben sich in der Vergangenheit schon als erfolgsträchtige Methode herausgestellt. So konnte beispielsweise $^{13}\text{C}_3$ erzeugt und gemessen werden [7].

Diese Arbeit trägt zum tieferen Verständnis der Molekülproduktionsbedingungen der Laserablation bei, denn obwohl Moleküle erzeugt werden können, bleibt noch zu erklären, wie genau diese Moleküle in den Laserablationsquellen entstehen. Die zwei wesentlichen Theorien, die in diesem Gebiet diskutiert werden, sind das Bottom-Up- [22] und das Top-Down-Prinzip [23]. Bei ersterem wird davon ausgegangen, dass die Laserablation die kleinen Bausteine erzeugt, die sich dann bei der Molekülbildung zusammensetzen. Zweiteres Prinzip geht davon aus, dass erst größere Cluster entstehen, welche instabil sind und während der Molekülbildung zerbrechen. Welches Prinzip gilt, ist zu jetzigem Zeitpunkt nicht zu sagen. Um der Antwort einen Schritt näher zu kommen, werden in dieser Arbeit die Bausteine der Molekülbildung, d.h. die Zusammensetzung und Eigenschaften des Ablationsplasmas, mit einem optischen Spektrometer untersucht, welches zunächst kalibriert werden muss.

2 Grundlagen

In diesem Abschnitt der Arbeit wird auf die theoretischen Grundlagen eingegangen, die essentiell für das Verständnis der durchgeführten Experimente sind. Dies beinhaltet z.B. die Funktionsweise der Geräte und wichtige Themen der Lichtspektroskopie.

2.1 Arten von Spektren

Lichtspektren sind Intensitätsverteilungen in Abhängigkeit der Wellenlänge des Lichts. Sie lassen sich in zwei verschiedene Arten unterteilen, diskrete Spektren (Linienspektren) und kontinuierliche Spektren. Bei ersterer Art sind nur einzelne Linien im Spektrum erkennbar. Sie entstehen z.B., wenn angeregte Atome, Ionen oder Moleküle in einen niedrigeren Energiezustand übergehen. Die Energiezustände sind diskret und somit auch die frei werdende Energie beim Übergang, die in Form von Photonen emittiert wird (siehe Abbildung 1). Handelt es sich bei dem Energieübergang um die Änderung der Energieniveaus von Elektronen, entstehen Linien im optischen Bereich.

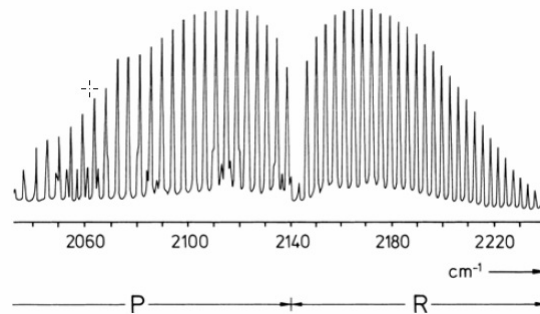


Abbildung 1: Linienspektrum des CO-Moleküls [4].

Bei zweiterer Art handelt es sich um ein kontinuierliches Vorhandensein aller Wellenlängen (Abbildung 2) im Spektrum. Eine beispielhafte Lichtquelle für ein kontinuierliches Spektrum wäre der Schwarze Körper, der in dieser Arbeit im besonderen Fokus steht. Schwarze Körper sind ideale Körper, die alle eintreffende Strahlung absorbieren und nur in Abhängigkeit ihrer Temperatur Wärmestrahlung emittieren. Dieses temperaturabhängige Spektrum enthält alle Wellenlängen und lässt sich mit dem Planckschen Strahlungsgesetz beschreiben (Intensität der Strahlung I in Abhängigkeit der Wellenlänge λ) [8].

$$I(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (1)$$

Hierbei ist h das Plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit, k die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur des Schwarzen Körpers. In

Abbildung 2 sind Spektren für Schwarze Körper verschiedener Temperaturen dargestellt.

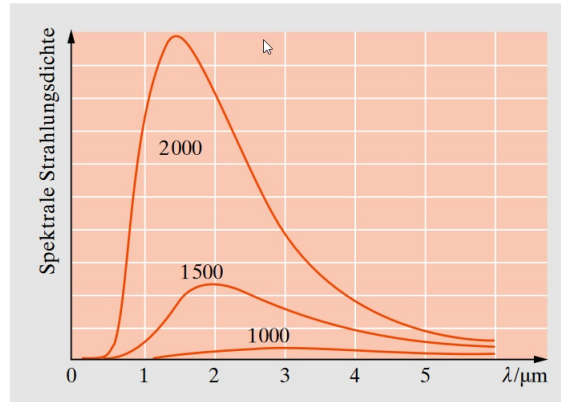


Abbildung 2: Das Plancksche Strahlungsgesetz für drei verschiedene Temperaturen [8].

Auffällig ist, dass die Maxima der Kurven für jede Temperatur bei einer anderen Wellenlänge liegt. Dieser Effekt wird durch das wiensche Verschiebungsgesetz beschrieben [8].

$$\lambda_{max} = \frac{2897,8 \mu\text{m K}}{T} \quad (2)$$

Ist das Spektrum eines näherungsweise Schwarzen Körpers gegeben, kann somit die Temperatur berechnet werden und umgekehrt. Ein Beispiel für einen näherungsweise Schwarzen Körper ist die Sonne.

2.2 Das Spektrum der Sonne

Die Messwerte des Sonnenspektrums unterscheiden sich stark, je nach dem, ob sie innerhalb oder überhalb der Erdatmosphäre aufgenommen werden, wie in Abbildung 3 dargestellt.

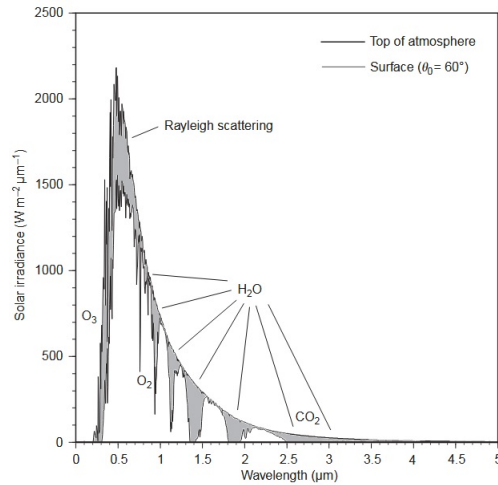


Abbildung 3: Die Sonnenstrahlung innerhalb (Surface) und überhalb (Top of atmosphere) der Erdatmosphäre [13].

Oberhalb der Atmosphäre entspricht das Spektrum der Sonne in guter Näherung dem eines Schwarzen Körpers. Die fehlenden Linien im Spektrum werden durch die Absorptionseigenschaften der Atome in der Sonnen-Photosphäre verursacht; sie werden Fraunhoferlinien genannt. Unterhalb der Erdatmosphäre werden ganze Wellenlängenbereiche stark absorbiert und das Maximum der Kurve ist verschoben. Die Verschiebung des Maximums ist auf die Rayleigh-Streuung zurückzuführen. Diese Streuung des Lichts an den Luftmolekülen besitzt folgende Proportionalität zur Wellenlänge: $\sigma_R \propto \frac{1}{\lambda^4}$ [3]. Durch die deutlich größere Streuung kleiner Wellenlängen reduziert sich damit deren Anteil im Spektrum. Die Transmissionseigenschaften der Erdatmosphäre haben ebenfalls einen Einfluss auf die Sonnenstrahlung (Abbildung 4).

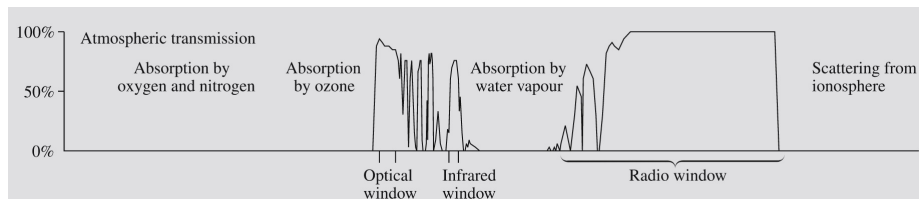


Abbildung 4: Transmissionseigenschaften der Erdatmosphäre [4].

Der optische Bereich wird kaum durch Absorptionseffekte beeinflusst. Doch außerhalb von diesem tragen mit unter Wasserdampf und Ozon dazu bei, dass die Intensitäten breiter Wellenlängenbereiche fast auf Null sinken.

Allgemein ist das Spektrum der Sonne gut bekannt und wird in dieser Arbeit als Vergleichsspektrum verwendet.

2.3 Funktionsweise des HR2000+ Spektrometers von Ocean Optics

Das HR2000+ Spektrometer von Ocean Optics ist ein Gitterspektrometer und kann für den Wellenlängenbereich von 190 nm bis 1100 nm verwendet werden. Abbildung 5 stellt seinen Aufbau dar.

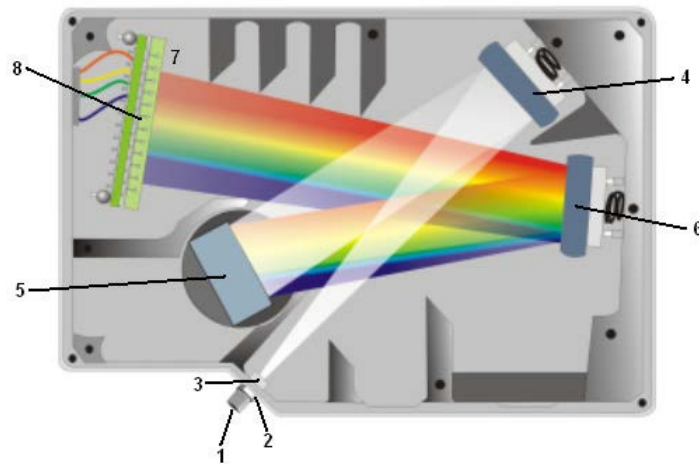


Abbildung 5: Der Aufbau des HR2000+ Spektrometers von Ocean Optics. SMA-Anschluss (1), Blende (2), Filter (3), Kollimatorspiegel (4), HC-1-Gitter (5), fokussierender Spiegel (6), Linsen (7), Detektor (Sony ILX-511B linear silicon CCD array) (8) [12].

Das zu untersuchende Licht tritt durch den SMA-Anschluss (1) in das Spektrometer ein. Die Blende (2) regelt die Menge des einstrahlenden Lichtes und der Filter (3) schränkt die Strahlung auf einen bestimmten Wellenlängenbereich ein. Daraufhin wird das Licht am Kollimatorspiegel (4) parallelisiert und auf das HC-1-Gitter (5) reflektiert. Das Gitter trennt das Licht durch Beugung in seine Wellenlängen auf und lenkt es auf den Spiegel (6), der das Licht durch die Linsen (7) auf den Detektor (Sony ILX-511B linear silicon CCD array) (8) fokussiert. Der Detektor wandelt das optische Signal in ein digitales um [12]. Mit dem Programm SpectraSuite kann das Spektrometer angesteuert werden, um die Daten verarbeiten und auswerten zu können. Die wichtigsten beiden Funktionen des Programms sind die Einstellungen der Integrationszeit und der Anzahl der Spektren zur Mittelwertbildung. Ersterer reguliert die Belichtungszeit des Detektors. Sie ist im Bereich von 1 ms bis 65 s einstellbar. Die Erhöhung der Anzahl der Spektren zur Mittelwertbildung führt zu einer Steigerung der

Integrationszeit einer Messung, ohne dass die Intensität zunimmt, was zu einer Verringerung des statistischen Rauschens führt.

In dieser Arbeit soll die Temperatur Schwarzer Körper durch Anpassung des Planckschen Strahlungsgesetzes an das aufgenommene Spektrum bestimmt werden. Doch die optischen Eigenschaften der Komponenten des Spektrometers und auch das in der Messung verwendete Glasfaserkabel verändern die Intensitätsverteilung des gemessenen Signals. Somit entspricht das aufgenommene Spektrum nicht dem realen Strahlungsverhalten des Schwarzen Körpers. Es muss daher eine Korrekturfunktion $K(\lambda)$ bestimmt werden, die das Spektrometer intensitätskalibriert. Dazu wird eine Lichtquelle untersucht, dessen Strahlungsverhalten bekannt ist. Das Dividieren des unkalibrierten Spektrums $S_u(\lambda)$ durch dieses Referenzspektrum $R(\lambda)$ liefert die Korrekturfunktion.

$$K(\lambda) = \frac{S_u(\lambda)}{R(\lambda)} \quad (3)$$

Dabei ist es wichtig, dass die Referenzlichtquelle ein kontinuierliches Spektrum emittiert, denn nur dann können Korrekturfaktoren für alle Wellenlängen bestimmt werden. Eine Änderung der verwendeten optischen Komponenten würde nach der Bestimmung einer neuen Korrekturfunktion verlangen. Deshalb wurde das Glasfaserkabel bei allen Messungen verwendet, auch wenn es nicht immer nötig war. Die optischen Eigenschaften des Glases der Glühbirne konnten vernachlässigt werden, da Borosilikatglas, welches für Glühbirnen in der Regel verwendet wird [18], im optischen Bereich nahezu gleich durchlässig für alle Wellenlängen ist (Abbildung 6).

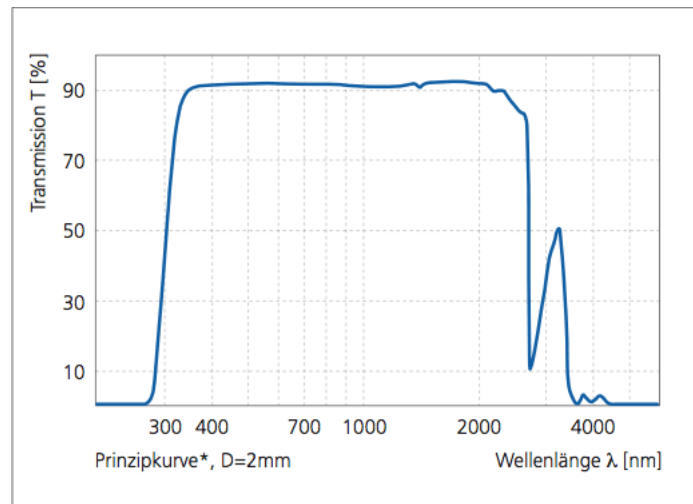


Abbildung 6: Transmissionseigenschaften von Borosilikatglas [19].

In der Abbildung ist zu erkennen, dass sich die Transmissionseigenschaften von Borosilikatglas erst außerhalb des optischen Bereiches deutlich ändern.

2.4 Eigenschaften einer Glühbirne mit Doppelwendel

Glühbirnen wandeln elektrische Energie in Licht bzw. Strahlungsenergie um. Um diesen Prozess möglichst effizient zu gestalten, wurden Glühbirnen im Laufe der Geschichte in vielerlei Hinsicht optimiert. In dieser Arbeit ist vor allem die Geometrie der Glühwendel interessant, die zur Minimierung der Wärmeverluste beiträgt. Fließt Strom durch die Glühwendel wird sie nach dem Joule-Lenz-Gesetz aufgeheizt und kann daraufhin ihrerseits die Wärme in Form der drei Wärmetransportmöglichkeiten (Wärmeleitung, Wärmekonvektion und Wärmestrahlung) wieder abgeben. Um die abgegebene Strahlungsleistung der Glühbirne zu maximieren, müssen die Effekte der Wärmeleitung und der Wärmekonvektion minimiert werden. Wärmeleitung findet vor allem innerhalb und zwischen in Kontakt stehenden Festkörpern statt. Die Wärmeleitung innerhalb des Drahtes ist vernachlässigbar. Zu anderen Festkörpern wird sie reduziert, indem der Draht mit möglichst wenig Halterungen in der Schwebe gehalten wird, wie in Abbildung 7 dargestellt.

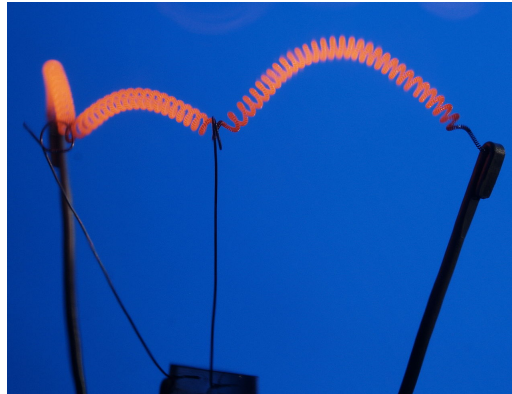


Abbildung 7: Glühende Doppelwendel mit möglichst wenig Kontakt zu anderen Festkörpern [6].

Die Form des Glühdrahtes als Doppelwendel dient zur Minimierung der Wärmekonvektion. Sie findet überwiegend in Gasen und Flüssigkeiten statt [9]. In der Glühbirne befindet sich ein Inertgas. Es ist reaktionsträge, was die Lebensdauer des Drahtes erhöht. Außerdem wird es möglichst schwer gewählt, um Konvektionsströmungen zu verlangsamen. Dennoch nimmt es die Wärme des Glühdrahtes auf und transportiert diese zum Glas, welches sich daraufhin auch spürbar erhitzt. Maßgeblich für die Stärke dieses Effektes ist die Oberfläche der Langmuir-Schicht. Dies ist eine wenige Millimeter dicke Schicht um den Draht

herum, in der sich das Inertgas so gut wie nicht bewegt, welche auf die Steigerung der Viskosität des Gases mit zunehmender Temperatur zurückzuführen ist. Außerhalb der Langmuir-Schicht nimmt das Gas an der Wärmekonvektion teil. Wird also der Kontaktbereich der Schicht zum restlichen Gas verringert, indem die Schichten überlagert werden, lassen sich die Konvektionseffekte stark reduzieren [10]. Eine effektive Überlappung der Langmuir-Schichten ist in Abbildung 8 dargestellt .

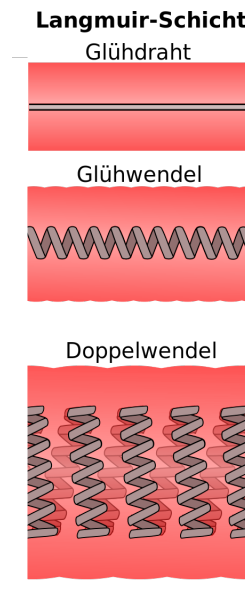


Abbildung 8: Darstellung der Langmuir-Schicht (rot) für verschiedene Wicklungen des Drahtes [11].

Die Langmuir-Schicht selbst wird mit zunehmender Wicklung zwar auch größer, da sie einen größeren zylinderförmigen Bereich einnimmt, doch die Oberfläche des Drahtes in dieser Zylinderlänge steigt um ein Vielfaches mehr an. So wird ein großer Teil der Drahtes von der Konvektion abgeschirmt. In Abbildung 9 ist dargestellt, welchen Effekt diese Optimierung haben kann.

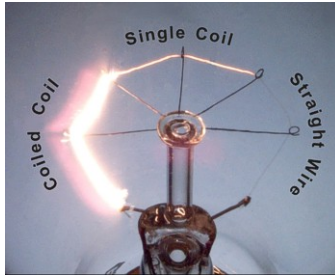


Abbildung 9: Der ursprüngliche Draht einer Doppelwendel (Coiled Coil) wird zu einer Einfachwendel (Single Coil) und weiter zu einem einfachen Draht (Straight Wire) ausgedehnt und unter elektrische Spannung gesetzt [10].

Es ist deutlich zu erkennen, dass der Draht in Form einer Doppelwendel am hellsten leuchtet, was (bei gleicher Spannung) auf geringere Verluste durch den Abtransport von Wärmekonvektion zurückzuführen ist. Im Vakuum fangen alle Draht-Abschnitte bei derselben angelegten Spannung an zu leuchten [10]. Durch die Minimierung der Wärmeverluste wurde die Wärmestrahlung des Drahtes maximiert. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass die elektrisch zugeführte Leistung P näherungsweise vollständig in Strahlungsleistung umgewandelt wird. Weiterhin verhält sich eine Glühbirne näherungsweise wie ein Schwarzer Körper und die Strahlungsleistung eines Schwarzen Körpers lässt sich mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz beschreiben [8], mit der Stefan-Boltzmann-Konstante σ , der Oberfläche des schwarzen Körpers A und seiner Temperatur T .

$$P = \sigma \cdot A \cdot T^4 \quad (4)$$

Sind die elektrisch zugeführte Leistung und Oberfläche der Glühbirne bekannt, können ihre Temperatur und dann über das Plancksche-Strahlungsgesetz ihr Spektrum bestimmt werden.

Neben der Glühbirne dient auch die AvaLight-DH-S-BAL-Kalibrationslampe der Firma Avantes als Referenzlichtquelle zur Kalibrierung [16]. Diese geeichte Lichtquelle besteht aus einer Halogen- und einer Deuteriumlampe, die nach einer Aufwärmphase zusammen ein gleichbleibendes kontinuierliches Spektrum von 200 nm bis 1100 nm erzeugen. Das geeichte Spektrum wird vom Hersteller bereitgestellt.

3 Kalibrierung des Spektrometers

In den folgenden Abschnitten werden alle Fehler nach dem Größtfehlerverfahren bestimmt.

Zuerst soll das unkalibrierte Spektrometer sowohl mit dem Licht einer Glühbirne als auch mit der AvaLight-DH-S-BAL-Kalibrationslampe korrigiert werden.

3.1 Licht einer Glühbirne

Wie schon in den Grundlagen geschildert, kann das Strahlungsverhalten einer Glühbirne als Schwarzer Körper beschrieben werden. Ihr Referenzspektrum ist demnach das Plancksche Strahlungsgesetz bei der zu bestimmenden Temperatur des Glühdrahtes. Die Aufnahme des unkalibrierten Spektrums der Glühbirne wird mit folgendem Aufbau verwirklicht (Abbildung 10).

3.1.1 Experimenteller Aufbau und Messwerte

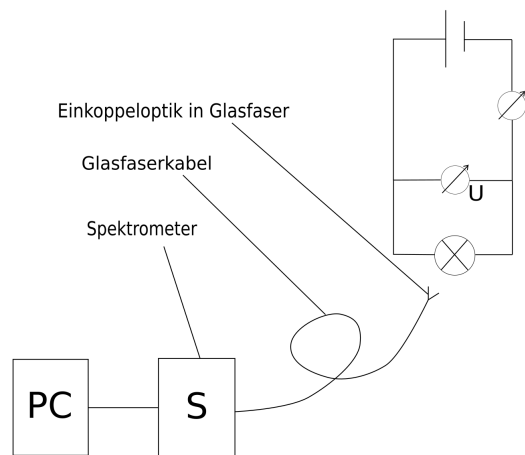


Abbildung 10: Experimenteller Aufbau zur Messung des Spektrums der Glühbirne.

Die Glühbirne (40W PHILIPS A55) wird über den Trenntrafo betrieben, daher können für sie verschiedene Betriebsleistungen eingestellt werden. Die jeweilige Leistung wird indirekt über die zwei Multimeter bestimmt, welche separat einmal den Spannungsabfall U an der Glühbirne und einmal den Strom I in der Schaltung messen. In Tabelle 1 sind die entsprechenden Leistungen ($P = U \cdot I$) angegeben

	$U[\text{V}]$	$\delta U[\text{V}]$	$I[\text{A}]$	$\delta I[\text{A}]$	$P[\text{W}]$	$\delta P[\text{W}]$
1	41,28	0,01	0,075	0,001	3,10	0,04
2	64,00	0,01	0,090	0,001	5,76	0,06
3	80,00	0,01	0,100	0,001	8,00	0,08
4	100,0	0,1	0,111	0,001	11,10	0,11
5	114,8	0,1	0,120	0,001	13,78	0,13
6	122,5	0,1	0,123	0,001	15,07	0,13
7	135,0	0,1	0,130	0,001	17,55	0,15
8	150,3	0,1	0,137	0,001	20,59	0,16
9	162,6	0,1	0,143	0,001	23,25	0,18

Tabelle 1: Alle 9 Leistungen, mit denen die Glühbirne betrieben wurde und die jeweiligen Fehler (Die Spannung wurde nicht höher als 162,6 V gesteigert, da das Spektrometer bei zu viel Lichtintensität in einen Sättigungsbereich kommt, der weiter unten genauer behandelt wird.).

Die Öffnung des Glasfaserkabels wurde direkt vor der Glühbirne positioniert und durch den Vergleich mit dem angezeigten Spektrum über SpectraSuite so justiert, dass möglichst viel Licht in das HR2000+ Spektrometer von Ocean-Optics einkoppelt. Somit wurde der Glühdraht direkt betrachtet. Mit diesem Aufbau wurden die Spektren bei den 9 verschiedenen Leistungen aufgenommen. In Abbildung 11 ist beispielhaft das Spektrum für die höchste Leistung $P = 23,25 \text{ W}$ dargestellt.

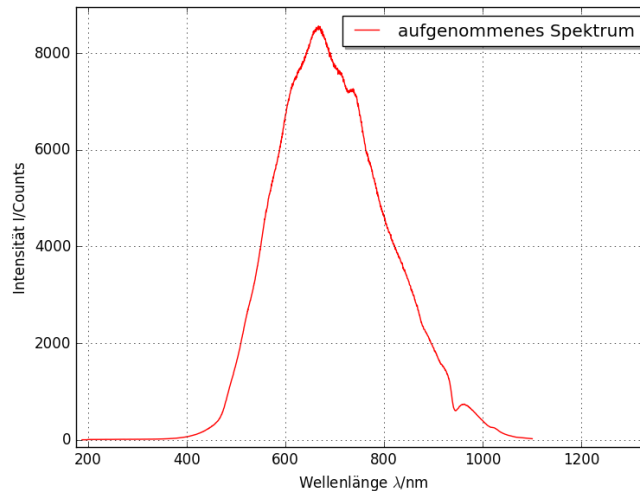


Abbildung 11: Unkalibriertes Spektrum der Wolframglühwendel bei der Leistung $P = 23,25 \text{ W}$.

Die Hintergrundstrahlung, die z.B. auf Grund der Deckenbeleuchtung mit aufgesammelt wird, wird bei diesem und folgenden aufgenommenen Spektren soweit möglich immer subtrahiert.

3.1.2 Geometriebestimmung des Glühbirnendrahtes

Um das Plancksche Strahlungsgesetz einsetzen zu können, muss die Temperatur des Glühdrahtes bekannt sein. Die Temperatur wird in dieser Arbeit durch zwei verschiedene Methoden bestimmt, einmal über die Strahlungsleistung der Glühbirne mit Hilfe des Stefan-Boltzmann-Gesetzes und einmal über die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes des Wolframdrahtes.

Für beide Methoden der Temperaturbestimmung wird sich der Geometrie des Drahtes zu Nutze gemacht. Dazu wurde er gewogen und vermessen. Die verwendete Waage (Kern Analysenwaage AEJ 220-4M) zeigte für die Drähte dreier Glühbirnen eine gemeinsame Masse von $(15,0 \pm 0,1)$ mg an. Für einen Draht ergibt sich eine Masse von $(5,00 \pm 0,03)$ mg. Der Radius des Drahtes wurde mit Hilfe eines Mikroskops bestimmt, dazu befand sich im Okular des Mikroskops eine Messskala, welche zuvor mit einer Millimeter-Skala kalibriert werden musste. Bei der Millimeter-Skala handelt es sich um ein durchsichtiges Plättchen mit einer aufgedruckten Skala, die 2 mm in 0,01 mm Schritten darstellt. Ein Vergleich mit der Skala im Okular ergab, dass 94 Skaleneinheiten[SE] einer Länge von 0,35 mm entspricht. Dieses Verhältnis variiert je nach eingestellter Vergrößerung. Eine SE entspricht damit: $(3,723 \pm 0,017)$ μm . Der Fehler für diese Umrechnung ergibt sich aus den abgeschätzten Fehlern der Millimeter-Skala (0,0005 mm) und der Okularskala (0,3 SE). Jetzt kann der Draht mit der kalibrierten Okularskala vermessen werden. Für den Durchmesser d des Drahtes ergab sich ein Wert von: $d = (22,3 \pm 1,2)$ SE. Damit gilt für den Radius r :

$$r = (11,17 \pm 0,61) \mu\text{m}$$

Aus der Masse m und dem Radius r kann die Länge l des Drahtes bestimmt werden. Bei der Berechnung des Volumens V wird der Draht als zylinderförmig angenommen. Die Dichte ρ von Wolfram beträgt $(19270 \pm 10) \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ [1]

$$l = \frac{m}{\pi \cdot r^2 \cdot \rho}$$

Damit ergibt sich ein Wert von:

$$l = (0,66 \pm 0,08) \text{ m}$$

Jetzt ist die Geometrie des Drahtes hinreichend bekannt und die Temperatur kann berechnet werden.

Methode 1: Temperaturbestimmung des Drahtes über die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes

Der Widerstand eines Wolframdrahtes hängt auf komplexe Art und Weise von

der Temperatur ab, wie in [5] ausführlich behandelt wird. In [5] sind Funktionen angegeben, um den spezifischen Widerstand $\rho_{spez}(T)$ von Wolfram bei gegebenen Temperaturen zu berechnen. Für den Temperaturbereich 750 K bis 3600 K gilt folgende Funktion:

$$\rho_{spez}(T) = -1,72573 + 2,14350 \cdot 10^{-2} \cdot T + 5,74811 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 - 1,13698 \cdot 10^{-9} \cdot T^3 + 1,1167 \cdot 10^{-13} \cdot T^4 \quad (5)$$

Der spezifische Widerstand kann aus der Länge l , Querschnittfläche $A = \pi r^2$ und dem ohmschen Widerstand des Drahtes berechnet werden.

$$\rho_{spez}(T) = R(T) \cdot \frac{\pi r^2}{l}$$

Der Fehler des spezifischen Widerstandes ergibt sich wieder aus dem Größtfehlerverfahren, aber zusätzlich tritt bei Verwendung der Formel ein Fehler von 2 % auf [5], der hier schon dazugerechnet wird, um diesen Wert zur Bestimmung des Fehlers der Temperatur direkt nutzen zu können. Der ohmsche Widerstand wird über die gemessene Spannung und Stromstärke (Tabelle 1) mit Hilfe des ohmschen Gesetzes bestimmt: $R(T) = \frac{U}{I}$

	$R(T)[\Omega]$	$\delta R(T)[\Omega]$	$\rho_{spez}(T)[10^{-8}\Omega\text{m}]$	$\delta\rho_{spez}(T)[10^{-8}\Omega\text{m}]$
1	550	7	33	8
2	711	8	42	11
3	800	8	47	12
4	901	9	53	14
5	957	9	57	14
6	996	9	59	15
7	1038	9	61	16
8	1097	9	65	16
9	1137	9	67	17

Tabelle 2: Ohmsche und spezifische Widerstände, jeweils mit Fehlern. Die Nummerierung bezieht sich auf die Messwerte aus Tabelle 1.

Die Temperatur und ihr Fehler werden nun bestimmt, indem Gleichung 5 mit Hilfe des Programms *WolframAlpha* [21] gelöst wird. Die Wärmeausdehnung des Drahtes wird nicht berücksichtigt, da ihr Effekt eine Größenordnung unter dem bestimmten Fehler des spezifischen Widerstandes liegt. Für den ersten Widerstand ($(33 \pm 8) \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$) ergibt sich z.B. eine Temperatur von $(1277 \pm 255) \text{ K}$. In folgender Tabelle werden alle Temperaturen dargestellt:

	T K	δT K
1	1277	255
2	1559	337
3	1710	361
4	1888	413
5	2005	408
6	2063	435
7	2121	462
8	2235	457
9	2292	483

Tabelle 3: Bestimmte Temperaturen des Drahtes bei den verschiedenen Betriebsleistungen und ihre Fehler, berechnet über die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes.

Methode 2: Temperaturbestimmung des Widerstandsdrahtes über die Strahlungsleistung

Wie schon in den Grundlagen beschrieben, lässt sich die Strahlungsleistung eines Schwarzen Körpers mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz (Gleichung 4) beschreiben:

$$T = \left(\frac{P}{\sigma \cdot A} \right)^{\frac{1}{4}}$$

Die Leistungen P sind in Tabelle 1 zu finden, die Stefan-Boltzmann Konstante σ hat den Wert $\sigma = (5,67 \pm 0,01) \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^2}$ [8] und A ist die Fläche des Wolframdrahtes, die nach außen strahlt. Es ist zu berücksichtigen, dass nicht die ganze Fläche des Drahtes nach außen strahlen kann, da er in Form einer Doppelwendel vorliegt. Ein gewisser Anteil der Strahlung wird also im Idealfall vom Draht selbst wieder absorbiert, damit ist die effektiv strahlende Fläche kleiner als die Oberfläche eines nicht gewundenen Drahtes. Die Form einer Doppelwendel ist sehr komplex. Um die effektiv strahlende Fläche ausrechnen zu können, wird deswegen eine Näherung vorgenommen. Zunächst wird davon ausgegangen, dass die Doppelwendel strahlt wie ein Vollzylinder der selben Länge und des selben Durchmessers. Die Oberfläche A_Z dieses Vollzylinders berechnet sich folgendermaßen:

$$A_Z = D \cdot \pi \cdot l_Z + \pi \cdot \left(\frac{D}{2} \right)^2$$

Wobei D der Durchmesser der Doppelwendel ist und l_Z die Länge. Die Bestimmung des Durchmessers mit dem Mikroskop ergibt $D = (402 \pm 28) \mu\text{m}$. Die Länge des Zylinders wird mit einem Zollstock gemessen ($l_Z = (2,7 \pm 0,1) \text{cm}$). Damit ergibt sich für die Oberfläche des Zylinders:

$$A_Z = (0,35 \pm 0,09) \text{cm}^2$$

Diese Fläche beträgt ungefähr 75 % der Fläche des ursprünglichen Drahtes. Wird die Doppelwendel unter dem Mikroskop betrachtet, so fällt auf, dass die

Näherung noch nicht ausreicht. Dazu wird angenommen, dass die Doppelwendel wie ein Zickzack-Muster auf der zweidimensionalen Projektion der Zylinderoberfläche liegt, wie in folgender Abbildung dargestellt wird.

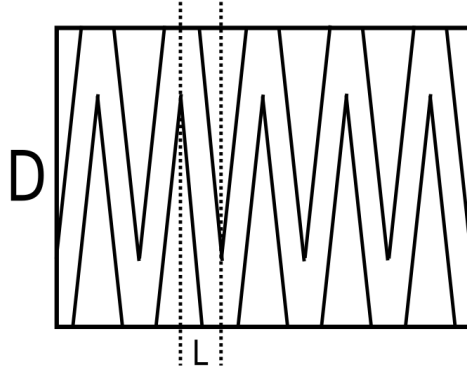


Abbildung 12: Die Doppelwendel liegt wie ein Zickzack-Muster auf der zweidimensionalen Projektion der Zylinderoberfläche mit Durchmesser D . Ein periodisches Segment mit Länge L ist markiert.

Da es sich um ein periodisches Muster handelt, kann ein Segment betrachtet werden, welches sich ständig wiederholt, um zu bestimmen, wie groß der Anteil der strahlenden Fläche ist. Die benötigten Maße des Drahtes wurden mit dem Mikroskop gemessen. Die Gesamtfläche des betrachteten Segmentes ergibt $(0,043 \pm 0,005) \text{ mm}^2$ und die leere Fläche (Fläche ohne Draht) des Segmentes $(0,015 \pm 0,002) \text{ mm}^2$, damit liegt der strahlende Anteil des Zylinders bei $(64 \pm 10) \%$. Da der Draht doppelt gewickelt wurde, muss dieses Verfahren ein weiteres Mal für die innere Windung angewendet werden. Dort beträgt der Anteil der strahlenden Fläche $(64 \pm 29) \%$. Der insgesamt strahlende Anteil liegt daher bei $(41 \pm 25) \%$. Wird A_Z mit diesem Faktor multipliziert ergibt sich die effektiv strahlende Fläche des Drahtes A_e .

$$A_e = (0,14 \pm 0,13) \text{ cm}^2$$

Mit Gleichung 4 lassen sich jetzt die 9 Temperaturen des Drahtes berechnen (siehe Tabelle 4).

	$P[\text{W}]$	$T[\text{K}]$	$\delta T[\text{K}]$
1	3,10	1393	306
2	5,76	1627	356
3	8,00	1766	386
4	11,10	1917	419
5	13,78	2023	442
6	15,07	2069	452
7	17,55	2150	469
8	20,59	2237	488
9	23,25	2306	503

Tabelle 4: Alle 9 Temperaturen der Glühbirne berechnet über ihre Strahlungsleistung, inklusive Fehler.

Die bestimmten Temperaturen beider Methoden weichen nicht signifikant von einander ab. Daher kann davon ausgegangen werden, dass die hier verwendeten Näherungen keine essenziellen Effekte vernachlässigt haben. Die Fehler beider Methoden sind recht hoch. Sie sind vor allem von der Genauigkeit bei der Bestimmung der Geometrie des Drahtes abhängig. Würde diese mit einem besseren Mikroskop gesteigert werden, ließe sich die Temperatur des Drahtes erheblich genauer berechnen. Die Fehler der Methode 1 sind bei jedem Temperaturwert geringer. Deswegen werden diese Werte als vertrauenswürdiger betrachtet und genutzt, um die Referenzspektren der Glühbirne zu erstellen.

3.1.3 Korrekturfunktion der Glühbirne

Mit der bekannten Temperatur der Glühbirne, kann ihr Spektrum mit Hilfe des Planckschen Strahlungsgesetz bestimmt werden (Abbildung 13).

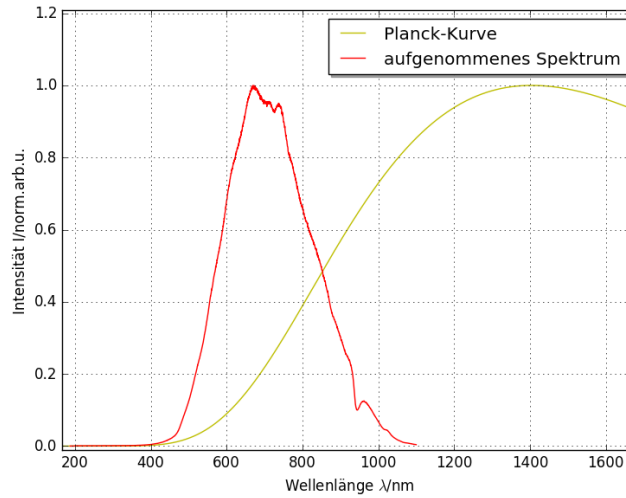


Abbildung 13: Unkalibriertes Spektrum der Glühbirne (rot) bei (2063 ± 435) K. Planck-Kurve bei der selben Temperatur (gelb).

Die Planck-Kurve ist das Referenzspektrum. Es stellt näherungsweise das reale Strahlungsverhalten der Glühbirne bei der entsprechenden Betriebs-Temperatur dar. Die Korrekturfunktion $K(\lambda)$ wird nach Gleichung 3 bestimmt. Mit ihr kann das kalibrierte Spektrum $S_{kali}(\lambda)$ berechnet werden.

$$S_{kali}(\lambda) = \frac{S_u(\lambda)}{K(\lambda)} = \frac{S_u(\lambda)}{\frac{S_u(\lambda)}{R(\lambda)}} = R(\lambda)$$

Für jede Betriebs-Temperatur wird eine Korrekturfunktion bestimmt (außer für die niedrigste Leistung, wie unter Abbildung 14 beschrieben wird). Sie unterscheiden sich nur in ihrer Skalierung und den statistischen Schwankungen. Durch Normierung und anschließender Mittlung wird die beste Korrekturfunktion berechnet (Abbildung 14).

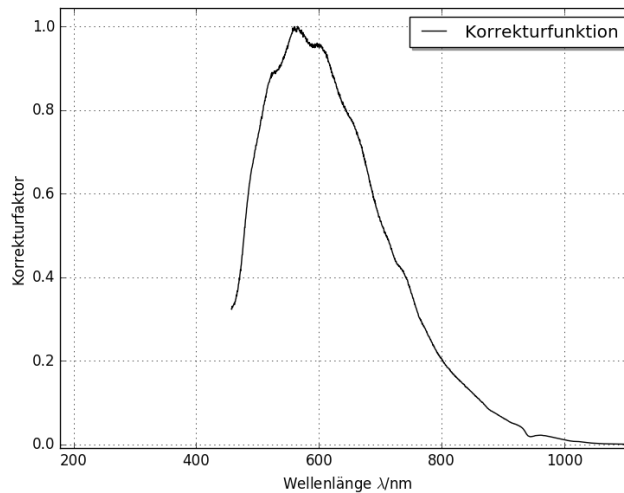


Abbildung 14: Gemittelte Korrekturfunktion, bestimmt aus dem Licht einer Glühbirne.

Die Korrekturfunktion lässt sich nicht für niedrigere Wellenlängen fortführen, da dort die Werte des Referenzspektrums (der Planck-Kurve) auf die Größenordnung des statistischen Rauschens fallen (Abbildung 13). Die Division durch so kleine Werte verstärkt das Rauschen und macht das Spektrum in diesem Bereich wertlos. Aus diesem Grund konnte die Korrekturfunktion für die niedrigste Leistung nicht bestimmt werden. Das Rauschen dieses Spektrums war besonders groß und die Planck-Kurve besonders niedrig.

3.2 Kalibration mit Hilfe einer Kalibrationslampe

Eine weitere Methode zur Bestimmung der Korrekturfunktion, die in dieser Arbeit behandelt wird, ist die Verwendung einer Kalibrationslampe. Ihr Referenzspektrum wird vom Hersteller bereitgestellt. Im Folgenden wird darauf eingegangen wie ihr unkalibriertes Spektrum gemessen wurde.

3.2.1 Experimenteller Aufbau und Messwerte

Der Aufbau dieses Experimentes ähnelt dem in Abbildung 10 dargestellten. Es wurde nur der Schaltkreis mit Glühbirne durch die Kalibrationslampe ersetzt.

Um das gesamte optische Spektrum abzudecken, werden beide Lampen der AvaLight-DH-S-BAL-Kalibrationslampe eingeschaltet. Das erzeugte Licht lässt sich aus dem Gehäuse über ein Glasfaserkabel direkt in das Spektrometer eingekoppeln. Mit diesem Aufbau wurden mehrere Spektren von 5 ms bis 100 ms

Integrationszeit in 5 ms-Schritten aufgenommen. Die 20 entstandenen Spektren sind in Abbildung 15 dargestellt.

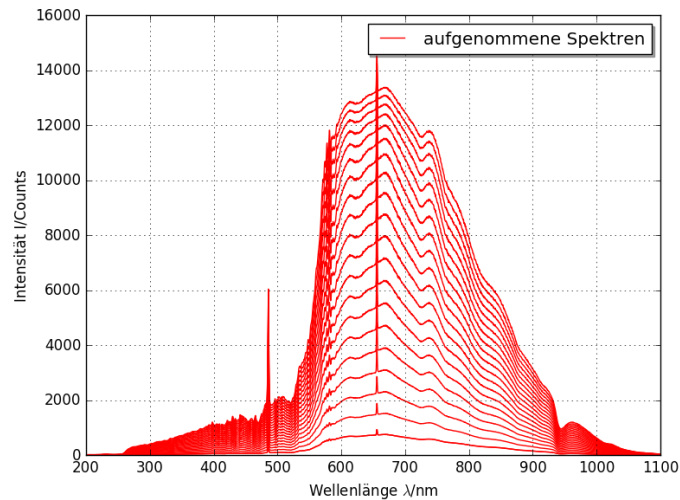


Abbildung 15: Die 20 unkalibrierten Spektren der Kalibrationslampe.

Auffällig an den Daten aus Abbildung 15 ist, dass trotz linearem Anstieg der Integrationszeit die Intensität der Spektren bei höheren Werten nicht linear ansteigt. Es wird vermutet, dass es sich um einen Sättigungseffekt des Detektorchips handelt. Dies wurde genauer untersucht durch die Betrachtung von vier Wellenlängen und deren Intensitätsentwicklung bei steigender Integrationszeit (siehe Abbildung 16).

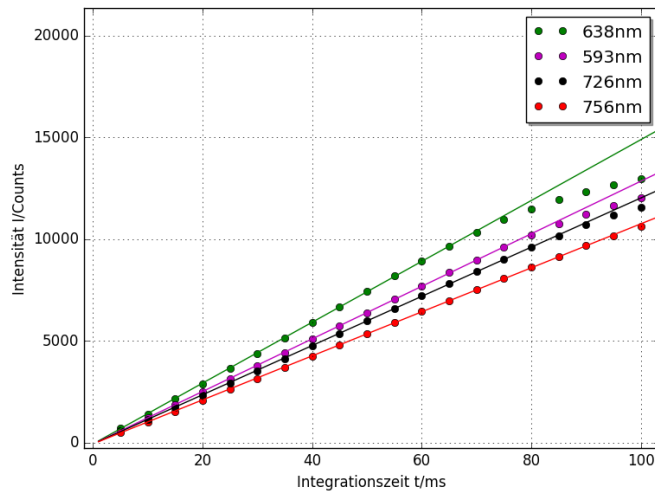


Abbildung 16: Verschiedene Wellenlängen aus den Spektren in Abbildung 15, deren Intensitäten gegenüber der Integrationszeit aufgetragen werden.

Es ist deutlich zu erkennen, dass das lineare Verhalten unabhängig von der Wellenlänge ab etwa 10000 Counts aufhört. Die gemessenen Spektren mit Intensitäten über 10000 Counts werden daher nicht mehr berücksichtigt. Es bleiben die 10 Spektren unterhalb von 50 ms übrig.

3.2.2 Korrekturfunktion der Kalibrationslampe

Die Korrekturfunktion wird wieder mit Gleichung 3 bestimmt. Dies wird für jede Messung gemacht. In Abbildung 17 wird beispielhaft das unkalibrierte Spektrum und das Referenzspektrum bei 5 ms Integrationszeit dargestellt.

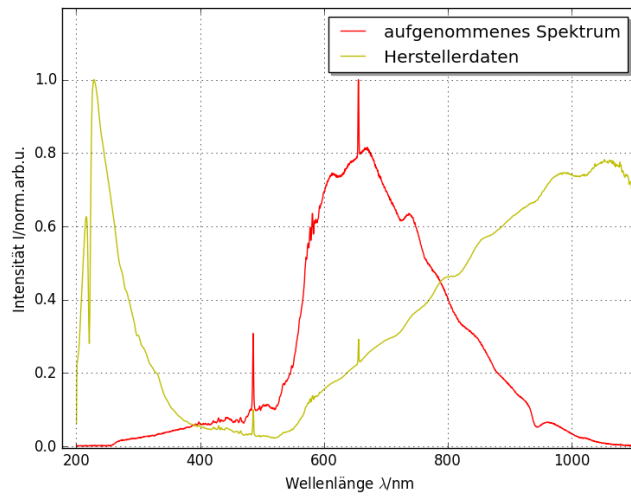


Abbildung 17: Das unkalibrierte Spektrum der Kalibrationslampe (rot) und die Herstellerdaten als Referenzspektrum (gelb) bei 5 ms Integrationszeit.

Die erzeugten Korrekturfunktionen werden wieder normiert und gemittelt.

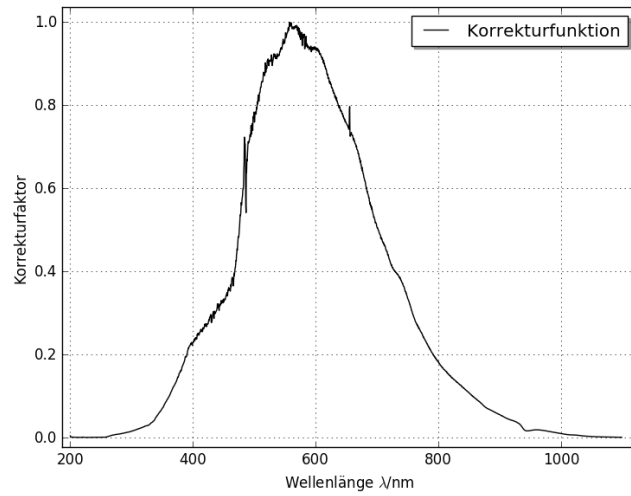


Abbildung 18: Gemittelte Korrekturfunktion, bestimmt aus dem Licht der Kalibrationslampe.

3.3 Vergleich der Korrekturfunktionen

Wie in Abbildung 18 und 14 zu sehen ist, weisen beide Korrekturfunktionen einen ähnlichen Verlauf auf, wobei erstere einen breiteren Wellenlängenbereich umfasst. Um aussagen zu können, wie gut die Kalibrationen sind, werden sie eingesetzt, um das aufgenommene Spektrum der jeweils anderen Referenzquelle zu kalibrieren.

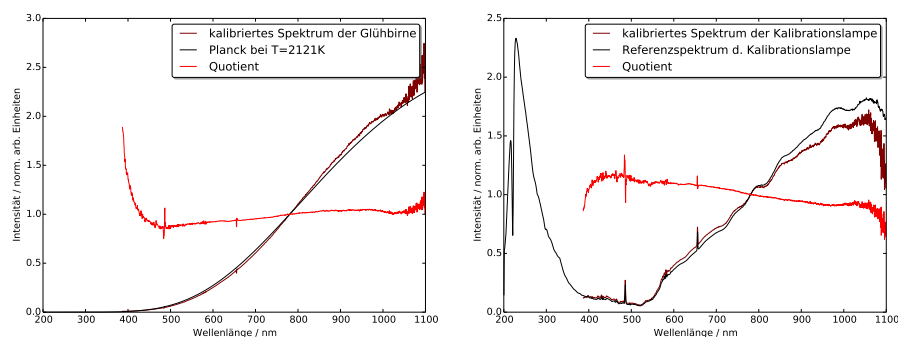


Abbildung 19: Links das aufgenommene Spektrum der Glühbirne korrigiert mit der Korrekturfunktion der Kalibrationslampe, rechts umgekehrt. Die rote „Quotient“-Linie steht für das Verhältnis des kalibrierten Spektrums zu dem Referenzspektrum.

In Abbildung 19 ist zu erkennen, dass in beiden Fällen das kalibrierte Spektrum die Referenzdaten in einem Bereich von 600 nm bis 950 nm sehr gut repräsentiert. Die maximale Abweichung in diesem Bereich ergibt bei der Korrekturfunktion der Kalibrationslampe 5 % und bei der Korrekturfunktion der Glühbirne 10 %.

Im Weiteren werden die Korrekturfunktionen auf das Sonnenspektrum angewendet. Das Sonnenspektrum ist gut bekannt und wurde viele Male gemessen. Das National Institute of Standards and Technology (Nist)[14] stellt mehrere Datensätze online zur Verfügung. In dieser Arbeit wird der "Global Tilt"-Datensatz als Vergleichswert genutzt. Diese Messung schließt das direkte Sonnenlicht, das Streulicht des Himmels und das reflektierte Licht vom Boden ein und wurde bei einem Sonnenstand von 37° gemessen. Mit dem HR2000+ Spektrometer von OceanOptics wurde das Sonnenspektrum am 29.05.2017 zwischen 14 und 15 Uhr an einem nahezu wolkenlosen Tag in Kassel gemessen, der Sonnenstand betrug 58°. Die Öffnung des Glasfaserkabels wurde dem direktem Sonnenlicht angenähert bis die Count-Zahl drohte den Wert 10000 zu überschreiten. (Abbildung 20)

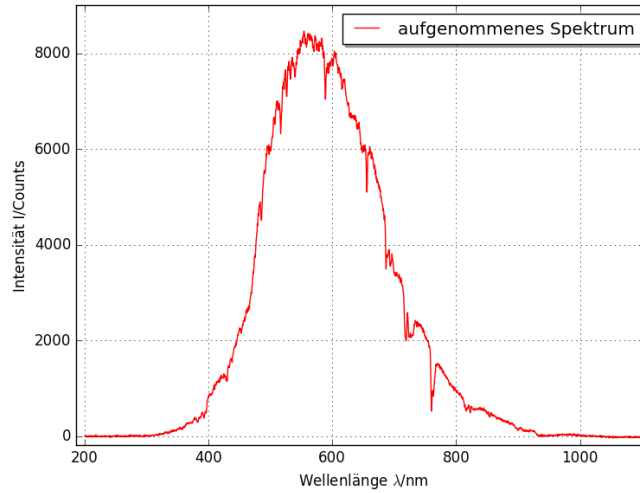


Abbildung 20: Das Sonnenspektrum unterhalb der Erdatmosphäre, aufgenommen mit dem HR2000+ Spektrometer von OceanOptics.

Das aufgenommene Sonnenspektrum wird mit den beiden Korrekturfunktionen korrigiert und die Ergebnisse mit den Messdaten von Nist verglichen (Abbildung 21).

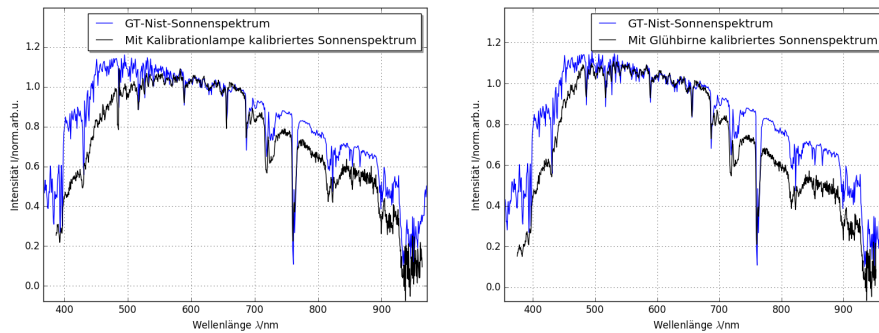


Abbildung 21: Die schwarzen Spektren sind die korrigierten Spektren des HR2000+ Spektrometers (links mit der Kalibrationslampe, rechts mit dem Licht der Glühbirne). Die blaue Kurve stellt das Sonnenspektrum „Global Tilt“ von Nist dar [15].

Beide Kalibrationsmethoden führen zu einer recht guten Übereinstimmung mit dem Nist-Spektrum. Beim Vergleich der Ergebnisse mit Abbildung 19, würde man allerdings eine bessere Übereinstimmung erwarten. Die Abweichungen

ließen sich mit Unterschieden in den Messbedingungen begründen. Da das Spektrometer nicht direkt in das Sonnenlicht gehalten werden konnte, wurde nur Streulicht aufgesammelt, wobei das Nist-Spektrum auch das direkte Sonnenlicht enthält. Außerdem war der Sonnenstand bei den Nist-Daten niedriger als bei dem hier aufgenommenen Spektrum, wodurch weniger Atmosphäre zwischen Sonne und Spektrometer lag.

Die Kalibration mit dem Licht der Glühbirne stellt sich als vergleichbar gute Methode heraus. Ihre größere Übereinstimmung mit den Nist-Daten ist auf Fehler ihrer Korrekturfunktion zurückzuführen. Wie in Abbildung 19 zu erkennen ist, überschätzt sie das reale Strahlungsverhalten unter 600 nm. Außerdem muss berücksichtigt werden, dass ihre Genauigkeit von der ungenau bestimmten Temperatur der Glühbirne abhängt. Dies ist bei der Kalibrierung mit der Kalibrationlampe nicht der Fall, weswegen diese im Weiteren verwendet wird.

4 Temperaturbestimmung des Ablationsplasmas

Im Folgenden soll die Temperatur des Laserablationsplasmas bestimmt werden. Bei der Verwendung von Laserablationsquellen wird ein Stäbchen bestehend aus dem zu untersuchenden Element, z.B. Silicium, unter Beschuss durch einen hoch intensiven Laser verdampft, wobei ein Plasma entsteht. Ein reaktionsarmes Trägergas (z.B. Helium) nimmt Teile des ablatierten Materials auf und transportiert es in einen Reaktionskanal, wo es mit Teilchen reagieren kann, die im Trägergas beigemischt sind (z.B. Methan). Dabei bildet sich eine Vielzahl verschiedener Moleküle, deren Bildung sehr stark von den äußeren Umständen, wie z.B. Konzentration der Reaktionspartner und Temperatur des Plasmas, abhängen. Im weiteren Verlauf wird darauf eingegangen wie das Spektrum des Plasmas gemessen wurde.

4.1 Experimenteller Aufbau und Messwerte

Der Aufbau des Experimentes ist in Abbildung skizziert.

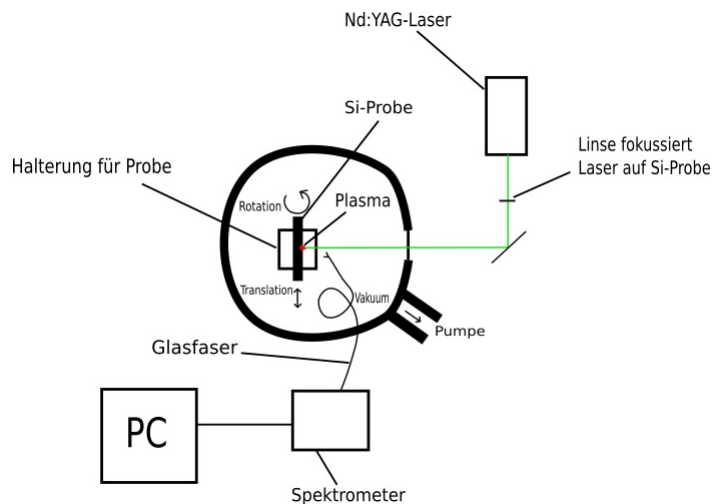


Abbildung 22: Skizze des experimentellen Aufbaus zur Aufnahme des Ablationsplasmaspektrums.

Das Siliciumstäbchen wurde in einer Vakuumpumpe von dem Nd:YAG Inlite II-20 Laser der Firma Continuum Lasers beschossen, wodurch ein Plasma erzeugt wird. Der Laser ist frequenzverdreifacht, hat eine Repetitionsrate von 20 Hz, eine Pulsdauer von 5 - 7 ns und eine Pulsenergie von bis zu 40 mJ/Puls [17]. Das Glasfaserkabel des Spektrometers wurde direkt auf das entstehende Plasma gerichtet und so das Spektrum aufgenommen. Das Plasma entsteht nicht kontinuierlich, sondern regelmäßig mit der Repetitionsrate (ein Schuss alle 50 ms) des Lasers. Bei einer eingestellten Integrationszeit von 200 ms und keiner Mittelung der aufgenommenen Spektren misst das Spektrometer daher jeweils 3 - 4 Plasmasignale. Zwischen den Signalen nimmt es aber nur statistisches Rauschen auf. Signale geringerer Intensität würden in diesem Rauschen untergehen, worauf im Ausblick nochmal eingegangen wird, doch in dieser Messung ist das Plasmasignal deutlich stärker als das Rauschen. Das aufgenommene Spektrum ist in Abbildung 23 zu sehen.

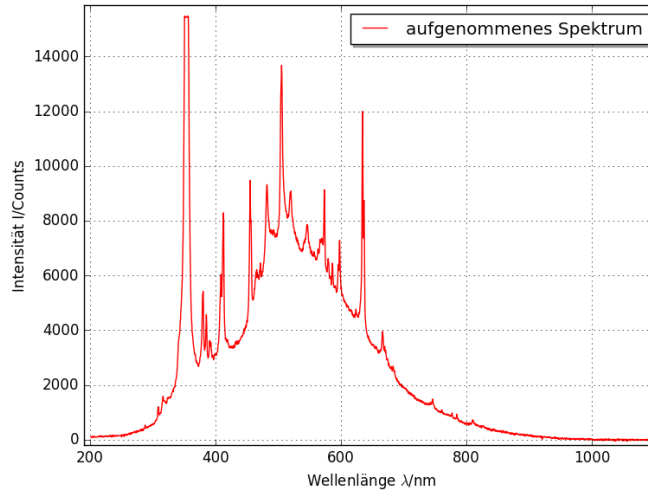


Abbildung 23: Unkalibriertes Spektrum des Ablationsplasmas eines Siliciumstäbchens. Die starke Linie bei ca. 355 nm ist das Signal des frequenzverdreiften Nd:YAG-Lasers.

Es ist zu erkennen, dass dieses Spektrum die Kombination eines Linienspektrums und eines darunterliegenden Schwarz Körper-Untergrundes ist.

4.2 Bestimmung der Plasmatemperatur

Um die Temperatur des Plasmas zu bestimmen, wird das aufgenommene Spektrum kalibriert und das Plancksche Strahlungsgesetz an den Schwarz Körper-Untergrund angepasst. Dazu muss dieser zunächst bestimmt werden, indem das darüber liegende Linienspektrum entfernt wird. Die Linien wurden mit einem speziellen Verfahren entfernt, wie in Abbildung 24 an einem Beispiel veranschaulicht wird. Bei diesem Verfahren wird die untersuchte Kurve mit Kästchen einstellbarer Breite überdeckt und aus dem maximalen Wert der Kurve in jedem Kästchen eine neue Kurve erstellt. Bei ausreichender Breite der Kästchen werden die Linien aus dem Spektrum entfernt. Durch das Glätten der entstehenden Funktion wird der Untergrund bestimmt.

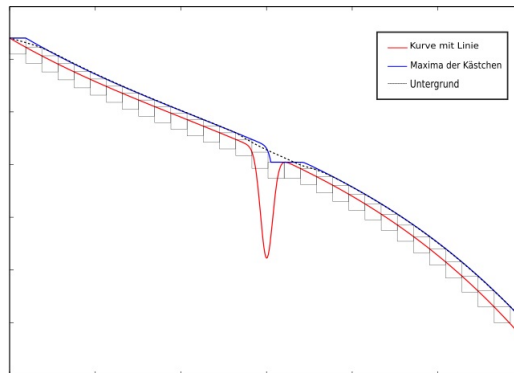


Abbildung 24: Bei einer Beispielkurve mit Linie wird das im Text beschriebene Verfahren angewendet.

Dieses Verfahren wurde auch bei dem aufgenommenen Spektrum des Plasmas angewendet. An den bleibenden Schwarz Körper-Untergrund wird das Plancksche Strahlungsgesetz angepasst. Die Temperatur des Plasmas ist somit der Anpassungsparameter der Kurve.

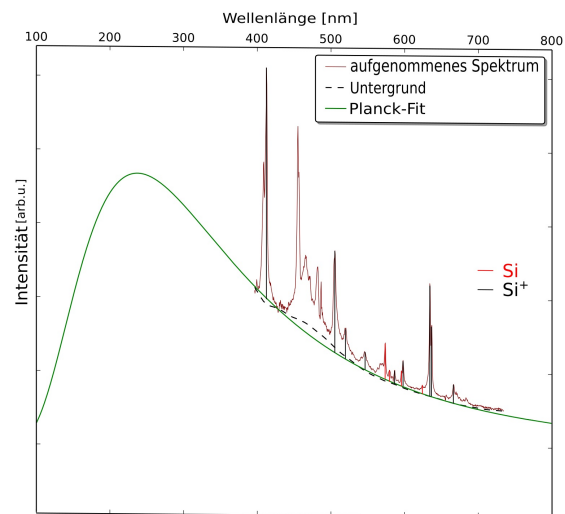


Abbildung 25: Planck-Fit an den Untergrund des aufgenommenen Plasmaspektrums. Einige Linien des darüber liegenden Linienspektrums konnten Si und Si+ zugeordnet werden.

Für die Temperatur ergibt sich ein Wert von:

$$T = 12218 \pm 62 \text{ K}$$

Der Fehler ist ein rein statistischer, der durch die Anpassung der Kurve entsteht.

4.3 Linienspektrum Analyse des Ablationsplasmas

Die Linien in Abbildung 25 konnten durch den Vergleich mit der Nist-Datenbank Ionen zugeordnet werden (Siehe Tabelle 5).

λ_g [nm]	λ_N [nm]	Zuordnung
411,7	412,8	Si+
504,5	505,6	Si+
519,0	520,2	Si+
545,2	546,6	Si+
573,1	574,8	Si
579,1	579,8	Si
585,4	586,8	Si+
595,7	594,9	Si
597,0	597,9	Si+
624,5	625,4	Si
633,9	634,7	Si+
636,5	637,1	Si+
666,1	667,2	Si+

Tabelle 5: Ionenzuordnung der gemessene Linien λ_g , Nist-Linien λ_N

Es sind Si und Si+ Linien im Spektrum zu finden. Bei einer Ionisierungsenergie von 8,15 eV für Si+ müsste das Plasma eine Temperatur von 94576 K besitzen, um diese Ionen durch thermische Energie erzeugen zu können. Auch der Nd:YAG-Laser kann nicht zu dieser Ionisation geführt haben. Seine Frequenz von 355 nm entspricht einer Temperatur von 40499 K und für eine Multiphotonen-Ionisation ist die Photonendichte des Lasers zu klein. Es muss also einen anderen Prozess geben, der die Ionen erzeugt. Eine Vermutung wäre, dass die Laserpulse Si-Cluster aus der Probe lösen, die in die gemessenen Ionen zerfallen. Letztendlich kann durch die Untersuchung des Plasmas nicht geklärt werden, ob die Molekülbildung nach dem Bottom-Up- oder dem Top-Down-Prinzip funktioniert. Die Bausteine für beide Prozesse sind im Ablationsplasma zu finden. Die einzelnen Ionen erzeugen das Linienspektrum, die größeren Si-Cluster den Schwarz Körper-Untergrund.

5 Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Eigenschaften und Zusammensetzungen der Ausgangsstoffe für die Molekülbildung in Laserablationsquellen untersucht. Weiterführend wäre es interessant, die Eigenschaften und Zusammensetzungen der Stoffe nach der Molekülbildung zu untersuchen. Nachdem die Teilchen in der Reaktionskammer Moleküle gebildet haben, werden sie durch eine Düse in eine Vakuumkammer expandiert. Der dabei entstehende Jet emittiert Licht im optischen Bereich. Der Jet ließe sich auch im IR- und THZ-Bereich untersuchen, doch diese Messungen sind in der Regel langwierig und mühselig. Mit dem Spektrometer könnte der Jet schnell im ganzen optischen Bereich untersucht werden. Die Herausforderung ist, trotz der Leuchtschwäche und Kurzlebigkeit des Jets, ein hinreichend starkes Signal aufnehmen zu können. Die Wahl der minimalen Integrationszeit des Spektrometers reicht nicht aus.

Eine Idee wäre die Verwendung der Absorptionsspektroskopie. Die Öffnung des Glasfaserkabels könnte auf die eine Seite des Jets und eine helle Lichtquelle (weiße-LED) auf die andere Seite platziert werden. Die fehlenden Linien im LED-Spektrum geben dann genauso viel Informationen über die Moleküle im Jet preis wie es ein Emissionsspektrum tun würde. Weiterhin könnte auch eine Linse verwendet werden, die Licht einer größeren Fläche sammelt und in das Glasfaserkabel fokussiert. Eine weitere Möglichkeit wäre das „Triggern“ des Spektrometers. Im Normalbetrieb ist die Integrationszeit des Spektrometers auf mindestens 1 ms begrenzt, doch der Jet leuchtet nur einige Mikrosekunden lang und das nächste Jet-Signal trifft erst 50 ms später mit der Repetitionsrate des Nd:YAG-Lasers ein. Es wird somit überwiegend statistisches Rauschen aufgenommen. Das gleiche Problem stellte sich auch beim Ablationsplasma, aber dieses ist deutlich heller als der Jet und konnte eindeutig im Spektrum gesehen werden. Durch das „Triggern“ des Spektrometers lässt es die Software zu, die Integrationszeit auf die Mikrosekunden-Zeitskala zu reduzieren. Außerdem würde das Spektrometer sich so einstellen lassen, dass es nur misst, wenn der Jet wirklich da ist und nicht zwischen den Signalen.

6 Quellen

- [1] Horst Kuchling, Taschenbuch der Physik, Carl Hanser Verlag, 19. Auflage
- [2] Haken Wolf, Molekülphysik und Quantenchemie, Springer Verlag, 5. Auflage
- [3] Ingolf V. Hertel · Claus-Peter Schulz, Atome, Moleküle und optische Physik 1, Springer Verlag
- [4] Dr. Hannu Karttunen, Dr. Pekka Kröger, Dr. Heikki Oja, Dr. Markku Poutanen, Dr. Karl Johan Donner, Fundamental Astronomy, Fifth Edition, Springer Verlag
- [5] P.D.Desai, T.K. Chu, H.M. James, and C.Y. Ho, Electrical Resistivity of Selected Elements
- [6] Glühwendel – Wikipedia, Adresse: <https://de.wikipedia.org/wiki/Gl%C3%BChwendel>, Stand: Samstag, 9. September 2017, 10:44:14
- [7] Alexander A. Breier , Thomas Büchling , Rico Schnierer , Volker Lutter , Guido W. Fuchs , Koichi M. T. Yamada , Bhaswati Mookerjee , Jürgen Stutzki , and Thomas F. Giesen, Lowest bending mode of 13 C-substituted C₃ and an experimentally derived structure, THE JOURNAL OF CHEMICAL PHYSICS 145 , 234302 (2016)
- [8] Dieter Meschede, Gerthsen Physik 25.Auflage, Springer Verlag
- [9] Wärmetransport | LEIFI Physik, Adresse: <https://www.leifiphysik.de/waermelehre/waermetransport/waermetransport>, Stand: Freitag, 15. September 2017, 13:54:44
- [10] Filament Coiling Effects, Adresse: <http://www.lamptech.co.uk/Documents/IN%20Coiling.htm>, Stand: Freitag, 15. September 2017, 16:27:53
- [11] Langmuir-Schicht (Glühlampe) – Wikipedia, Adresse: [https://de.wikipedia.org/wiki/Langmuir-Schicht_\(Gl%C3%BChlampe\)](https://de.wikipedia.org/wiki/Langmuir-Schicht_(Gl%C3%BChlampe)), Stand: Freitag, 1. September 2017, 09:06:44
- [12] Ocean Optics, HR2000+ Spectrometer Installation and Operation Manual.
- [13] Qiang Fu, RADIATION (SOLAR), University of Washington, Seattle, WA, USA
- [14] National Institute of Standards and Technology | NIST, Adresse: <https://www.nist.gov/>, Stand: Montag, Sonntag, 17. September 2017, 10:47:22

- [15] Reference Solar Spectral Irradiance: ASTM G-173: ASTM G-173, Adresse: <http://rredc.nrel.gov/solar/spectra/am1.5/ASTMG173/ASTMG173.html>, Modifiziert: Stand, 18. September 2017, 20:50:08
- [16] AvaLight-DH-S-BAL Balanced Power - Avantes, Adresse: <https://www.avantes.com/products/light-sources/item/238-avalight-dh-s-bal-balanced-deuterium-halogen-light-source>, Stand: Donnerstag, 21. September 2017, 19:36:52
- [17] PDF Inlite II Series, Adresse: http://www.continuumlasers.com/images/stories/products/downloads/inlite/inliteii_rev_h_mr.pdf, Stand: Donnerstag, 24. März 2016, 23:29:02
- [18] Andreas Kalweit, Christof Paul, Sascha Peters, Reiner Wallbaum, Handbuch für Technisches Produktdesign: Material und Fertigung, Entscheidungsgrundlagen für Designer und Ingenieure, Springer-Verlag, 03.11.2011
- [19] BOROFLOAT® | Optische Transmission von Borosilikatglas, Adresse: https://www.pgo-online.com/de/kurven/boro_kurve.html, Stand: Samstag, 23. September 2017, 13:19:46
- [20] BY A. P. FERRIS, W. B. JEPSON AND R. C. SHAPLAND, Evaluation and Correction of Interference between Aluminium, Silicon and Iron in Atomic-absorption Spectrophotometry, Analyst, June, 1970, Vol. 95, \$9. 574-578
- [21] Wolfram|Alpha: Computational Knowledge Engine, Adresse: <https://www.wolframalpha.com/>, Stand: Sonntag, 24. September 2017, 11:22:27
- [22] R. E. Smalley, Self-assembly of the fullerenes, Acc. Chem. Res., 1992, 25 (3), pp 98-105
- [23] Y.-K. Choi, H.-S. Im, K.-W. Jung, Laser ablation of graphite at 355 nm: cluster formation and plume propagation, International Journal of Mass Spectrometry, Volume 189, Issues 2-3, 11 August 1999, pp 115-123

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei meinen Betreuern Herrn Prof. Dr. Giesen und Daniel Witsch bedanken, die mich während der Erstellung dieser Arbeit mit hilfreichen Anregungen und konstruktiver Kritik begleitet haben. Darüber hinaus bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Baumert, der sich als Zweitprüfer zur Verfügung stellte.

Ebenfalls möchte ich mich bei meinem Kollegen Alexander Breier und meinen Kommilitonen Jan Thieme und Malwin Xibraku bedanken, die mir mit ihrer Hilfsbereitschaft zur Seite standen. Bedanken möchte ich mich für die zahlreichen interessanten Ideen, die maßgeblich dazu beigetragen haben, dass die Bachelorarbeit in dieser Form vorliegt.

Großer Dank gilt meiner Mutter und meinen Großeltern für ihren motivierenden Beistand während meines gesamten Studiums!