

Technische Universität München
Lehrstuhl für Technische Elektrophysik

Funktionsprinzip des Entladungsplasmas quecksilberhaltiger Metallhalogenidlampen

Bernhard Schalk

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. A. W. Koch
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. U. Bauder, i. R.
2. Univ.-Prof. Dr. rer. nat. G. Wachutka
3. Hon.-Prof. Dr. rer. nat. R. Wilhelm, em.

Die Dissertation wurde am 06.10.2005 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 26.03.2007 angenommen.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
1. Aufbau von Metallhalogenidlampen	5
2. Stand zu Beginn der hier dargestellten Arbeiten	7
3. Modellansatz	9
3.1. Lokales thermodynamisches Gleichgewicht	9
3.2. Plasmazusammensetzung	11
3.2.1. Minimierung der freien Energie	12
3.2.2. Füllungen mit nur teilweise verdampfenden Komponenten	14
3.3. Wärmeleitfähigkeit und elektrische Leitfähigkeit	15
3.3.1. Berechnung der Wärmeleitfähigkeit	15
3.3.2. Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit	15
3.4. Strahlungsprozesse	16
3.4.1. Linienstrahlung	17
3.4.2. Kontinuumsstrahlung	19
3.5. Modellierung von Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke	20
4. Experimentelle Methoden	23
4.1. Bestimmung des Temperaturprofils	23
4.2. Messung der elektrischen Feldstärke	26
4.3. Festlegung des Gesamtdrucks	27
4.4. Partialdruckbestimmung der einzelnen Komponenten	30
5. Neue Erkenntnisse und Verbesserungen	31
5.1. Einfluss der radialen Entmischung	31
5.2. Anwendbarkeit der Cold-Spot-Methode zur Behandlung teilweise verdampfender Komponenten	36
5.3. Kuppenabstandsmethode zur Druckbestimmung	38
5.4. Strahlungstransport der Quecksilberlinie bei 185 nm	42
5.5. Impulsaustauschquerschnitt von Iod	44
5.5.1. Partialwellenzerlegung	45
5.5.2. Modellpotentiale nach Kunc	47
5.5.3. Ergebnisse für Xenon	50
5.5.4. Ergebnisse für Iod	51
5.6. Iod-Linienstrahlung im Infraroten	53

6. Anwendung auf verschiedene Lampenfüllungen	57
6.1. Geometrie der Lampen	60
6.2. Hg-HgI ₂ -Ar	61
6.2.1. Versuchslampen	61
6.2.2. Temperaturprofil, elektrische Feldstärke und Spektrum	62
6.2.3. Bestimmung des Gesamtdrucks	64
6.2.4. Plasmazusammensetzung und elektrische Leitfähigkeit	65
6.2.5. Impulsaustauschquerschnitt von Iod	67
6.2.6. Vergleich zwischen Modell und Experiment	70
6.3. Hg-HgI ₂ -TII-Ar und Hg-TII-Ar	74
6.3.1. Versuchslampen	75
6.3.2. Temperaturprofil, elektrische Feldstärke und Spektrum	75
6.3.3. Plasmazusammensetzung und elektrische Leitfähigkeit	77
6.3.4. Gesamtdruckbestimmung aus der elektrischen Feldstärke	82
6.3.5. Festlegung der Verbreiterungskonstanten von Tl 535 nm	83
6.3.6. Teilweise Auskondensation des Tl in der Hg-TII-Ar-Lampe	84
6.3.7. Überprüfung der Berücksichtigung der radialen Entmischung	85
6.3.8. Vergleich zwischen Modell und Experiment	88
6.4. Hg-TII-TmI ₃ -Ar	90
6.4.1. Versuchslampen	90
6.4.2. Experimentelle Befunde: Temperaturprofil und Brennspannung	91
6.4.3. Bestimmung des Gesamtdrucks	93
6.4.4. Plasmazusammensetzung und elektrische Leitfähigkeit	93
6.4.5. Vergleich zwischen Modell und Experiment	95
7. Diskussion der Ergebnisse	99
8. Ausblick	105
Zusammenfassung	107
A. Ansatz zur Berücksichtigung der radialen Entmischung	109
B. Parameter der Modellrechnungen	115
B.1. Atomlinien mit Verbreiterung	115
B.2. Optisch dünne Atomlinien	116
B.3. Molekülstrahlung	116
C. Liste der verwendeten Formelzeichen	117
Literatur	121

Einleitung

Metallhalogenidlampen sind Entladungslampen. Für die Funktion als Lichtquelle ist damit insbesondere das Entladungsplasma zwischen den Elektroden von Bedeutung.

Metallhalogenidlampen zeichnen sich durch ihre gute Effizienz und Farbwiedergabe aus. Sie beruhen auf der Quecksilberdampf Lampe, die durch Zugabe weiterer Füllungskomponenten hinsichtlich der lichttechnischen Parameter verbessert wurde.

Ein wichtiges Instrument bei der Auswahl und der Optimierung der Dosierung dieser Füllungskomponenten waren empirische Methoden wie z.B. die statistische Versuchsplanung. Für eine weitere Verbesserung von Metallhalogenidlampen sind grundsätzliche Änderungen notwendig. Verfahren wie die statistische Versuchsplanung sind dafür wegen der vielen Einflussgrößen zu aufwändig und erscheinen wenig erfolgversprechend.

Aussichtsreicher ist, die Lampen aufbauend auf einem Verständnis des Funktionsprinzips des Entladungsplasmas weiterzuentwickeln. Dazu sollen in dieser Arbeit Beiträge zum Verständnis der wichtigen physikalischen Prozesse im Plasma quecksilberhaltiger Metallhalogenidlampen geliefert werden.

Diese Arbeit setzt frühere Arbeiten zu Quecksilber-Argon-Lampen fort. Diese werden in Kapitel 2 kurz dargestellt.

Das dort verwendete eindimensionale Modell ist Gegenstand von Kapitel 3. Es ermöglicht die zeitabhängige Berechnung des Temperaturprofils und der elektrischen Feldstärke der Plasmasäule. Damit ist es das entscheidende Werkzeug zur Identifikation und Untersuchung der wichtigen physikalischen Prozesse. Dabei soll das Modell möglichst einfach gehalten werden, um eine Reduktion auf wenige wichtige Prozesse zu erlauben.

Eingangsgrößen sind die Plasmazusammensetzung, die elektrische Leitfähigkeit, die Parameter der Strahlungsprozesse und die Wärmeleitfähigkeit.

Die Ausbildung des Temperaturprofils ist entscheidend von den Strahlungsprozessen abhängig. Darin begründet sich die Verwendung eines eindimensionalen Modells. Dieses ermöglicht die Lösung der Strahlungstransportgleichung ohne weitere Näherungen mit vertretbarem numerischem Aufwand.

Aussagen über die wichtigen Prozesse lassen sich aus einem Vergleich der Ergebnisse der Modellierung mit entsprechenden experimentell gewonnenen Werten erzielen.

Die dabei verwendeten Methoden sind in Kapitel 4 aufgeführt.

Die in dieser Arbeit erfolgte Erweiterung der Behandlung des Plasmas von Hochdrucklampen auf komplexere Füllungen als die Quecksilber-Argon-Entladung beinhaltet Verbesserungen und Weiterentwicklungen von Modellansatz und experimentellen Methoden. Diese sind in Kapitel 5 dargestellt.

Die in Kapitel 6 behandelten Füllungen ermöglichen schließlich ein Verständnis der wichtigen Prozesse, die zur Ausbildung des Temperaturprofils und der elektrischen Feldstärke in quecksilberhaltigen Metallhalogenidlampen führen. Dieses wird in Kapitel 7 diskutiert.

In Kapitel 8 erfolgt ein Ausblick, wie die erzielten Erkenntnisse weiter ausgebaut werden können und welche Hinweise zur Verbesserung von Metallhalogenidlampen daraus zu erwarten sind.

1. Aufbau von Metallhalogenidlampen

Abbildung 1 zeigt eine 250W-Metallhalogenidlampe aus Quarz sowie eine Skizze ihres prinzipiellen Aufbaus. Metallhalogenidlampen sind Entladungslampen. Der entscheidende Teil einer Metallhalogenidlampe ist somit der Innenkolben, auch Brenner genannt. In ihn werden die Komponenten eingefüllt, die im Betrieb die Zusammensetzung des Plasmas bestimmen. Zwischen den Elektroden, die in den Innenkolben hineinragen, bildet sich die Bogenentladung aus.

Das Plasma zwischen den Elektroden erreicht im Kern Temperaturen von etwa 6000 K. Die Wandtemperaturen im Hauptteil des Entladungsgefäßes liegen bei etwa 1200 K, die Wandtemperaturen in den Endbereichen hinter den Elektroden sind bis zu 200 K geringer.

Die Abstrahlung ist vor allem durch die Temperaturverteilung im Bogenkern bestimmt. Ent-

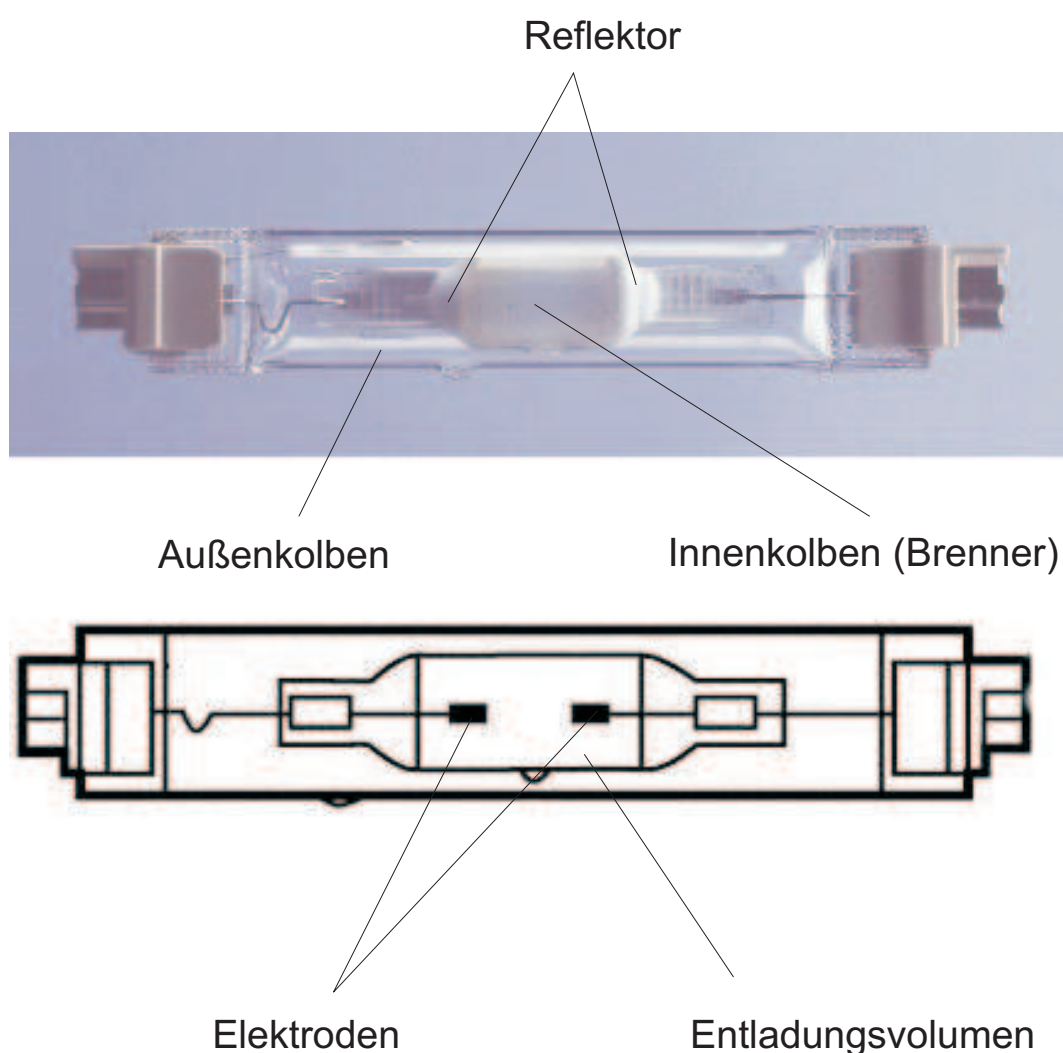


Abbildung 1: Aufbau einer Metallhalogenidlampe.

scheidend ist aber auch die Plasmazusammensetzung. Für diese ist die Temperaturverteilung in den Randbereichen des Entladungsvolumens wichtig, da einige Füllungskomponenten auch im Betrieb der Lampe teilweise auskondensiert bleiben.

Ziel ist es, einen möglichst hohen Partialdruck der zur Abstrahlung beitragenden Füllungskomponenten zu erreichen. Dazu muss die kälteste Temperatur im Entladungsvolumen, die Cold-Spot-Temperatur, möglichst hoch sein. Dies wird durch den Aufbau der Lampe auf zwei Weisen unterstützt.

Zum einen wird der Innenkolben in den Endbereichen mit einem Reflektor versehen. Durch die Reflektoren werden die Strahlungsverluste klein gehalten, so dass die Endbereiche nicht zu stark gegenüber dem restlichen Entladungsvolumen abkühlen.

Zum anderen wird um den Innenkolben ein Außenkolben angebracht. Dieser ist evakuiert. Durch die dadurch erzielte Verhinderung eines direkten Kontakts des Entladungsgefäßes mit der Umgebung kann sich der Innenkolben besser aufheizen.

Zum Erreichen einer hohen Effizienz müssen alle Energieverlustkanäle des Plasmas außer der sichtbaren Strahlung so weit wie möglich unterbunden werden.

Auch hier spielen die Reflektoren und der Außenkolben eine wichtige Rolle. Die Reflektoren hindern die Infrarotstrahlung aus den Endräumen daran, das Plasma zu verlassen. Zwar wird durch die Reflektoren auch die sichtbare Strahlung im Plasma gehalten, diese würde aber größtenteils in ungünstige Richtungen abgestrahlt, in denen sie durch die Halterungen der Lampe absorbiert würde. Somit überwiegen die positiven Einflüsse der Reflektoren.

Der Außenkolben erhöht die Effizienz durch die Unterbindung der Wärmeleitung.

Die Innenkolben kommerzieller Metallhalogenidlampen werden sowohl aus Quarz als auch aus Keramik gefertigt. Keramik hat gegenüber Quarz den Vorteil, dass es bis zu höheren Temperaturen stabil ist. In Keramiklampen werden Innenkolbentemperaturen von bis zu 1400K erreicht, die Cold-Spot-Temperaturen sind höher als in Quarzlampen.

Nachteile der Keramik gegenüber Quarz sind eine kompliziertere Verschlusstechnik und ein höherer Preis. Zudem erschwert die fehlende Transparenz der Keramik ihre Verwendung in fotooptischen Anwendungen oder Automobillampen, wo für die Abbildungsoptik eine möglichst punktförmige Lichtquelle wünschenswert ist.

Für die hier dargestellten Untersuchungen werden ausschließlich Quarzlampen verwendet, da die fehlende Transparenz der Keramiklampen keine orts aufgelösten spektroskopischen Messungen zulässt.

Da sich die Plasmasäulen in Quarz- und Keramiklampen prinzipiell nicht unterscheiden, werden die an Quarzlampen erzielten grundlegenden Ergebnisse auch auf Keramiklampen übertragbar sein.

2. Stand zu Beginn der hier dargestellten Arbeiten

In der Literatur liegen auf dem Gebiet der Beschreibung der Plasmasäule von Hochdrucklampen eine Vielzahl von Arbeiten zur Quecksilber-Argon-Entladung vor. Diese Arbeiten stellen die Grundlage der in den folgenden Kapiteln diskutierten Untersuchungen dar, da die Füllung von Metallhalogenidlampen im Wesentlichen aus einem Quecksilber-Argon-Gemisch besteht, dem weitere Komponenten hinzugefügt werden. Die Anzahldichten der zugemischten Komponenten erreichen maximal eine Größenordnung von zehn Prozent der Quecksilberzahldichte. Das Verhalten der Plasmasäule ist somit wesentlich vom Quecksilber-Argon-Grundgas bestimmt. Aussagen über die Rolle der weiteren Füllungskomponenten sind nur auf der Basis eines tiefgehenden Verständnisses der Quecksilber-Argon-Entladung möglich. Die dazu herangezogenen Arbeiten aus der Literatur werden nun kurz vorgestellt.

Eine einfache Beschreibung lieferte Elenbaas [1, 2]: In die Leistungsbilanz des Bogens geht neben der eingespeisten Leistung und der Wärmeleitung auch die Strahlung ein. Für die Strahlung wurde ein vereinfachter Ansatz verwendet: Es wird lediglich der gesamte Strahlungsverlust des Bogens sowie eine Strahlungseffizienz diskutiert. Weitere Parameter sind die Lampegeometrie und der Verdampfungsgrad des Quecksilbers.

In Weiterentwicklungen des Ansatzes von Elenbaas wurde in späteren Arbeiten die Leistungsbilanz genauer betrachtet. Die umgesetzte elektrische Leistung wird durch Wärmeleitung, Konvektion und Strahlungstransport dem Bogen wieder entnommen, aber auch in ihm räumlich umverteilt.

Vor allem für den Strahlungstransport finden sich in der Literatur viele Ansätze.

Kann Absorption vernachlässigt werden, ist die Flächenstrahldichte am Rand des Plasmas durch Integration über den Emissionskoeffizienten entlang des Sichtstrahls zu bestimmen.

Ist jedoch die Absorption nicht mehr klein, muß die optische Tiefe des Plasmas mit berücksichtigt werden. Sie ist definiert durch die Integration des Absorptionskoeffizienten entlang des Sichtstrahls vom Emissionspunkt zum Beobachtungspunkt.

Der Grenzfall einer sehr großen optischen Tiefe lässt sich relativ einfach behandeln: Die Strahlung ist an jedem Ort gegeben durch die Schwarzkörperstrahlung mit der Planckfunktion bei der jeweiligen Temperatur. Der Strahlungsbeitrag zur Leistungsbilanz kann hier in der Strahlungsdiffusionsnäherung [3] als zusätzlicher Beitrag zur Wärmeleitung betrachtet werden.

Im Spektrum von Hochdrucklampen liegen sowohl Wellenlängenbereiche vor, in denen das Plasma optisch dünn ist, als auch solche, in denen das Plasma optisch dick ist. Häufig wird deshalb versucht, die Strahlung als Summen der Beiträge dieser Extremfälle zu behandeln [4]. Dabei wird jedoch vernachlässigt, dass es neben den genannten Wellenlängenbereichen auch noch solche gibt, in denen weder die eine noch die andere Näherung zulässig ist. Hier ist eine genaue Berücksichtigung der jeweiligen optischen Tiefe in der Behandlung des Strahlungstransports nötig.

Dazu wurden beispielsweise Näherungen über effektive gemittelte Absorptionskoeffizienten [5, 6, 7] oder über semiempirische Formeln [8, 9] verwendet.

Eine exakte Rechnung des Strahlungstransports erfolgte bei Stormberg und Schäfer [10]. Für die Atomlinien werden als Verbreiterungsmechanismen die Resonanz-, Stark- und van-der-Waals-Verbreiterung berücksichtigt. Zur Verhinderung langer Berechnungszeiten behandeln Stormberg und Schäfer allerdings nur parabolische Temperaturprofile.

Diese Einschränkung wurde schließlich von Hartel et al. [11] überwunden. Durch die Verwendung langer senkrecht brennender Lampen wurde die Durchbiegung des Bogens durch die Konvektion verhindert und das Problem auf Zylindersymmetrie reduziert. Damit läßt sich die Strahlungstransportgleichung analytisch so weit vereinfachen, dass eine exakte Berücksichtigung des Strahlungstransports in einem eindimensionalen Modell für die Leistungsbilanz erfolgen kann. Der Rechenaufwand bleibt dabei so klein, dass auch die Behandlung zeitabhängiger Probleme mit vertretbarem Aufwand möglich ist.

Hartel et al. berechnen den Strahlungstransport von 19 Quecksilber-Linien exakt, als Verbreiterungsmechanismen werden wie bei Stormberg und Schäfer Resonanz-, Stark- und van-der-Waals-Verbreiterung berücksichtigt. Daneben gehen die optisch dünnen Quecksilberlinien, die von Übergängen zwischen hochangeregten Niveaus kommen, über einen zusammengefassten Term in die Leistungsbilanz ein.

Die Überprüfung des Modells erfolgt durch einen Vergleich zwischen dem berechneten Temperaturprofil und der berechneten elektrischen Feldstärke mit entsprechenden Messwerten. Zur Erzielung einer guten Übereinstimmung zeigt sich, dass eine Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit in der Leistungsbilanz unumgänglich ist. Der Bogen durchläuft also nicht - wie in früheren Arbeiten angenommen - eine Folge von quasistationären Zuständen.

Neben den Parametern der Strahlungsprozesse zeigt sich bei Hartel et al. die Wichtigkeit der Stoßquerschnitte, die die elektrische sowie die Wärmeleitfähigkeit bestimmen. Insbesondere der Impulsaustauschquerschnitt für Stöße zwischen Elektronen und Quecksilberatomen, der die elektrische Leitfähigkeit und damit die Energieeinkopplung ins Plasma bestimmt, ist für die Ausbildung von Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke von zentraler Bedeutung. Nur bei Verwendung neuerer Daten von England und Elford [12] statt der bis dahin meist verwendeten Daten von Rockwood [13] erzielen Hartel et al. eine bis dahin nicht erreichte Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment.

Aufbauend auf dem Ansatz von [11] wurden in [14, 15, 16, 17] hochfrequente und gepulste Hg-Ar-Entladungen untersucht. Auch hier ergaben sich sehr gute Übereinstimmungen zwischen Modell und Experiment.

Die Arbeiten zur Quecksilber-Argon-Entladung bei Hartel et al. werden in dieser Arbeit für komplexere Füllungen fortgeführt.

Für die Modellierung von Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke wird der selbe Ansatz verwendet. Für eine Beschreibung der Rolle der weiteren Füllungskomponenten im Strahlungstransport wird zunächst versucht, diese analog zum Quecksilber zu behandeln: Eine Reihe wichtiger Linien der entsprechenden Atome wird exakt unter Berücksichtigung der jeweiligen Verbreiterungsmechanismen behandelt, die Linien der Übergänge zwischen hochangeregten Niveaus werden zusammengefasst. Inwieweit diese Herangehensweise für ein Verständnis der komplexeren Füllungen bis hin zur Quecksilber-Thallium-Thulium-Iod-Argon-Lampe ausreichend ist, werden die im folgenden diskutierten Untersuchungen zeigen. Auch auf die Rolle der weiteren Füllungskomponenten bei der elektrischen und der Wärmeleitfähigkeit wird einzugehen sein.

3. Modellansatz

In den späteren Kapiteln werden die Arbeiten zur Hg-Ar-Entladung aus [11] für komplexere Füllungen fortgeführt. Eine wichtige Grundlage dafür ist der Modellansatz, der auch schon in [11] verwendet wurde. Er wird in diesem Kapitel dargestellt. Die im Rahmen dieser Arbeit an ihm durchgeführten Änderungen und Erweiterungen werden Gegenstand des Kapitels 5 sein. Den zentralen Teil des Modellansatzes stellt die gleichzeitige Lösung der Leistungsbilanz und des Strahlungstransportes dar. Zu Beginn des Kapitels wird zunächst die Gültigkeit des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts für die im folgenden untersuchten Plasmen nachgewiesen. Die folgenden Abschnitte befassen sich mit den unterschiedlichen Größen, die in die Leistungsbilanz eingehen, aber auch für die Auswertungen der Experimente von Bedeutung sein werden. Diese Größen sind die Plasmazusammensetzung, die Wärmeleitfähigkeit, die elektrische Leitfähigkeit und die Strahlungsbeiträge. Die für ihre Behandlung gewählten Ansätze werden dargestellt.

Am Ende des Kapitels erfolgt schließlich die Beschreibung der Leistungsbilanzgleichung und des Modells, das zu ihrer Lösung angewandt wird. Ergebnis dieser Rechnungen werden das Temperaturprofil und die elektrische Feldstärke sein.

3.1. Lokales thermodynamisches Gleichgewicht

Für den Fall eines vollständigen thermodynamischen Gleichgewichts gibt es nur eine einzige Temperatur T . Eine Eigenschaft von Plasmen im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht ist, dass jeder Prozess mit seinem Umkehrprozess im Gleichgewicht steht.

Bei Plasmen in Hochdrucklampen ist dies in keinem Fall für die Strahlung erfüllt. Hier reicht die Zahl der Absorptionsvorgänge nicht aus, um eine Einstellung einer Schwarzkörperstrahlung zu ermöglichen. Die Anzahldichte der Teilchen ist aber meist noch hoch genug, um die Einstellung eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts zu ermöglichen. Dabei ist sowohl für Elektronen als auch für die Schwerteilchen die Energieverteilungsfunktion durch die Maxwellverteilung gegeben, die entsprechende Temperatur T ist gleich der Elektronentemperatur T_e und gleich der Schwerteilchen- oder Gastemperatur T_g .

$$T = T_e = T_g \quad (1)$$

Die Temperatur ist nicht im gesamten Plasma gleich, sondern variiert in Abhängigkeit vom Ort.

$$T = T(r) \quad (2)$$

In [18] sind Kriterien für die Einstellung eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts aufgeführt.

Dies ist zunächst das Maecker-Finkelnburg-Kriterium [19]. Dabei wird die Energie, die ein Elektron zwischen zwei Stößen im elektrischen Feld aufnimmt, mit der Energie verglichen, die es bei einem elastischen Stoß an ein Schwerteilchen abgibt. Durch diese Stöße erfolgt der Ausgleich zwischen Schwerteilchen- und Elektronentemperatur. Ergebnis des Vergleichs ist

ein Ausdruck für die Differenz zwischen Schwerteilchentemperatur und Elektronentemperatur

$$\frac{T_e - T_g}{T_e} = \frac{m_g}{4m_e} \left(\frac{\lambda_e e E}{\frac{3}{2} k T_e} \right)^2 \quad (3)$$

mit der freien Weglänge der Elektronen λ_e

$$\lambda_e^{-1} = n_g \sigma_{eg} . \quad (4)$$

σ_{eg} ist der Querschnitt für Stöße zwischen Elektronen und Schwerteilchen. In den späteren Kapiteln wird gezeigt, dass alle in dieser Arbeit untersuchten Plasmen Drücke im Bereich einiger bar aufweisen. Das Teilchen mit der höchsten Anzahldichte wird das Quecksilber sein, das einen im Vergleich zu anderen Teilchen großen Stoßquerschnitt für Elektronenstöße aufweist. Sowohl die hohe Anzahldichte als auch der große Stoßquerschnitt begünstigen die Einstellung eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts. Für alle im folgenden untersuchten Plasmen ist die Abweichung zwischen der Elektronen- und der Schwerteilchentemperatur nach (3) kleiner als 10%.

Neben der Einstellung der selben Temperatur für Elektronen und Schwerteilchen ist eine weitere Eigenschaft von Plasmen im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht, dass die Anzahldichte n_k eines angeregten Niveaus k durch die Boltzmann-Besetzung gegeben ist:

$$n_k = n \frac{g_k}{Z(T)} \exp\left(-\frac{E_k}{kT}\right) . \quad (5)$$

n ist die Anzahldichte der entsprechenden Plasmakomponente. g_k bzw. E_k sind statistisches Gewicht bzw. Anregungsenergie des Niveaus. $Z(T)$ ist die Zustandssumme.

Geringe Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht zeigen sich zuerst nur in der Besetzung der unteren Niveaus bzw. des Grundzustandes. Die Boltzmann-Besetzung für höher angeregte Niveaus ist weiterhin gegeben. Man spricht dann von einem partiellen lokalen thermodynamischen Gleichgewicht.

Als Kriterium für eine Boltzmannbesetzung tiefliegender Niveaus wird u.a. in [20] die Bedingung genannt, dass die Besetzung der tiefliegenden Niveaus durch Stöße und nicht durch Strahlung aus höheren Niveaus dominiert wird. Die Elektronenzahldichte n_e muss dazu mindestens

$$n_{e,\min}[m^{-3}] \geq 10^{18} \sqrt{T_e[K]} (E_{21}[eV])^3 \quad (6)$$

betragen. E_{21} ist die Energie des ersten angeregten Niveaus.

Für den Fall, dass die Resonanzlinien reabsorbiert werden, ist diese Grenze noch bis zu einem Faktor 10 herabzusetzen.

Für die Elektronenzahldichten der hier untersuchten Plasmen ist auch dieses Kriterium erfüllt. Die Elektronenzahldichten liegen in der Größenordnung von $n_{e,\min}$.

Ein weiteres in [18] aufgeführtes Kriterium beurteilt die Einstellung des Ionisations- bzw. Anregungsgleichgewichts gemäß der lokalen Elektronentemperatur. Die Änderung der Elektronentemperatur darf nicht groß sein über die Strecke, die ein Schwerteilchen bis zur Einstellung

des Ionisations- bzw. Anregungsgleichgewichts zurücklegt. Diese Strecke ist nach [20]

$$d[\text{m}] \approx 5 \cdot 10^{17} \left(\frac{1}{A}\right)^{1/4} \sqrt{\frac{kTE_{21}}{f_{21}}} \frac{1}{\sqrt{(n_a + 2n_i)(n_a + 11n_i)}} \exp\left(\frac{E_{21}}{2kT}\right). \quad (7)$$

n_a und n_i sind die Anzahldichten der Atome und Ionen, jeweils in Einheiten von m^{-3} , E_{21} wie oben die Energie des ersten angeregten Niveaus. E_{21} und kT sind in Einheiten der Ionisierungsenergie des Wasserstoffs einzugeben. Für die in den weiteren Kapiteln betrachteten Plasmen ist d deutlich kleiner als die Ausdehnungen des Bogens in radialer Richtung. Auch dieses Kriterium für die Einstellung eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts ist somit erfüllt.

3.2. Plasmazusammensetzung

Eine zentrale Rolle bei der Modellierung der Plasmasäule von Hochdrucklampen nimmt die Plasmazusammensetzung ein. Die Kenntnis der Anzahldichten der verschiedenen Komponenten ist Grundlage zur Berechnung weiterer wichtiger Größen wie elektrische Leitfähigkeit, Wärmeleitfähigkeit und Strahlung. Auch bei der Auswertung vieler Messungen ist die Plasmazusammensetzung von Bedeutung.

In den Brenner, also das Entladungsvolumen des Lampenkörpers, wird eine Füllung aus verschiedenen Atomen und Molekülen eingefüllt. Hauptbestandteil des Plasmas quecksilberhaltiger Metallhalogenidlampen ist das Quecksilber selbst. Vereinfacht kann das Plasma als Quecksilbergas mit geringen Beimengungen anderer Komponenten betrachtet werden. Nach dem Quecksilber erreicht das Argon die vergleichsweise größte Anzahldichte. Sie liegt im Bereich von 20% der Quecksilberzahldichte. Die Anzahldichten der anderen Komponenten liegen in der Regel nur noch in der Größenordnung einiger Prozent der Quecksilberzahldichte.

Die Komponenten verdampfen im Betrieb der Lampe vollständig oder teilweise. Zunächst wird der Einfachheit halber vollständige Verdampfung angenommen und nur die Thermodynamik der Gasphase behandelt.

Ein für alle in dieser Arbeit untersuchten Lampen typisches Beispiel einer Plasmazusammensetzung zeigt Abbildung 2. Die Anzahldichten der Komponenten einer Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampe sind über der Temperatur aufgetragen.

Bei den Temperaturen der Brennerwand im Bereich von 1200 K liegen einige Komponenten (Hg, Ar) als Atome, die meisten als Moleküle vor. Je weiter man in den Bogenkern vordringt, desto höher wird die Temperatur. Die Moleküle dissoziieren nach und nach zu Atomen, dabei werden u.U. mehrere Dissoziationsstufen durchlaufen, z.B. $\text{TmI}_3 \rightarrow \text{TmI}_2 \rightarrow \text{TmI} \rightarrow \text{Tm} + \text{I}$. Im Bogenkern bei Temperaturen von etwa 6000 K sind einige Komponenten (Tm, Tl) schon teilweise ionisiert. Die Ionisationsgrade liegen im Bereich einiger Prozent, die Elektronen machen das Plasma elektrisch leitfähig. Das Plasma setzt sich also bei verschiedenen Temperaturen aus unterschiedlichen Komponenten k mit den Anzahldichten $n_k(T)$ bzw. den entsprechenden Partialdrücken $p_k(T)$ zusammen.

Weiter oben wurde gezeigt, dass die Annahme eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts für das Plasma in Metallhalogenidlampen gerechtfertigt ist. Damit gibt es an jedem

Ort nur eine Temperatur T und die Thermodynamik ist an jedem Ort unabhängig von der Umgebung.

3.2.1. Minimierung der freien Energie

Die Berechnung der Plasmazusammensetzung erfolgt über die Minimierung der freien Energie F ,

$$F = \sum_k n_k f_k. \quad (8)$$

Die Summe läuft über alle Komponenten der Anzahldichte n_k . f_k ist die freie Energie eines Teilchens der Komponente k . Für gasförmige Spezies gilt

$$f_k = \frac{1}{N_A} \left(\mu_k^0 + RT \left(\ln \left(\alpha_k \frac{p_k}{p_0} \right) - 1 \right) \right) \quad (9)$$

mit dem chemischen Potential μ_k^0 für den Standarddruck p_0 . Wie alle im folgenden genannten thermodynamischen Größen ist es auf ein Mol der entsprechenden Komponente bezogen. Da f_k die freie Energie eines einzelnen Teilchens ist, wird durch die Avogadro-Konstante N_A geteilt.

Der Aktivitätskoeffizient α_k ist unter idealen Bedingungen gleich 1.

Tritt merkliche Ionisation auf, so muß die Herabsetzung der Ionisierungsenergie berücksichtigt werden. Nach [20, 21, 22] gilt dafür näherungsweise

$$\ln \alpha_k = - \frac{(eZ)^2}{8 \pi \epsilon_0 \lambda_D k T} \quad (10)$$

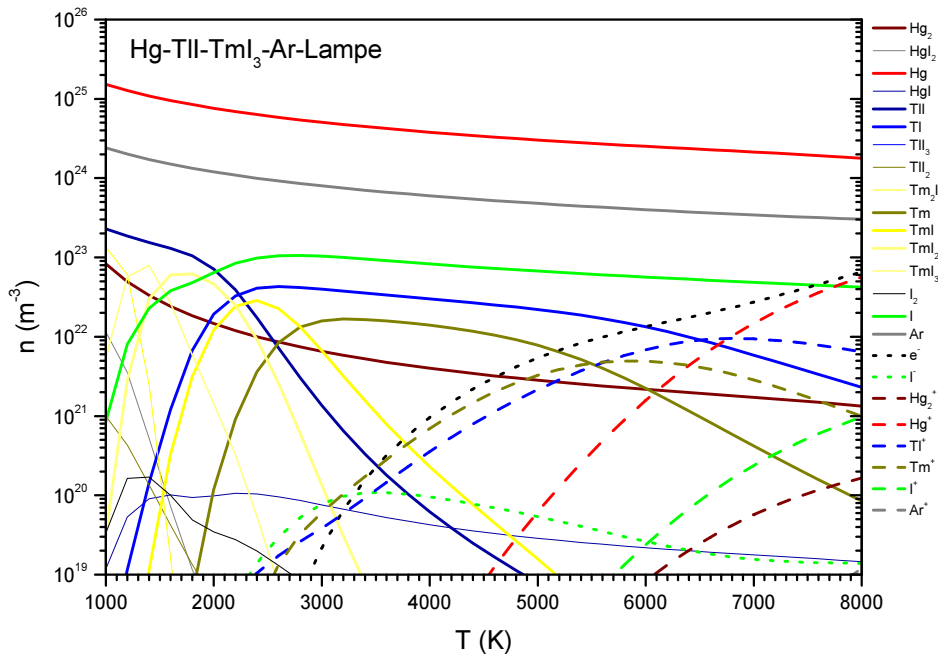


Abbildung 2: Plasmazusammensetzung einer Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampe.

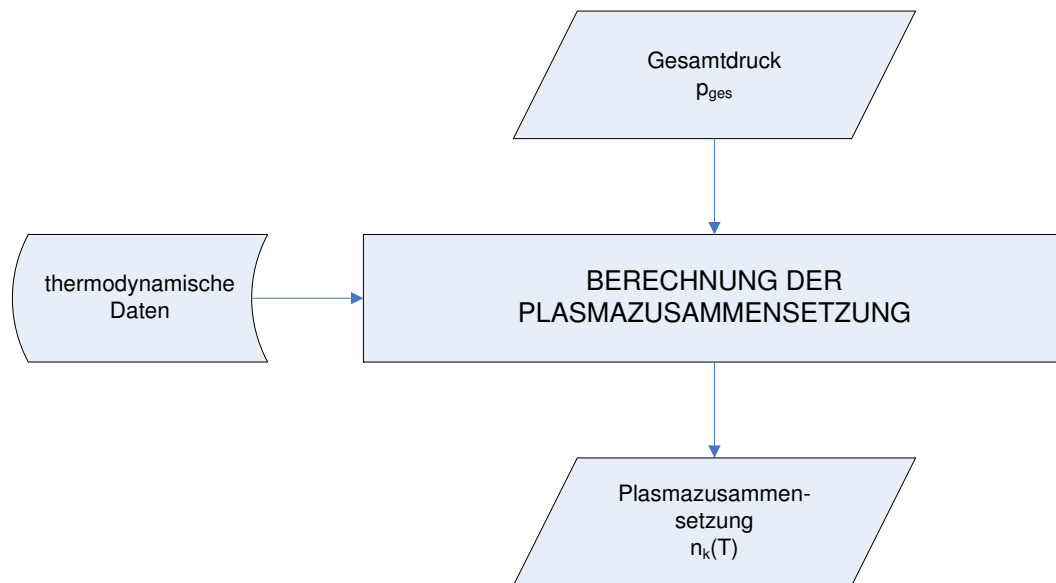


Abbildung 3: Flussdiagramm zur Berechnung der Plasmazusammensetzung.

mit der Debye-Länge λ_D

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{\sum_k (e q_k)^2 n_k}}. \quad (11)$$

Die Zustandsgleichung des Plasmas ist auch für den Fall einer derart herabgesetzten Ionisierungsenergie wie die des idealen Gases [22]:

$$p_k(T) = n_k(T) k T. \quad (12)$$

Das chemische Potential bei einer Temperatur T ist definiert über die Enthalpie $H_{T,k}^0$, die Enthalpie $H_{T_0,k}^0$ bei einer Referenztemperatur T_0 , die Bildungsenthalpie $\Delta H_{f,T_0,k}^0$ bei dieser Referenztemperatur¹ und die Entropie $S_{T,k}^0$:

$$\mu_k^0 = H_{T,k}^0 - H_{T_0,k}^0 + \Delta H_{f,T_0,k}^0 - T S_{T,k}^0. \quad (13)$$

¹Der Index “f” in der Bildungsenthalpie $\Delta H_{f,T_0,k}^0$ kommt aus dem entsprechenden englischen Ausdruck “enthalpy of formation”.

Enthalpie und Entropie hängen mit der Wärmekapazität bei konstantem Druck $c_p(T)$ wie folgt zusammen:

$$H_{T,k}^0 - H_{T_0,k}^0 = \int_{T_0}^T c_{p,k}(T) dT, \quad (14)$$

$$S_{T,k}^0 = \int_{T_0}^T \frac{c_{p,k}(T)}{T} dT + S_{T_0,k}^0. \quad (15)$$

Eine Berechnung der Plasmazusammensetzung ist somit möglich, wenn für alle beteiligten Komponenten k folgende thermodynamische Größen verfügbar sind:

- $c_{p,k}(T)$, der Temperaturverlauf der Wärmekapazität bei konstantem Druck,
- $\Delta H_{f,T_0,k}^0$, die Bildungsenthalpie bei einer Temperatur T_0 ,
- $S_{T_0,k}^0$, die Entropie bei der selben Temperatur T_0 .

Für T_0 wird in der Regel $T_0 = 298.15 \text{ K}$ verwendet.

Die thermodynamischen Größen können Datenzusammenstellungen wie z.B. [23, 24] entnommen werden.

Bei der Minimierung der freien Energie sind als weitere Randbedingungen die Quasineutralität und die Massenerhaltung zu beachten. Bei letzterer wird zunächst vollständige Durchmischung angesetzt, d.h. für alle Temperaturen wird das selbe molare Verhältnisse der Elemente angesetzt. Dieses ergibt sich bei vollständiger Verdampfung aus der Füllung.

Das Vorgehen zur Bestimmung der Plasmazusammensetzung zeigt Abbildung 3.

3.2.2. Füllungen mit nur teilweise verdampfenden Komponenten

Treten in der Füllung der Lampe Komponenten auf, die nur teilweise verdampfen, kann das molare Verhältnis der Elemente in der Gasphase nicht mehr über die Massenerhaltung aus der Füllung der Lampe bestimmt werden. Zur Herstellung einer Beziehung zwischen den molaren Verhältnissen der Elemente in der Gasphase und in der Füllung kann die Methode angewandt werden, auch die Thermodynamik des Kondensates zu betrachten. Dabei wird angenommen, dass sich das Kondensat an einer Stelle, nämlich der kältesten Stelle des Entladungsgefäßes, sammelt. Das Kondensat befindet sich dann bei einer bestimmten Temperatur, diese wird Cold-Spot-Temperatur T_C genannt.

In einem ersten Schritt wird die Thermodynamik des Kondensates und der Gasphase über diesem Kondensat bei der Temperatur T_C betrachtet. Die molaren Verhältnisse der Elemente in diesem System werden wie in der Füllung angesetzt. Davon ausgehend wird die freie Energie des Systems aus Gasphase und Kondensat minimiert.

Ergebnis der thermodynamischen Rechnungen bei T_C sind die Zusammensetzungen von Kondensat und Gasphase. Aus der Zusammensetzung der Gasphase bei T_C wird ein neues molares Verhältnis der Elemente bestimmt.

Dieses molare Verhältnis wird für die thermodynamischen Rechnungen bei den höheren Temperaturen angesetzt. Hier tritt kein Kondensat mehr auf, es muss nur die Gasphase berücksichtigt werden.

3.3. Wärmeleitfähigkeit und elektrische Leitfähigkeit

3.3.1. Berechnung der Wärmeleitfähigkeit

Die Wärmeleitfähigkeit κ setzt sich aus drei Beiträgen zusammen:

$$\kappa = \kappa_T + \kappa_I + \kappa_R. \quad (16)$$

- κ_T ist der Beitrag, der sich aus der Translationsbewegung der Teilchen ergibt. Für diesen wird der Ansatz von Chapman und Enskog [25, 26, 27] gewählt. Die Chapman-Enskog-Näherung behandelt kleine Abweichungen vom Gleichgewicht - wie sie z.B. die Wärmeleitung in den hier behandelten Plasmen darstellt - über eine Reihenentwicklung der Energieverteilungsfunktion der Teilchen. Die Chapman-Enskog-Näherung ist gültig für verdünnte, einatomige Gase. Sie wird allerdings nur auf die Schwereteilchen angewandt, da die Reihenentwicklung nach [28] bei geringen Ionisationsgraden für die Elektronen nur sehr langsam konvergiert. Deshalb wird für den Beitrag der Elektronen stattdessen der Ansatz nach [29] gewählt. Genauer wird auf diesen Ansatz weiter unten bei der Diskussion der elektrischen Leitfähigkeit eingegangen.
- κ_I ist die Korrektur, die an κ_T angebracht werden muss, falls die Teilchen innere Freiheitsgrade besitzen, d.h. wenn sie Moleküle sind. Für κ_I wird die Yos-Näherung [30] angesetzt.
- κ_R ist der Beitrag zur Wärmeleitfähigkeit durch chemische Reaktionen. Hierfür wird auf Arbeiten von Butler und Brokaw [31, 32] zurückgegriffen.

3.3.2. Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit

Wie schon oben bei der Diskussion der Wärmeleitfähigkeit erwähnt, konvergiert die Reihenentwicklung der Energieverteilungsfunktion der Elektronen in der Chapman-Enskog-Näherung bei geringen Ionisationsgraden nur sehr langsam [28]. Sie wird deshalb nicht zur Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit herangezogen.

Stattdessen wird die Vorgehensweise aus [29] gewählt, nach der für nur teilweise ionisierte Gase die Lösung der Boltzmann-Gleichung der Elektronen nach [33] verwendet wird. Diese liefert für den Beitrag der Elektronen zur elektrischen Leitfähigkeit folgenden Ausdruck:

$$\sigma_e(T) = \frac{4}{3} \frac{e^2 n_e}{\sqrt{2\pi m_e k T}} \int_0^\infty \frac{g \exp(-g)}{\sum_i n_i Q_i(g)} dg, \quad (17)$$

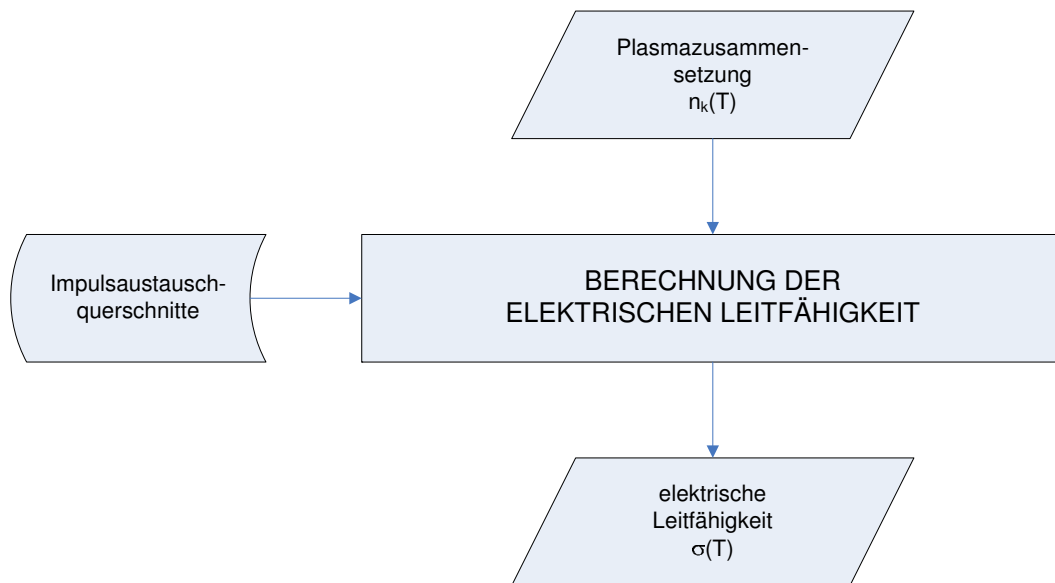


Abbildung 4: Flussdiagramm zur Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit.

$$g = \frac{E_{\text{kin,e}}}{kT} . \quad (18)$$

n_e ist die Elektronenzahldichte, n_i sind die Anzahldichten der Komponenten im Plasma, die Summation läuft über alle Komponenten i . Die Impulsaustauschquerschnitte Q_i der Neutralteilchen sind spezifische Eigenschaften der jeweiligen Komponenten und müssen zur Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit bekannt sein. $E_{\text{kin,e}}$ ist die kinetische Energie der Elektronen.

Für die Impulsaustauschquerschnitte der geladenen Komponenten ist nur die Coulombwechselwirkung von Bedeutung, spezifische Unterschiede zwischen den Komponenten verschwinden, wichtig ist allein die Ladungszahl des jeweiligen Ions. In [29] wird für den Impulsaustauschquerschnitt geladener Teilchen auf die tabellierten Werte aus [34] zurückgegriffen.

In Abbildung 4 wird die Vorgehensweise zur Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit skizziert.

3.4. Strahlungsprozesse

Es wird sich zeigen, dass von den wichtigen Prozessen, die zur Ausbildung von Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke im Bogen führen, die Strahlung eine herausragende Rolle spielt. Dabei tritt nicht nur Energieverlust auf durch Strahlung, für welche das Plasma optisch dünn ist. Ein nicht unerheblicher Anteil der Strahlung wird im Bogen wieder absorbiert. Die optische Tiefe ist häufig zwar nicht vernachlässigbar klein, aber dennoch so gering, dass das Plasma noch nicht optisch dick wird. Emission und Absorption finden dann an räumlich voneinander getrennten Orten statt. Eine Behandlung nach der Strahlungsdiffusion ist damit nicht erlaubt. Es tritt eine Energieumverteilung im Bogen zwischen nicht unmittelbar benachbarten

Orten durch die Strahlung auf.

Zur Behandlung der Strahlung muss die Strahlungstransportgleichung entlang aller Sichtstrahlen gelöst werden. Entlang eines Sichtstrahls erhält man für Punkte \vec{r} auf dem Sichtstrahl die Strahlungstransportgleichung

$$\frac{d}{d\vec{r}}L_\lambda(\lambda, \vec{r}) = \varepsilon_\lambda(\lambda, \vec{r}) - \kappa'(\lambda, \vec{r})L_\lambda(\lambda, \vec{r}). \quad (19)$$

Mit ihr kann die Flächenstrahldichte $L_\lambda(\lambda, \vec{r})$ bestimmt werden. Für das Verhältnis aus Emissionskoeffizient $\varepsilon_\lambda(\lambda, \vec{r})$ und effektivem Absorptionskoeffizient $\kappa'(\lambda, \vec{r})$, der neben der eigentlichen Absorption auch die induzierte Emission enthält, gilt das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz [20]

$$\frac{\varepsilon_\lambda(\lambda)}{\kappa'(\lambda)} = B_\lambda(\lambda) \quad (20)$$

mit der Planckfunktion $B_\lambda(\lambda)$

$$B_\lambda(\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right) - 1}. \quad (21)$$

3.4.1. Linienstrahlung

Für die Linienstrahlung der Atome und Ionen sind Emissionskoeffizient und effektiver Absorptionskoeffizient an jedem Ort wie folgt definiert:

$$\varepsilon_\lambda(\lambda) = \frac{hc}{4\pi\lambda} A_{nm} n_m P_\lambda(\lambda), \quad (22)$$

$$\kappa'(\lambda) = \frac{e^2}{4\varepsilon_0 m_e c} f_{mn} n_n \left(1 - \frac{g_n n_m}{g_m n_n}\right) \frac{\lambda^2}{c} P_\lambda(\lambda). \quad (23)$$

n_m und n_n sind die Anzahldichten des oberen und unteren Niveaus des entsprechenden Übergangs, g_m und g_n die entsprechenden statistischen Gewichte.

Der Zusammenhang zwischen der Übergangswahrscheinlichkeit A_{nm} und der Oszillatorenstärke f_{mn} ist

$$f_{mn} = \frac{\varepsilon_0 m_e c \lambda^2}{2\pi e^2} \frac{g_m}{g_n} A_{nm}. \quad (24)$$

Zur Bestimmung der Linienform $P_\lambda(\lambda)$ müssen die Verbreiterungsmechanismen berücksichtigt werden. Die Ausführungen hier orientieren sich an [20].

Mit der endlichen Lebensdauer des angeregten Zustands korreliert eine endliche Breite des oberen Energieniveaus. Dieser Verbreiterungsmechanismus heißt “natürliche Linienverbreiterung”. Die aus ihm resultierenden Linienbreiten sind sehr klein. Somit kann der Mechanismus in der Regel vernachlässigt werden.

Zu deutlich größeren Verbreiterungen führt die Doppler-Verbreiterung auf Grund der thermischen Bewegung der emittierenden und absorbierenden Teilchen. Die Plasmen in Hochdrucklampen erreichen jedoch so große Neutralteilchen- und Elektronenzahldichten, dass auch die Doppler-Verbreiterung vernachlässigbar ist und nur die Druckverbreiterung sowie die Starkverbreiterung zu berücksichtigen sind.

In allen Plasmen muss die Starkverbreiterung berücksichtigt werden. Diese tritt auf durch die Störung von Energieniveaus durch elektrische Felder, die durch die Elektronen und Ionen hervorgerufen werden.

In den hier behandelten Plasmen mit niedrigem Ionisationsgrad ist auch die Druckverbreiterung wichtig. Druckverbreiterung tritt auf durch die langreichweitige Wechselwirkung zwischen neutralen Teilchen. Dabei ist es entscheidend, ob das wechselwirkende Teilchen zum selben Übergang fähig ist wie das emittierende Teilchen. Man unterscheidet deshalb zwischen der Resonanzverbreiterung bei der Wechselwirkung zwischen Teilchen gleicher Art und der van-der-Waals-Verbreiterung bei der Wechselwirkung mit anderen Teilchen.

Für die Plasmen in Hochdrucklampen sind folgende Verbreiterungsmechanismen relevant [20, 35]:

- Experimentell zeigen viele Linien ein symmetrisches Lorentzprofil. Dieses wird teilweise durch die **Resonanzverbreiterung** hervorgerufen.

$$P_{\lambda}^R(\Delta\lambda) = \frac{\Delta\lambda_{1/2}^R}{\pi} \frac{1}{(\Delta\lambda)^2 + (\Delta\lambda_{1/2}^R)^2}, \quad (25)$$

$$\Delta\lambda_{1/2}^R = C_R n_k. \quad (26)$$

Für die Verbreiterungskonstante C_R besteht folgender Zusammenhang mit der Oszillatorenstärke [36]:

$$C_R = \sqrt{\frac{g_m}{g_n}} \frac{e^2 f_{mn} \lambda_0}{4 \pi \epsilon_0 m_e c}. \quad (27)$$

- Der zweite Beitrag zum symmetrischen Lorentzprofil kommt durch die **Starkverbreiterung**.

$$P_{\lambda}^S(\Delta\lambda) = \frac{\Delta\lambda_{1/2}^S}{\pi} \frac{1}{(\Delta\lambda)^2 + (\Delta\lambda_{1/2}^S)^2}, \quad (28)$$

$$\Delta\lambda_{1/2}^S = C_S n_e. \quad (29)$$

- Manche Linien zeigen neben dem symmetrischen Lorentzprofil einen breiten Flügel im Roten. Dieser kommt durch die **van-der-Waals-Verbreiterung** zustande.

$$P_{\lambda}^W(\Delta\lambda) = \begin{cases} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Delta\lambda_{1/2}^W}{\Delta\lambda^3}} \exp\left(-\frac{\pi}{4} \frac{\Delta\lambda_{1/2}^W}{\Delta\lambda}\right), & \Delta\lambda > 0 \\ 0, & \Delta\lambda < 0 \end{cases} \quad (30)$$

$$\Delta\lambda_{1/2}^W = C_W n_1. \quad (31)$$

Das vollständige Linienprofil erhält man schließlich durch Faltung der Profile für Resonanz-, Stark- und van-der-Waals-Verbreiterung. Die Faltung des Lorentzprofils der Resonanzverbreiterung und des Lorentzprofils der Starkverbreiterung führt wieder zu einem Lorentzprofil. Dieses Lorentzprofil kann mit dem Profil der van-der-Waals-Verbreiterung analytisch durch Anwendung von Laplace-Transformationen gefaltet werden [35].

3.4.2. Kontinuumsstrahlung

Kontinuumsstrahlungsprozesse durch frei-frei-Übergänge (Bremsstrahlung) und frei-gebunden-Übergänge (Anlagerungskontinua) der Elektronen sind in den in Hochdrucklampen auftretenden Plasmen im Druckbereich einiger bar bei Ionisationsgraden in der Größenordnung von wenigen Prozent vernachlässigbar klein [20].

Die Berücksichtigung von Übergängen zwischen bestimmten elektronischen Niveaus ausgewählter Moleküle ist notwendig.

Dazu müssen Emissions- oder effektiver Absorptionskoeffizient des jeweiligen Übergangs bekannt sein. Beide sind über das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz korreliert.

Liegen diese Daten nicht vor, kann versucht werden, sie aus Anpassung zwischen berechneter und gemessener Flächenstrahlendichte selbst zu bestimmen. Dabei geht das Temperaturprofil ein. Dieses ist aber meist nur über optisch dünne Linien und damit nur in der Bogenmitte zuverlässig messbar. Dort sind die Moleküle dissoziiert, die Molekülstrahlung tritt vornehmlich in den kälteren, weiter außen liegenden Bogenbereichen auf. Zudem überlappen die Beiträge verschiedener Moleküle. Die Zuverlässigkeit der durch Messungen an Metallhalogenidlampen bestimmten Absorptions- oder Emissionsquerschnitte ist somit prinzipiell deutlich eingeschränkt.

Die Moleküle liegen durch Dissoziation bzw. Rekombination zu anderen Molekülen nicht bei allen Temperaturen und deshalb nur in einem begrenzten radialen Bereich des Bogenplasmas vor. Deshalb kann die Selbstabsorption näherungsweise vernachlässigt werden, da sie nur entlang eines kurzen optischen Weges auftritt. Liegen im Emissionsbereich des jeweiligen Moleküls keine anderen Banden, kann das Plasma für die Molekülstrahlung als optisch dünn angenommen werden. Die Molekülstrahlung stellt damit nur einen Verlustterm in der Energiebilanz dar. Es wird keine Strahlung im Bogen umverteilt. Der Berücksichtigung dieses Verlustterms ist dann mit einem vereinfachten Ansatz möglich, bei dem eine mittlere Anregungsenergie sowie eine Übergangswahrscheinlichkeit für die Molekülbande bestimmt wird.

3.5. Modellierung von Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke

Die späteren Betrachtungen erfolgen an Lampen, bei denen der Elektrodenabstand ($d_E = 27\text{mm}$) deutlich größer als der Radius ($R = 7.65\text{mm}$) ist (siehe Kapitel 6.1). Es bildet sich somit eine lange Plasmasäule aus. Da die Lampen zudem senkrecht betrieben werden, wird eine Durchbiegung des Bogens durch die Konvektion verhindert. Für das Modell kann eine zylindersymmetrische Plasmasäule angenommen werden, die Einflüsse der Enden sind gering und werden vernachlässigt. Die Temperaturverteilung im Entladungsvolumen reduziert sich auf ein Temperaturprofil in radialer Richtung.

Für die Modellierung von Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke wird die zeitliche Bilanz der Enthalpie H betrachtet:

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \vec{\nabla}(\vec{F}_W + \vec{F}_S) = \vec{j}\vec{E}. \quad (32)$$

In diese geht der Wärmefluss \vec{F}_W , der Strahlungsfluss \vec{F}_S und der Leistungsumsatz $\vec{j}\vec{E}$ der Ladungsträger durch ihre Bewegung im angelegten elektrischen Feld ein. \vec{j} ist die elektrische Stromdichte, \vec{E} das elektrische Feld.

Die folgende Betrachtung zu $\vec{j}\vec{E}$ ist [37] entnommen.

Die Bewegung der Ladungsträger ist bestimmt durch die Kraftgleichung:

$$\vec{F}_i = q_i(\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}). \quad (33)$$

\vec{F} ist die auf ein Teilchen mit der Ladung q_i und der Geschwindigkeit \vec{v}_i wirkende Kraft im elektrischen Feld \vec{E} und im Magnetfeld \vec{B} .

Unter Verwendung der Definition der Beweglichkeit b_i

$$\vec{v}_i = b_i \frac{\vec{F}_i}{q_i} \quad (34)$$

wird daraus

$$\vec{v}_i = b_i(\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}). \quad (35)$$

Die Stromdichte ist gegeben als

$$\vec{j} = \sum_i n_i q_i \vec{v}_i. \quad (36)$$

Unter Verwendung der Definition der elektrischen Leitfähigkeit σ

$$\sigma = \sum_i n_i q_i b_i \quad (37)$$

erhält man schließlich das lokale Ohmsches Gesetz:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} + \left(\sum_i n_i q_i b_i \vec{v}_i \right) \times \vec{B}. \quad (38)$$

Material	C_H (m ³ /C)
Metalle	$\approx 10^{-11}$
Plasmen in Lampen	10^{-4}
Halbleiter	10^5

Tabelle 1: Typische Werte der Hall-Konstanten für verschiedene Materialien.

Der zweite Summand ist der Hall-Term. Mit der Definition der Hall-Konstante C_H

$$\left(\sum_i n_i q_i b_i \vec{v}_i\right) \times \vec{B} = \sigma C_H (\vec{j} \times \vec{B}) \quad (39)$$

lässt sich das lokale Ohmsche Gesetz wie folgt formulieren:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} + \sigma C_H (\vec{j} \times \vec{B}). \quad (40)$$

C_H ist im allgemeinen ein Tensor. Sind als bewegliche Ladungsträger nur die Elektronen zu berücksichtigen, wird C_H eine skalare Größe (Einsetzen von (36) und (37) in (39)):

$$C_H = \frac{1}{n_e e}. \quad (41)$$

C_H ist in den Plasmen der hier untersuchten Lampen auf Grund der hohen Elektronenzahldichte so klein, dass der Hall-Term vernachlässigt werden kann. Zwar ist die Hall-Konstante der Plasmen größer als die von Metallen, aber immer noch deutlich kleiner als die von Halbleitern, in denen ein merklicher Hall-Effekt auftritt (Tabelle 1).

Das lokale Ohmsche Gesetz vereinfacht sich unter Vernachlässigung des Hall-Terms zu:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (42)$$

\vec{j} und \vec{E} sind also parallel. Für den gesamten Strom I durch die Plasmasäule mit dem Querschnitt R gilt damit

$$I = 2\pi \int_0^R j r dr = E \cdot 2\pi \int_0^R \sigma(T(r)) r dr. \quad (43)$$

Für die neben dem Leistungsumsatz der geladenen Teilchen weiteren Größen in der Leistungsbilanzgleichung gelten die nun folgenden Zusammenhänge.

Die Wärmeflussdichte \vec{F}_W ist

$$\vec{F}_W = -\kappa \vec{\nabla} T. \quad (44)$$

κ ist die Wärmeleitfähigkeit.

Die Strahlungsflussdichte \vec{F}_S an jedem Ort erhält man durch Integration der spektralen Flächenstrahlungsleistungen $L_\lambda(\lambda)$ für Sichtstrahlen aus allen Richtungen. Die Integration erfolgt über alle Wellenlängen λ und alle Raumwinkel Ω .

$$\vec{F}_S = \int_{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} L_\lambda d\lambda d\Omega. \quad (45)$$

Für die Strahlungsflussdichte gilt folgender Zusammenhang mit der Energiedichte U_S des Strahlungsfeldes:

$$\frac{\partial U_S}{\partial t} + \nabla \vec{F}_S = 4\pi\epsilon_N. \quad (46)$$

Da in den untersuchten Plasmen lokales thermodynamisches Gleichgewicht herrscht, erfolgt die Besetzung angeregter Niveaus durch Stöße deutlich schneller als die Emission und Reabsorption von Strahlung. Der Strahlungstransport stört das lokale thermodynamische Gleichgewicht nicht. Damit kann die zeitliche Änderung der Energiedichte des Strahlungsfeldes vernachlässigt werden, so dass ein direkter Zusammenhang zwischen der Strahlungsflussdichte und dem Nettoemissionskoeffizienten ϵ_N entsteht:

$$\nabla \vec{F}_S = 4\pi\epsilon_N. \quad (47)$$

Der Nettoemissionskoeffizient ist die Differenz zwischen der emittierten und absorbierten Strahlungsenergie an jedem Ort im Plasma. Dazu ist die Lösung der Strahlungstransportgleichung notwendig. Unter der Annahme von Zylindersymmetrie ist dies analytisch möglich [11].

Für die Leistungsbilanz erhält man schließlich durch Einsetzen von (42), (44) und (47) in (32)

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \vec{\nabla}(-\kappa \vec{\nabla} T) + 4\pi\epsilon_N = \sigma E^2. \quad (48)$$

Die gleichzeitige Lösung von Leistungsbilanz, Strahlungstransport und Ohmschem Gesetz erfolgt mit einem Kollokationsverfahren [38, 39, 40], bei dem die Gleichungen explizit nur an den Kollokationspunkten gelöst werden und dazwischen für das Temperaturprofil ein Polynom- oder Spline-Ansatz gewählt wird.

Eingangsgrößen der Modellierung sind neben den Materialdaten (Plasmazusammensetzung, elektrische Leitfähigkeit und Wärmeleitfähigkeit) der zeitabhängige Strom und die Wandtemperatur. Da selbst deutliche Variationen der Wandtemperatur im Bereich einiger 100K keinen merklichen Einfluss auf die Verhältnisse im Bogenkern haben, reicht eine Bestimmung der Wandtemperatur mit der Genauigkeit aus, wie sie durch thermographische Messungen möglich ist.

4. Experimentelle Methoden

Für die in dieser Arbeit dargestellten Untersuchungen standen experimentelle Aufbauten zur Verfügung, die spektroskopische und elektrische Messungen an den Lampen ermöglichten. Direkte Messgrößen waren dabei die spektrale Flächenstrahlendichte, die orts aufgelöst bestimmt werden konnte, sowie Strom und Spannung.

Die Messungen selbst wurden nicht vom Autor der Arbeit durchgeführt, sondern von anderen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe. Auswertung und Interpretation der Messungen hingegen zählten auch zu seinem Aufgabenbereich, da Experimente und Modellrechnungen eng miteinander verbunden sind.

In diesem Kapitel werden die experimentellen Methoden dargestellt, mit denen sich aus den direkten Messgrößen die Eingangs- und Vergleichsgrößen der Modellrechnungen gewinnen lassen. Im Einzelnen sind das Strom, Temperaturprofil, elektrische Feldstärke und Gesamtdruck bzw. Partialdruck einzelner Komponenten.

Hier wird zunächst nur auf Methoden eingegangen, die bereits in Untersuchungen angewandt wurden, die thematisch ähnlich zu dieser Arbeit ausgerichtet waren. Erweiterungen sowie die Anwendung zusätzlicher Methoden werden Gegenstand von Kapitel 5 sein.

4.1. Bestimmung des Temperaturprofils

Zur Bestimmung von Temperaturprofilen können Atomlinien verwendet werden, in deren Wellenlängenbereich das Plasma optisch dünn ist. Das sind solche Atomlinien, bei denen wegen einer ausreichend hohen Anregungsenergie des unteren Niveaus dessen Besetzung so klein ist, dass die mit der Emission verbundene Reabsorption der Strahlung, die Selbstabsorption, vernachlässigbar ist. Zudem dürfen im Wellenlängenbereich der Atomlinie keine Absorptionsprozesse anderer Komponenten auftreten.

Der Strahlungstransport derartiger Linien reduziert sich auf eine Aufintegration der Volumenstrahlendichte $\varepsilon(\vec{r})$ entlang des Sichtstrahls.

Bei Zylindersymmetrie gilt für Sichtstrahlen senkrecht zur Bogenachse im Abstand r von dieser für die Flächenstrahlendichte $L(r)$:

$$L(r) = \int_{-\sqrt{R^2-r^2}}^{\sqrt{R^2-r^2}} \varepsilon(r) dr. \quad (49)$$

R ist der Radius des Entladungsgefäßes und damit der Plasmasäule. Für die Volumen- und Flächenstrahlendichte wurden bereits die wellenlängenintegrierten Größen verwendet. Diese ergeben sich aus den entsprechenden spektralen Größen durch Aufintegration über den gesamten Wellenlängenbereich der Linie.

Bei Vorliegen von Zylindersymmetrie kann der Zusammenhang (49) umgekehrt in der so genannten Abel-Inversion dazu genutzt werden, um von der Flächen- auf die Volumenstrahlendichte zu schließen.

Für letztere gilt folgender Zusammenhang mit der Temperatur:

$$\varepsilon(r) = \frac{hc}{4\pi\lambda_0} A_{ik} n_k(r) \frac{g_i}{Z(T)} \exp\left(-\frac{E_i}{kT(r)}\right). \quad (50)$$

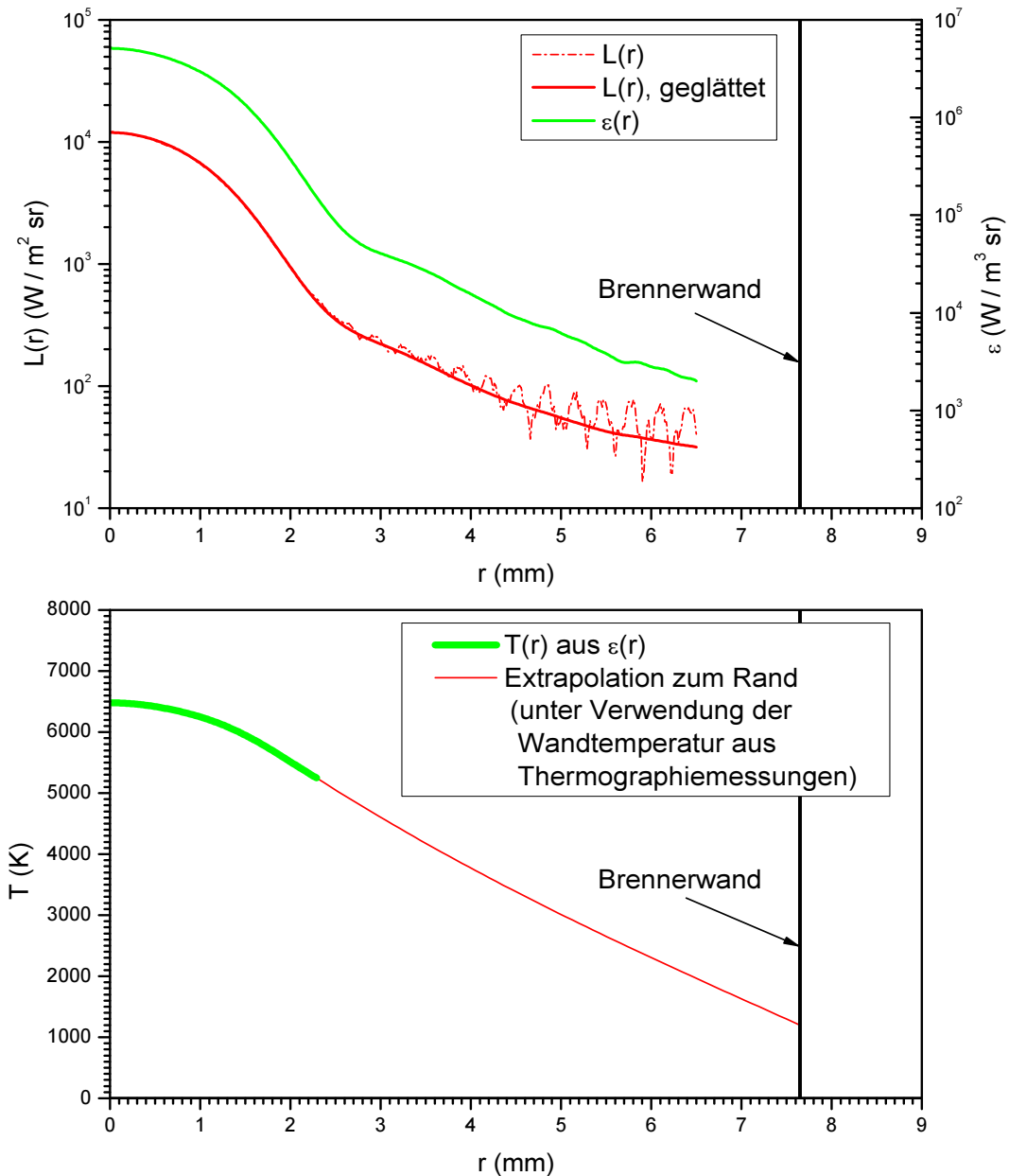


Abbildung 5: Temperaturbestimmung: Die ortsaufgelöste und über die Wellenlänge integrierte Flächenstrahlendichte $L(r)$ wird durch Abel inversion in die ortsaufgelöste Volumenstrahlendichte $\varepsilon(r)$ umgerechnet. Daraus wird das Temperaturprofil $T(r)$ bestimmt.

Damit eine optisch dünne Linie zur Temperaturbestimmung herangezogen werden kann, müssen die Übergangswahrscheinlichkeit A_{ik} , das statistische Gewicht g_i bzw. die Energie E_i des oberen Niveaus und die Zustandssumme Z vorliegen. In der Regel ist die Anzahldichte $n_k(r)$ der emittierenden Komponente nicht bekannt. Deshalb kann aus einer optisch dünnen Linie zunächst nur eine Schar von Temperaturprofilen bestimmt werden, wobei als Parameter die Anzahldichte bzw. der Partialdruck der emittierenden Komponente eingeht. Die Bestim-

mung dieser Anzahldichte bzw. dieses Partialdrucks muss unabhängig erfolgen, bevor der Absolutwert des Temperaturprofils bestimmt werden kann.

Für die Messung des Temperaturprofils in quecksilberhaltigen Metallhalogenidlampen eignet sich besonders das Quecksilber-Linienpaar bei 577 nm/579 nm. Mit der spektralen Auflösung des zur Verfügung stehenden experimentellen Aufbaus lassen sich die Linien nicht trennen. Dies bedeutet jedoch keine Einschränkung, da sich die Volumenstrahldichten von Linien, für die das Plasma optisch dünn ist, additiv verhalten.

Der Parameter der Schar von Temperaturprofilen aus diesen Hg-Linien ist der Hg-Partialdruck. Da Hg in den Lampen immer vollständig verdampft, ist dieser direkt mit dem Gesamtdruck verknüpft: Der Anteil an Hg in der Füllung ist zugleich der Anteil, den der Hg-Partialdruck am Gesamtdruck darstellt.

Im Folgenden wird deshalb der Gesamtdruck als Parameter der Temperaturprofilschar aus den Hg-Linien 577 nm/579 nm verwendet.

In Abbildung 5 ist die Temperaturbestimmung aus der Flächenstrahldichte an einem Beispiel dargestellt. Abbildung 6 skizziert das Vorgehen, das im nun genauer erläutert wird.

Die Abel-Inversion ist als Umkehrung einer Integration eine Differenzmethode. Ist das Signal-Rausch-Verhältnis der Eingangsgröße (Flächenstrahldichte) klein, sind die Differenzen zwischen benachbarten Punkten fast ausschließlich auf das Rauschen zurückzuführen. Die Umkehrung der Integration führt zu einer Verstärkung dieses Rauschens in der Ausgangsgröße (Volumenstrahldichte). Besonders stark würden sich dabei die Oszillationen der gemessenen Flächenstrahldichte in Abbildung 5 bei größeren Radien auswirken. Zur weiteren Auswertung muß die Flächenstrahldichte deshalb geglättet werden.

Die Flächen- und Volumenstrahldichte hängen exponentiell von der Temperatur ab. Dadurch wird der Fehler mit steigendem Radius immer größer. Im Beispiel in Abbildung 5 wurde die Volumenstrahldichte deshalb nur bis zu einem relativen Radius $r/R \approx 1/3$ zur Temperaturbe-

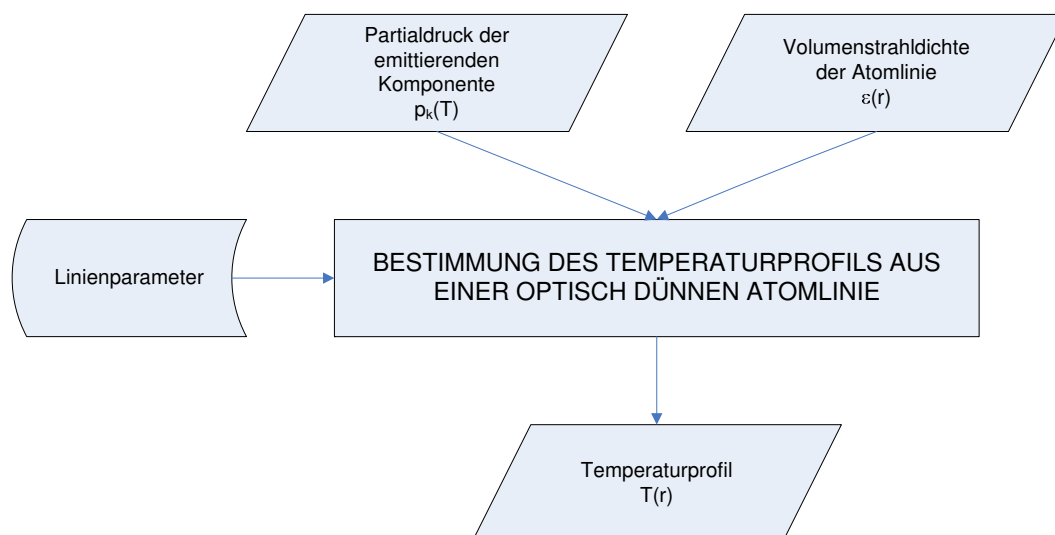


Abbildung 6: Flussdiagramm zur experimentellen Bestimmung des Temperaturprofils.

stimmung verwendet. Die Temperaturen der weiter außen liegenden Bogenteile werden durch Spline-Interpolation abgeschätzt, wobei als Randwert die Temperatur an der Gefäßwand bei $r/R = 1$ angesetzt wird. Die Temperatur an der Gefäßwand wurde thermographisch gemessen.

4.2. Messung der elektrischen Feldstärke

Intuitiv ist sofort klar, dass die elektrische Feldstärke mit der Brennspannung verbunden ist. Für eine zylindersymmetrische Plasmasäule sind die Feldlinien des elektrischen Feldes parallel zur Achse, das elektrische Feld ist über die Länge l der Plasmasäule konstant. Für diesen Fall reduziert sich die elektrische Feldstärke auf ihren skalaren Wert E , für den Spannungsabfall U_P an der Plasmasäule gilt

$$U_P = E \cdot l; \quad (51)$$

Die gesamte Brennspannung der Lampe setzt sich neben diesem Spannungsabfall am zylindersymmetrischen Teil der Plasmasäule aus dem am nicht-zylindersymmetrischen Teil der Plasmasäule in der Nähe der Elektroden sowie der Elektrodenfallspannung zusammen.

Für eine Messung der elektrischen Feldstärke eignet sich jedoch besonders eine leicht modifizierte Aufteilung der Brennspannung in verschiedene Anteile [16]:

Die konstante elektrische Feldstärke E wird für die gesamte Plasmasäule zwischen den Elektroden angesetzt. Deren Länge ist der Elektrodenabstand d_E . Dieser kann einfach gemessen werden.

Die Länge der zylindersymmetrischen Plasmasäule ist kürzer als der Elektrodenabstand. Der Brennspannungsanteil $E \cdot d_E$ enthält somit neben dem Spannungsabfall am zylindersymme-

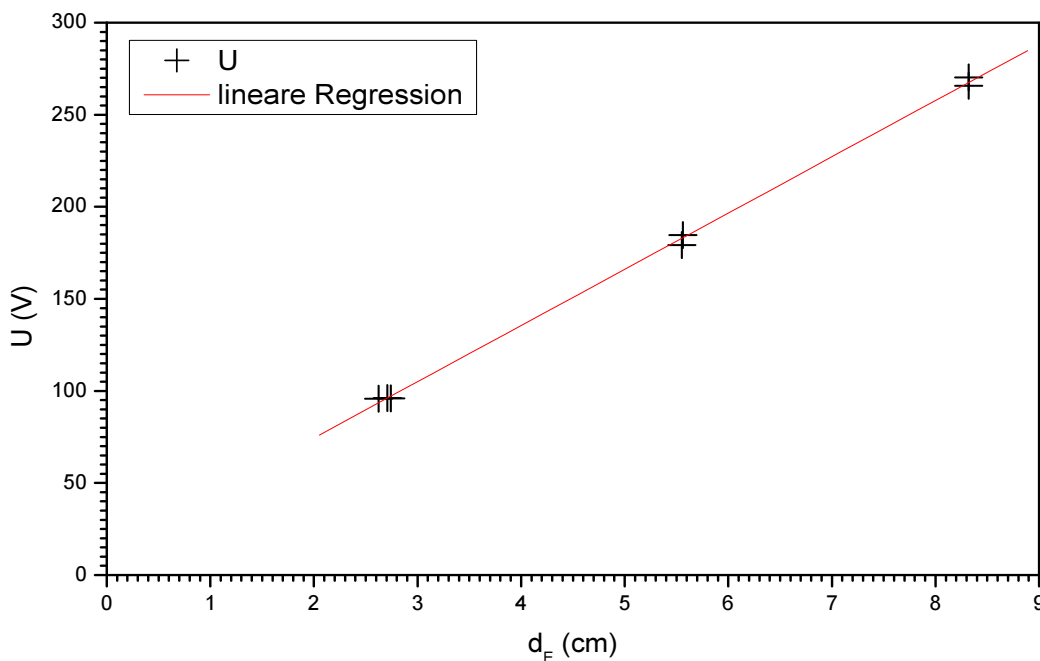


Abbildung 7: Messung der Feldstärke: Lineare Regression der Brennspannungen von Lampen unterschiedlicher Längen.

trischen Teil der Plasmasäule einen angenommenen Wert für den Spannungsabfall des nicht-zylindersymmetrischen Teils der Plasmasäule. Dieser Wert weicht vom tatsächlichen in der Regel ab. Diese Abweichung wird dem Elektrodenfall zugeschlagen, die resultierende Spannung wird Elektrodenschichtspannung U_{ES} genannt.

Die Brennspannung U der Lampe ist damit

$$U = U_{ES} + E \cdot d_E. \quad (52)$$

Nun wird die Brennspannung von Lampen gemessen, die in der Geometrie bis auf unterschiedliche Längen unverändert bleiben. Die Füllung wird so skaliert, dass sich gleiche Plasmaeigenschaften einstellen. Letzteres wird experimentell durch den Vergleich der Flächenstrahldichten einer Atomlinie oder der daraus bestimmten Temperaturprofile kontrolliert.

Mit diesen Randbedingungen wird sichergestellt, dass die Elektrodenschichtspannung U_{ES} und die elektrische Feldstärke im zylindersymmetrischen Teil der Plasmasäule in allen Lampen unabhängig von ihrer Länge dieselben sind. Die unterschiedliche Länge der Lampen äußert sich einzig in einer unterschiedlichen Länge des zylindersymmetrischen Teils der Plasmasäule.

Als einzige Variable in (52) bleibt damit der Elektrodenabstand, die Gleichung beschreibt für die Spannungen von Lampen unterschiedlicher Länge eine Gerade. Die Steigung dieser Geraden ist die elektrische Feldstärke.

Abbildung 7 illustriert die Bestimmung der Feldstärke aus der Brennspannung von Lampen unterschiedlicher Längen an einem Beispiel.

4.3. Festlegung des Gesamtdrucks

In Kapitel 3 wurde gezeigt, wie für eine Temperatur T die elektrische Leitfähigkeit berechnet werden kann. Neben der Temperatur besteht über die Elektronenzahldichte und die Anzahl-dichte der Stoßpartner der Elektronen eine Abhängigkeit von der Plasmazusammensetzung. Für eine gegebene Füllung kann die Plasmazusammensetzung durch den Parameter Gesamtdruck p_{ges} charakterisiert werden. Für die elektrische Leitfähigkeit σ gilt also

$$\sigma = \sigma(T, p_{ges}). \quad (53)$$

Weiter oben wurde gezeigt, wie sich aus einer optisch dünnen Atomlinie das Temperaturprofil bestimmen lässt. Verwendet man eine Atomlinie einer vollständig verdampfenden Komponente, so ist deren Partialdruck mit dem Gesamtdruck p_{ges} gekoppelt. Da dieser noch unbekannt ist, ist also noch nicht der Absolutwert des Temperaturprofils bestimmt, sondern lediglich eine Schar von Temperaturprofilen. Diese gibt den Zusammenhang zwischen dem Ort r und der dort herrschenden Temperatur T wieder, wobei als zusätzlicher Parameter der Gesamtdruck p_{ges} auftritt,

$$T = T(r, p_{ges}). \quad (54)$$

Die Kombination der berechneten elektrischen Leitfähigkeit (53) mit der gemessenen Temperatur (54) erlaubt die Angabe der elektrischen Leitfähigkeit am Ort r für den Gesamtdruck

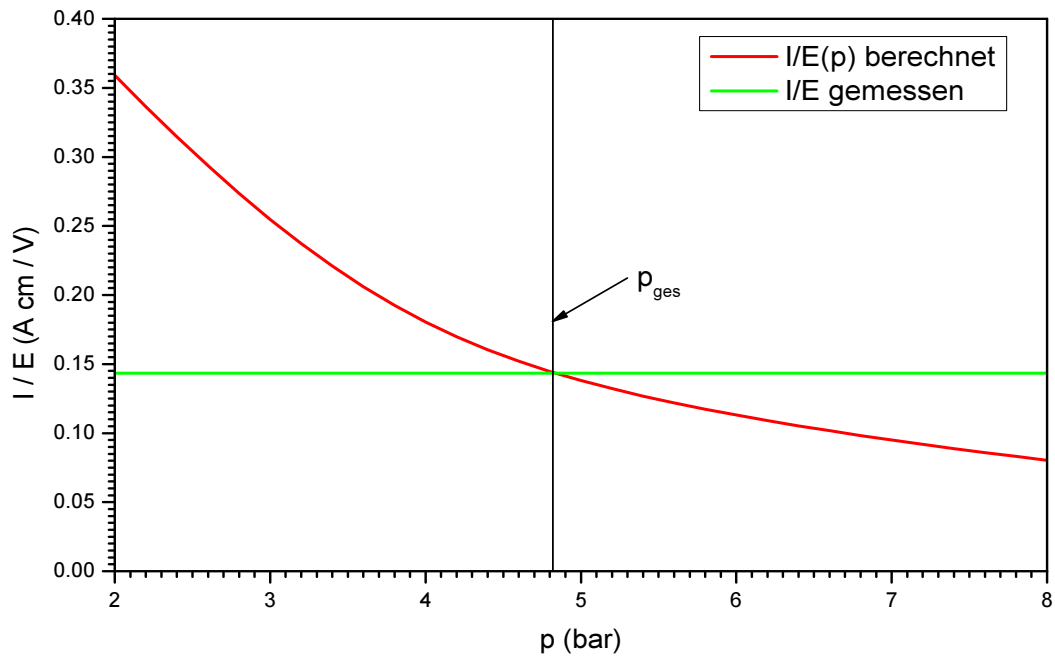


Abbildung 8: Bestimmung des Gesamtdrucks: Schnittpunkt zwischen dem berechneten druck-abhängigen $I/E(p_{ges})$ und dem gemessenen I/E .

p_{ges} ,

$$\sigma = \sigma(r, p_{ges}) = \sigma(T(r), p_{ges}). \quad (55)$$

Damit ist die Aufintegration über den Bogenquerschnitt möglich. Als Resultat erhält man das Verhältnis aus Strom und elektrischer Feldstärke I/E als Funktion des Gesamtdrucks,

$$I/E(p_{ges}) = 2\pi \int_0^R \sigma(T(r, p_{ges}), p_{ges}) r dr. \quad (56)$$

Diese Größe ist aber auch direkt messbar. Die elektrische Feldstärke wird dabei, wie im vorigen Abschnitt gezeigt, aus Lampen unterschiedlicher Längen bestimmt.

Trägt man das nach (56) berechnete $I/E(p_{ges})$ über dem Gesamtdruck p_{ges} auf, so ergibt der Schnittpunkt mit dem gemessenen I/E den Gesamtdruck. Dies zeigt Abbildung 8 für ein Beispiel, Abbildung 9 verdeutlicht die Zusammenhänge.

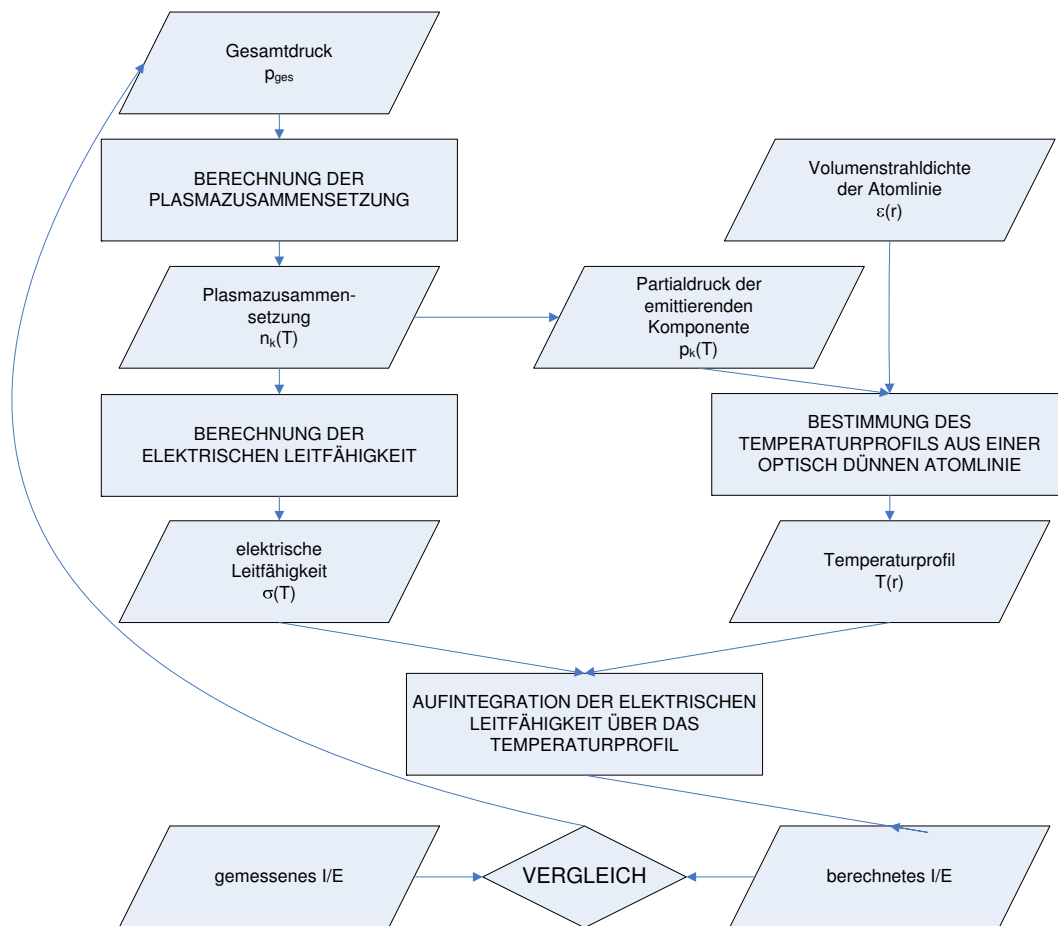


Abbildung 9: Flussdiagramm zur Bestimmung des Gesamtdrucks über das Verhältnis aus Strom I und elektrischer Feldstärke E .

4.4. Partialdruckbestimmung der einzelnen Komponenten

Die Partialdrücke der vollständig verdampfenden Komponenten sind über die Füllmenge mit dem Gesamtdruck verbunden. Zur Partialdruckbestimmung der teilweise kondensierten Komponenten kann die Flächenstrahldichte einer optisch dünnen Atomlinie dieser Komponente verwendet werden. Voraussetzung ist, dass der Gesamtdruck bekannt ist und damit aus der Flächenstrahldichte einer Atomlinie einer anderen vollständig verdampfenden Komponente der Absolutwert des Temperaturprofils bestimmt wurde.

Verwendet man nun (50) für die Atomlinie der teilweise kondensierten Komponente, so ist nur deren Anzahldichte bzw. Partialdruck unbekannt und kann somit bestimmt werden.

Dieses Verfahren ist prinzipiell auch dazu geeignet, aus zwei optisch dünnen Atomlinien derselben vollständig verdampfenden Komponente Temperaturprofil und Partialdruck dieser Komponente - und damit den Gesamtdruck - zu bestimmen. Voraussetzung ist ein großer Energieabstand der Niveaus. Geeignete Niveaus finden sich nicht bei jedem Atom, so dass die Anwendbarkeit dieser Zweilinienmethode beschränkt ist. Insbesondere sind die Füllungskomponenten von Metallhalogenidlampen nicht geeignet.

Als weitere Methode zur Bestimmung von Partialdrücken wird in Kapitel 5 die Kuppenabstandsmethode dargestellt. Mit ihr lassen sich Partialdrücke auch ohne vorherige Kenntnis des Gesamtdrucks bestimmen.

5. Neue Erkenntnisse und Verbesserungen

In den vorangegangenen beiden Kapiteln wurden der Modellansatz und die experimentellen Methoden vorgestellt, wie sie aus früheren Arbeiten bekannt sind. Inhalt dieses Kapitels werden die neuen Erkenntnisse sein, die sich aus den Untersuchungen in dieser Arbeit ergaben (siehe auch [41, 42, 43, 44]). Verbunden mit diesen neuen Erkenntnissen sind Weiterentwicklungen und Verbesserungen am Modellansatz und an den experimentellen Methoden, die im Anschluss die Aufdeckung des Funktionsprinzips des Entladungsplasmas quecksilberhaltiger Metallhalogenidlampen erlauben werden.

5.1. Einfluss der radialen Entmischung

Beim in Abschnitt 3.2 dargestellten Verfahren wird zur Berechnung der Plasmazusammensetzung von vollständiger Durchmischung ausgegangen, d.h. das molare Verhältnis der Elemente, das zur Minimierung der freien Energie des Systems anzusetzen ist, ist bei jeder Temperatur das selbe.

Da kein vollständiges thermodynamisches Gleichgewicht vorliegt, sondern nur lokales thermodynamisches Gleichgewicht, ist die Temperatur an unterschiedlichen Stellen im Plasma unterschiedlich, es treten also Temperaturgradienten auf. Mit diesen Temperaturgradienten verbunden sind Dichtegradienten und damit Diffusionsprozesse. Diese stellen Nichtgleichgewichtsprozesse dar.

Es wird nun versucht, die Diffusionsprozesse als kleine Störung des Gleichgewichts zu behandeln. An jedem Ort stellt sich durch die Stöße zwischen den Teilchen weiterhin lokales thermodynamisches Gleichgewicht ein. Plasmazusammensetzung und Besetzung angeregter Niveaus lassen sich nach den bekannten Ansätzen bestimmen. Die durch die Temperaturgradienten hervorgerufenen Diffusionsprozesse werden allerdings nicht vernachlässigt. Damit sich im Plasma ein stationärer Zustand einstellt, müssen diese ein dynamisches Gleichgewicht ausbilden. Dies führt zu weiteren Nebenbedingungen für die Plasmazusammensetzung.

Der Ansatz zur Berücksichtigung der radialen Entmischung für eine zylindersymmetrische Plasmasäule wird nun dargestellt.

Ausgangspunkt ist das Vorgehen nach [31, 32, 45]. Die in [45] hergeleiteten Formeln sind im Anhang A genauer aufgeführt.

Als Diffusionsprozesse werden gewöhnliche, thermische und ambipolare Diffusion berücksichtigt.

Für die Diffusionsgeschwindigkeiten wird ein Gleichungssystem aufgestellt. Um die spezielle Geometrie der zu behandelnden Lampe vernachlässigen zu können, werden die Gleichungen für die Diffusionsgeschwindigkeiten pro Temperaturgradient formuliert.

Diese Gleichungen sind Funktionen der lokalen Temperatur, der Plasmazusammensetzung bei dieser Temperatur, der thermodynamischen Eigenschaften der Komponenten, der Stoßquerschnitte und der thermischen Diffusionskoeffizienten.

Mit Hilfe dieser Gleichungen lässt sich ein Zusammenhang zwischen dem molaren Verhältnis der Elemente bei einer Temperatur T und bei einer eng benachbarten Temperatur $T + \Delta T$ herstellen.

Bei jeder Temperatur wird die Plasmazusammensetzung aus dem jeweiligen molaren Verhältnis der Elemente nach dem in Kapitel 3.2 dargestellten Verfahren bestimmt.

Als Lösung dieses Ansatzes erhält man den Temperaturverlauf der molaren Anteile M_i der Elemente,

$$M_i(T), i = 1, \dots, \varepsilon, \quad (57)$$

mit

$$\sum_{i=1}^{\varepsilon} M_i(T) = 1, \quad (58)$$

und den Temperaturverlauf der Plasmazusammensetzung, also entweder die Anzahldichten n_k oder die Partialdrücke p_k der Komponenten,

$$n_k(T) \text{ bzw. } p_k(T), k = 1, \dots, \kappa, \quad (59)$$

mit

$$\sum_{k=1}^{\kappa} p_k(T) = p_{\text{ges}}. \quad (60)$$

Der Gesamtdruck p_{ges} ist weiterhin konstant über der Temperatur.

Neben den thermodynamischen Eigenschaften der Komponenten und den Stoßquerschnitten (zur Berechnung der Diffusionskoeffizienten) müssen für die Lösung des Gleichungssystems die molaren Anteile der Elemente bei einer beliebigen Temperatur T_0 vorgegeben sein.

Zusammenfassend kann also festgestellt werden, dass auch bei Berücksichtigung der radialen Entmischung die Berechnung der Plasmazusammensetzung weiter als Funktion der lokalen Temperatur möglich ist. Eine Einbeziehung der speziellen Geometrie der behandelten Lampe ist nicht notwendig.

Für die Wahl der Temperatur T_0 , bei der die molaren Anteile der Elemente dabei vorgegeben werden müssen, gibt es nun verschiedene Ansätze:

Sind die eingefüllten Komponenten nur teilweise verdampft, kann wie bisher vorgegangen werden. Zu Beginn erfolgt eine Behandlung des Systems Kondensat-Gasphase bei der Cold-Spot-Temperatur T_C . Daraus erhält man die molaren Anteile der Elemente in der Gasphase bei der Temperatur T_C . Als Starttemperatur T_0 für die Behandlung der radialen Entmischung nach obigem Ansatz wird deshalb diese Temperatur T_C gewählt. Die molaren Anteile der Elemente und die Plasmazusammensetzung bei den anderen Temperaturen können dann direkt berechnet werden.

Komplizierter wird das Vorgehen für vollständig verdampfende Komponenten. Bisher wurden dabei die molaren Anteile der Elemente aus der Füllmenge der Lampe bestimmt und konstant für alle Temperaturen angesetzt. Durch die radiale Entmischung ist diese Konstanz nicht mehr gegeben. Stattdessen kommt die Nebenbedingung hinzu, dass die über das Lampenvolumen gemittelten molaren Anteile der Elemente den molaren Anteilen der Elemente in der Füllung entsprechen müssen. Es wird deshalb auf ein Iterationsverfahren zurückgegriffen, da aus der

Füllung nur die räumlich über das Entladungsvolumen gemittelten molaren Anteile der Elemente bestimmt werden können und nicht die bei einer festgelegten lokalen Temperatur T_0 . Gibt man für diese Temperatur T_0 die molaren Anteile der Elemente beliebig vor und berechnet daraus den Temperaturverlauf der molaren Anteile, so kann anschließend der mittlere molare Anteil der Elemente bestimmt werden. Dazu ist die Berücksichtigung der Geometrie der Lampe notwendig, die Mittelung erfolgt über die Temperaturverteilung des gesamten Entladungsvolumens. Stimmen die erhaltenen mittleren molaren Anteile der Elemente nicht mit denen in der Füllung überein, so müssen die bei der Temperatur T_0 angesetzten molaren Anteile der Elemente entsprechend angepasst und das Verfahren wiederholt werden. Durch die Einbeziehung der Temperaturverteilung ist die am Ende des Iterationsverfahrens erhaltene Plasmazusammensetzung nicht mehr wie bisher nur eine Funktion der lokalen Temperatur, sondern enthält Abhängigkeiten von der Temperaturverteilung des gesamten Entladungsvolumens. Die berechnete Plasmazusammensetzung wird damit spezifisch für die behandelte Lampe.

Das soeben geschilderte Verfahren ist in Abbildung 10 für eine Hg-TII-Ar-Lampe illustriert. Die Füllmengen sind so dosiert, dass für alle Komponenten vollständige Verdampfung angenommen werden kann.

Im ersten Iterationsschritt werden die molaren Anteile der Elemente bei einer lokalen Temperatur T_0 so angesetzt, wie sie in der Lampenfüllung auftreten. Dies ist u.U. nicht richtig. Stattdessen müssen die räumlich über das Entladungsvolumen gemittelten molaren Anteile denen in der Füllung entsprechen. Ergibt sich nun tatsächlich eine Temperaturabhängigkeit der molaren Anteile - in Abbildung 10 für Tl und I - so resultiert daraus eine Abweichung der räumlich gemittelten molaren Anteile der Elemente, wie sie sich aus dem ersten Iterationsschritt ergeben, von denen aus der Füllung.

Durch wiederholte Anpassung der Startwerte bei T_0 werden nun weitere Iterationsschritte durchgeführt. Dies geschieht so lange, bis die räumlich gemittelten molaren Anteile der Elemente am Ende des letzten Iterationsschritts denen in der Füllung entsprechen.

Zur Diskussion, welche Diffusionsprozesse zu einer merklichen radialen Entmischung führen, ist in Abbildung 11 sowohl das molare Verhältnis der Elemente als auch die Plasmazusammensetzung einer Hg-TII-Ar-Lampe über der Temperatur aufgetragen. Eine deutliche Temperaturabhängigkeit der molaren Verhältnisse zeigen nur Tl und I im Temperaturbereich um 2000 K und Tl bei Temperaturen über 6000 K. Ansonsten treten keine merklichen radialen Entmischungseffekte auf.

Die Verarmung an Tl und I bei Temperaturen über 2000 K ist auf die Dissoziation von TII in diesem Temperaturbereich zurückzuführen. Durch die Dissoziation treten bei den beteiligten Komponenten TII, Tl und I große Anzahldichtegradienten auf. Die Moleküle TII sind deutlich schwerer als die Atome Tl und I. Sie diffundieren also mit deutlich kleinerer Geschwindigkeit in die Bogenbereiche kleinerer Moleküldichten, also zu höheren Temperaturen hin, als die Atome umgekehrt in die Bereiche kleinerer Atomdichten, also zu kleineren Temperaturen hin. Da Massenerhaltung gilt, muss der molare Anteil an Tl und I bei höheren Temperaturen deshalb abfallen.

Die weitere Verarmung an Tl bei noch höheren Temperaturen ist auf die einsetzende Ionisation von Tl zurückzuführen. Die Diffusion wirkt abschwächend auf den damit verbundenen Anstieg der Elektronenzahl dichte zu höheren Temperaturen hin. Sinkt nun die Elektronen-

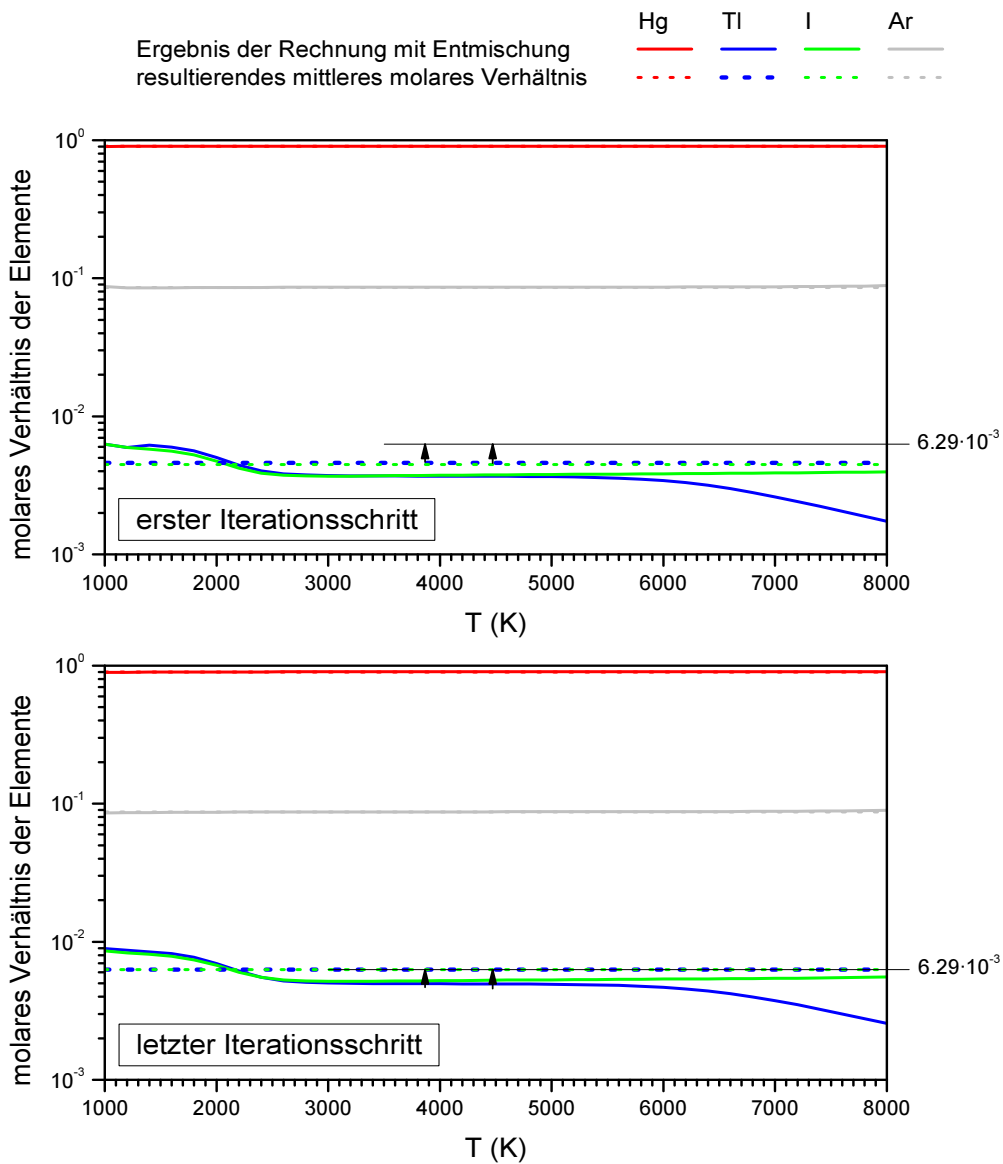


Abbildung 10: Molare Anteile der Elemente im ersten und im letzten Iterationsschritt bei der Bestimmung des Einflusses der radialen Entmischung. Die Pfeilspitzen markieren die molaren Anteile von Tl und I in der Füllung. Im letzten Iterationsschritt entsprechen diese auch den mittleren molaren Anteilen.

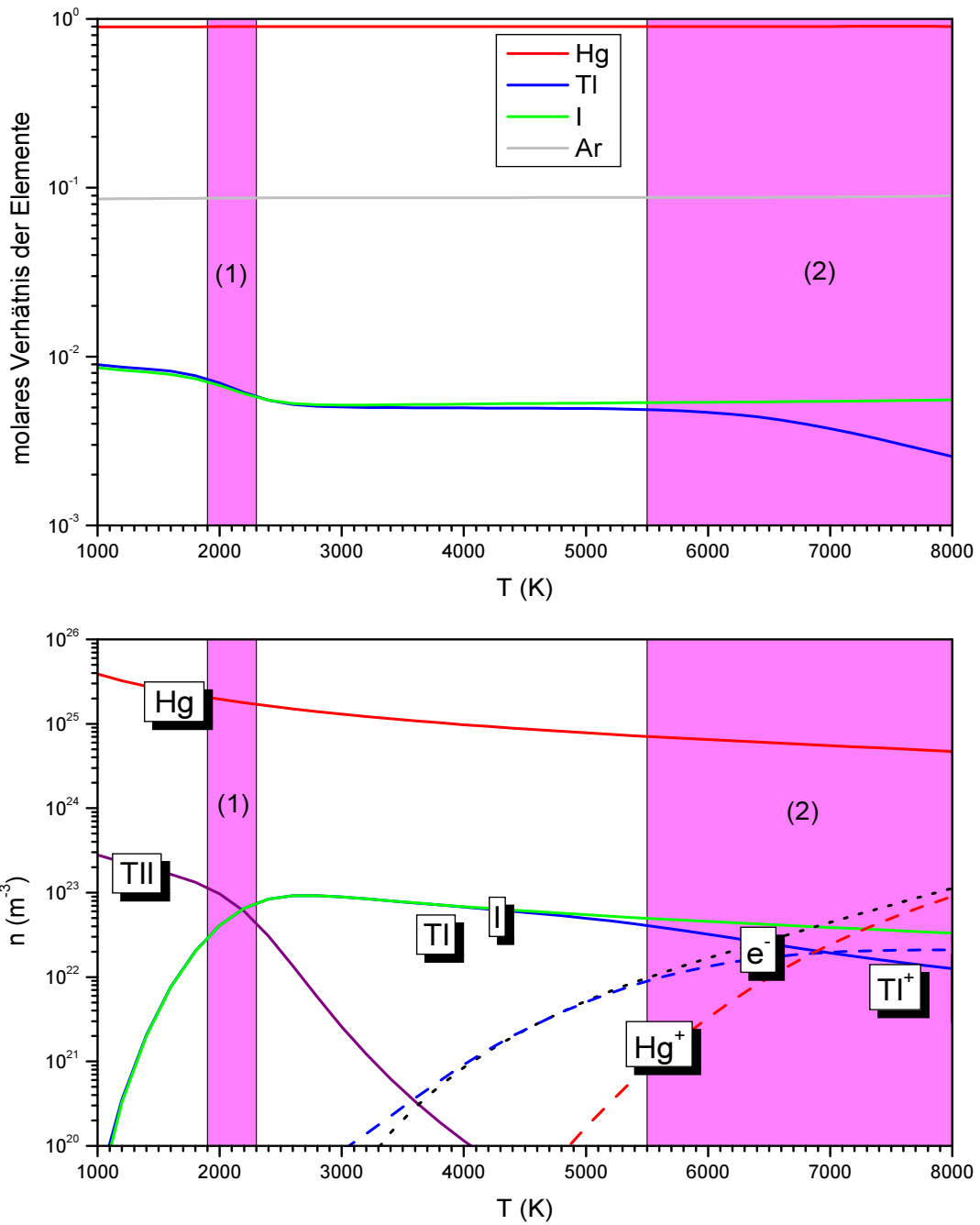


Abbildung 11: Molare Anteile der Elemente und Plasmazusammensetzung einer Hg-Tl-Ar-Lampe. Die Temperaturbereiche, in denen besonders starke Entmischung auftritt, sind (1), die Dissoziationsbereiche der Moleküle, sowie (2), die Ionisationsbereiche der Atome.

zahldichte bei höheren Temperaturen, so wirkt sich dies wegen der Quasineutralität auch auf die Ionen aus - in diesem Fall wegen ihrer relativ zu anderen Ionen hohen Anzahldichte vor allem auf die Tl-Ionen.

Das selbe Verhalten wie Tl sollte auch Hg zeigen, auf Grund der etwas höheren Ionisationsenergie allerdings auch erst bei etwas höheren Temperaturen. Dass in Abbildung 11 für den molaren Anteil von Hg auch bei hohen Temperaturen keine Temperaturabhängigkeit zu sehen ist, liegt daran, dass für Hg die Randbedingung eines über die Temperatur konstanten Drucks greift. Ein fallender molarer Anteil von Hg wäre nur bei gleichzeitigem Druckabfall möglich. Der Druck ist aber im gesamten Plasma konstant. Dies wirkt der Verarmung an Hg bei hohen Temperaturen entgegen. Die Anzahldichte der Tl-Komponenten ist hingegen so klein, dass sie kaum zum Gesamtdruck beitragen. Die Randbedingung eines konstanten Drucks greift hier also nur in so geringem Maß, dass sie vernachlässigbar ist.

Deutliche radiale Entmischungseffekte werden also für Komponenten auftreten, die

- im Bereich der Randtemperatur als Moleküle vorliegen. Deutliche Temperaturabhängigkeiten der molaren Anteile ergeben sich in den Bereichen, in denen die Moleküle dissoziieren.
- bei den Temperaturen im Bogenkern ionisieren.

In beiden Fällen kommt es durch die auftretenden Diffusionsprozesse zu einem Abfall der molaren Anteile der betroffenen Elemente zu hohen Temperaturen hin.

5.2. Anwendbarkeit der Cold-Spot-Methode zur Behandlung teilweise verdampfender Komponenten

Bei der Behandlung von Lampen mit Komponenten, die auch im Betrieb teilweise kondensiert bleiben, wird oft auf die Cold-Spot-Methode zurückgegriffen. Dabei wird angenommen, dass sich das Kondensat räumlich an einem Ort mit einer bestimmten Temperatur befindet. Die Zusammensetzung der Gasphase ist dann durch die Dampfdrücke bei dieser Temperatur gegeben. Die Zuverlässigkeit dieser Methode ist begrenzt durch die

- Verfügbarkeit und Genauigkeit der thermodynamischen Daten:

Neben den Komponenten in der Gasphase sind auch von den Komponenten im Kondensat die thermodynamischen Daten notwendig. Für eine zuverlässige Berechnung der Verdampfung sind die thermodynamischen Daten der entscheidenden Komponenten sowohl für das Kondensat als auch für die Gasphase notwendig. Bei kleinen Temperaturen tritt in der Gasphase eine Vielzahl von Molekülen auf. Die Zahl der zu berücksichtigenden Komponenten ist weitaus größer als für höhere Temperaturen. Verschärft wird die Situation durch Verbindungen zwischen Molekülen, so genannte Komplexe. Diese verstärken die Verdampfung, weshalb in Hochdrucklampen gerne Füllungen eingesetzt werden, die zu einer erhöhten Komplexbildung neigen.

Gerade für die komplexen Füllungen von Metallhalogenidlampen sind oft nicht alle nötigen Daten vorhanden, um das Gesamtsystem aus Kondensat und Gasphase bei der

Cold-Spot-Temperatur mit ausreichender Genauigkeit thermodynamisch berechnen zu können.

- Kenntnis der Cold-Spot-Temperatur:

Die Bestimmung der Cold-Spot-Temperatur selbst ist schwierig. Durch Thermographie kann die Temperatur an der Außenwand des Gefäßes gemessen werden. Von dieser ist der Schluß auf die Temperatur an der Innenwand des Brenners möglich. Dazu wird der Wärmetransport des Brennermaterials betrachtet. Während dieser im Bereich konstanter Wanddicke im zylindersymmetrischen Gefäßteil noch relativ einfach zu behandeln ist, wird die Rückrechnung auf die Temperatur an der Innenwand insbesondere in den gequetschten Endräumen ungenau, da dort die Geometrie des Brenners komplexer ist. Gerade in diesen Endräumen treten nun aber die kleinsten Temperaturen auf. Erschwerend kommt hinzu, dass der ebenfalls in den Endbereichen angebrachte Reflektor zumindest teilweise entfernt werden muß, da sonst überhaupt keine Thermographie möglich ist. Dies ist aber ein u.U. verändernder Eingriff in die Entladung.

- Existenz einer Cold-Spot-Temperatur:

Das Kondensat ist über ein gewisses Volumen ausgedehnt, somit existiert die Cold-Spot-Temperatur an sich nicht, sondern eher ein Cold-Spot-Temperaturbereich. Für den Dampfdruck und damit den Verdampfungsgrad entscheidend ist die größte Temperatur in diesem Bereich. Diese ist aber vom Volumen des Kondensates und damit vom Verdampfungsgrad selbst abhängig.

Auch die Vorstellung eines Kondensattropfens entspricht oft nicht der Realität. Durch Benetzungseffekte kann sich das Kondensat an mehreren Stellen im Entladungsvolumen niederschlagen. Im Kapillarbereich um die Elektrodenquetschungen ist zusätzlich Blasenbildung möglich.

In der Realität ist es deshalb oft schwierig oder unmöglich, von **einer** Cold-Spot-Temperatur zu sprechen.

Und schließlich: Selbst wenn es trotz dieser prinzipiellen Probleme gelänge, die Thermodynamik des Systems Kondensat-Gasphase mit ausreichender Genauigkeit zu behandeln, wird die Situation durch die Notwendigkeit einer Berücksichtigung der Entmischung weiter verschärft. Nach den Ausführungen im vorigen Abschnitt ist klar, dass vor allem die Komponenten, die in den kalten Randbereichen als Moleküle vorliegen, deutliche Entmischungseffekte zeigen. Genau diese Komponenten sind es aber, die oft nur teilweise verdampfen. Durch die Entmischung unterscheiden sich die molaren Anteile der beteiligten Elemente in der Bogenmitte deutlich von denen in den Randbereichen und damit von denen am Cold-Spot. Die aus der Behandlung der Thermodynamik des Systems Kondensat-Gasphase bestimmten molaren Anteile für diese Elemente weichen also merklich von denen in der Bogenmitte ab. Auf der anderen Seite finden aber die zur Ausbildung von Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke wichtigen Prozesse gerade in der Bogenmitte statt. Dort sollte also die Genauigkeit, mit der die molaren Anteile der Elemente bekannt sind, am größten sein.

Die Behandlung der radialen Entmischung ermöglicht zwar die Berechnung des Verhältnisses zwischen den molaren Anteilen der Elemente am Rand und denen in der Bogenmitte. Damit

dieses Verhältnis genau wiedergegeben wird, ist aber auch eine genaue Kenntnis sämtlicher eingehender Größen nötig, z.B. der Stoßquerschnitte aller durchlaufenen Dissoziationsstufen der beteiligten Moleküle. Auch diese Bedingung ist in der Regel nicht gegeben.

Durch die Entmischung geht somit der Zusammenhang zwischen den molaren Verhältnissen am Rand und denen in der Bogenmitte verloren. Die Verwendung der Cold-Spot-Methode wird deshalb in Frage gestellt, da sich bei ihr die Fehler und Ungenauigkeiten vor allem für die Anzahldichten der Komponenten bei hohen Temperaturen aufhäufen. Gerade eine möglichst genaue Kenntnis dieser Anzahldichten ist aber für das Verständnis der Prozesse im Bogenzentrum wichtig.

Auf Grund all dieser Einschränkungen wird in dieser Arbeit auf eine Berechnung der Thermodynamik des Systems aus Kondensat und Gasphase am Cold-Spot verzichtet.

Stattdessen wird die im nächsten Abschnitt eingeführte Kuppenabstandsmethode verwendet.

5.3. Kuppenabstandsmethode zur Druckbestimmung

Die spektrale Flächenstrahldichte $L_\lambda(r, \lambda)$ einer Atomlinie entlang eines Sichtstrahls ist bestimmt durch die Strahlungstransportgleichung

$$\frac{dL_\lambda(r, \lambda)}{d\lambda} = \varepsilon_\lambda(r, \lambda) - \kappa'(r, \lambda)L_\lambda(r, \lambda). \quad (61)$$

Emissionskoeffizient ε und effektiver Absorptionskoeffizient κ' wurden weiter oben eingeführt.

Am Ende eines radialen Sichtstrahls durch die Mitte einer zylindersymmetrischen Plasmasäule mit Radius R gilt [20]

$$L_\lambda(R, \lambda) = \int_{-R}^R \varepsilon_\lambda(r, \lambda) \exp(-\tau(r, \lambda)) dr + L_\lambda(-R, \lambda) \exp(-\tau(-R, \lambda)). \quad (62)$$

$L_\lambda(-R, \lambda)$ ist die von außen auf das Plasma treffende Flächenstrahldichte. Ohne externe Strahlungsquellen wird der zweite Summand gleich Null, was im folgenden angenommen wird.

Die optische Tiefe $\tau(r, \lambda)$ ist definiert durch

$$\tau(r, \lambda) = \int_r^R \kappa'(r, \lambda) dr. \quad (63)$$

Bei Kenntnis der Plasmazusammensetzung und der Linienparameter kann die Flächenstrahldichte einer Atomlinie berechnet werden. Diese berechnete Flächenstrahldichte stimmt mit der beobachteten überein, wenn angenommen wird dass im Wellenlängenbereich der Linie sowohl Emission als auch Absorption von Strahlung nur vom entsprechenden Übergang herrühren, also keine überlagernden weiteren Linien oder andere Strahlungsprozesse auftreten.

Liegt das untere Niveau des Übergangs niedrig, ist dessen Besetzung und damit die Absorption groß. Die Flächenstrahldichte der Linie wird dann Selbstabsorption zeigen, die Intensität ist nicht in der Linienmitte am größten, sondern in den Flügeln, wo die Absorption aufgrund

des Linienprofils kleiner ist. Es bilden sich zwei Kuppen aus. Der Abstand dieser Intensitätsmaxima ist der Kuppenabstand $\Delta\lambda$.

Der Kuppenabstand wird aus der Strahlungstransportgleichung berechnet. Dies geschieht jedoch nicht durch Herleiten einer analytischen Formel für den Kuppenabstand, sondern durch Berechnung der Flächenstrahldichte (siehe z. B. Abbildung 12 für die Tl-Linie bei 535 nm). Aus dieser Flächenstrahldichte wird dann numerisch die Wellenlängenposition der linken und der rechten Kuppe, das sind die in Abbildung 12 gelb markierten lokalen Maxima, bestimmt. Die Differenz dieser Wellenlängenpositionen ist der Kuppenabstand. Der Kuppenabstand ist damit abhängig von den Parametern, die in die Strahlungstransportrechnung eingehen. Darunter ist neben den Linienparametern (Übergangswahrscheinlichkeit, Verbreiterungskonstanten, Energien und statistische Gewichte der beteiligten Niveaus) auch das Temperaturprofil entlang des Sichtstrahls. Ein großer Vorteil des hier verfolgten Ansatzes zur indirekten Berechnung des Kuppenabstands aus der Flächenstrahldichte ist: Es kann das experimentelle Temperaturprofil verwendet werden, es muss nicht wie bei verwandten Methoden [46, 47] auf Näherungsformeln zurückgegriffen werden, die analytische Formeln für den Kuppenabstand bestimmen. Die in die Berechnungen der Flächenstrahldichte und damit des Kuppenabstands eingehende Plasmazusammensetzung wird durch einen Parameter charakterisiert. Je nach Anwendungszweck kann dies sein:

- Der Partialdruck des Teilchens, das die Linie emittiert. Durch die radiale Entmischung ist dieser Partialdruck im allgemeinen temperaturabhängig, also muß als Parameter der Partialdruck bei einer bestimmten Temperatur verwendet werden.
- Der Verdampfungsgrad einer Komponente, die mit dem Teilchen, das die Linie emittiert, verbunden ist, z.B. TmI_3 für Tm-Linien.
- Der Gesamtdruck, wenn alle in die Lampe eingefüllten Komponenten vollständig verdampfen. Dann besteht über die Füllmenge eine Kopplung zwischen den Partialdrücken einzelner Teilchen und dem Gesamtdruck.

Ein Vergleich zwischen derart berechneten Flächenstrahldichten mit entsprechenden Messwerten ermöglicht in einem iterativen Verfahren die Bestimmung des jeweiligen Parameters. Wird als Maß für die Anpassung nicht der gesamte Verlauf der Flächenstrahldichte herangezogen, sondern nur der Kuppenabstand, so hat dies den Vorteil, dass damit die Anforderungen an die Genauigkeit des eingehenden Temperaturprofils nur gering sind: Während der Absolutwert der Intensität vor allem durch den Absolutwert der höchsten Temperatur entlang des Sichtstrahls bestimmt ist, ist der Kuppenabstand mit einer gewissen optischen Tiefe des Plasmas korreliert. Die Ortsabhängigkeit der optischen Tiefe entlang des Sichtstrahls ist nur klein. Der Grund dafür ist, dass für die Emission die Besetzung des oberen Niveaus, für die Absorption die des unteren Niveaus entscheidend ist. Während erstere eine starke exponentielle Temperaturabhängigkeit zeigt, ist diese für das tiefliegende untere Niveau schwächer. Für Resonanzlinien fällt die exponentielle Abhängigkeit ganz weg, es bleibt nur der $1/T$ -Anteil der Anzahldichte übrig.

Die Kuppenabstandsmethode wird nun am Beispiel einer Hg-TII-Ar-Lampe diskutiert. Zur Bestimmung des Partialdrucks von Tl wird die Tl-Linie bei 535 nm verwendet. Der entsprechende berechnete Kuppenabstand ist in Abbildung 13 aufgetragen. Als Parameter gingen in

die Rechnungen das Temperaturprofil, der Gesamtdruck und der Verdampfungsgrad von TII ein. Die Anzahldichte von Tl ergibt sich temperaturabhängig aus der Plasmazusammensetzung, für die die radiale Entmischung berücksichtigt wird. Die Auftragung in Abbildung 13 erfolgt aber nicht über dem Verdampfungsgrad von TII, sondern über dem Partialdruck von Tl in der Bogenmitte. Dieser ist die eigentlich interessierende Größe. Da in der Bogenmitte die Temperatur deutlich über der Dissoziationstemperatur von TII und noch unterhalb der Temperatur liegt, ab der Entmischung des Tl durch die Ionisation zum Tragen kommt, ist die Temperaturabhängigkeit des Tl-Partialdrucks in der Bogenmitte klein (vgl. Abbildung 11). Der in Abbildung 13 angegebene Tl-Partialdruck gilt also für den gesamten Temperaturbereich der Bogenmitte und ist direkt mit dem Verdampfungsgrad von TII verbunden.

Für den Kuppenabstand der Tl-Linie 535 nm ergibt sich eine Abhängigkeit vom Gesamtdruck, da die Tl-Linie bei 535 nm eine merkliche van-der-Waals-Verbreiterung zeigt. Diese kommt durch die Wechselwirkung mit anderen Komponenten als Tl zustande. Auf Grund seiner hohen Anzahldichte dominiert dabei Hg, der Hg-Partialdruck ist direkt mit dem Gesamtdruck gekoppelt. Ist der Gesamtdruck nur ungenau bekannt, resultiert folglich ein Fehler im mit der Kuppenabstandsmethode bestimmten Tl-Partialdruck. Wie Abbildung 13 zeigt, ist die Gesamtdruckabhängigkeit nur schwach. Selbst aus einer Ungenauigkeit des Gesamtdrucks von etwa 30 % resultiert nur eine Ungenauigkeit im bestimmten Tl-Partialdruck von etwa 10 %.

In Abbildung 12 sind für die Tl-Linie 535 nm Messung und Rechnung nach erfolgter Anpassung des Tl-Partialdrucks gegenübergestellt. Die Anpassung erfolgte über den Kuppenabstand, dieser stimmt deshalb überein. Auch für den gesamten Verlauf ergibt sich gute Übereinstimmung. Die leichte Abweichung im rechten Flügel ist auf den Einfluss eines Hg-Tl-Excimers zurückzuführen, der einen Teil der Intensität zu höheren Wellenlängen transferiert.

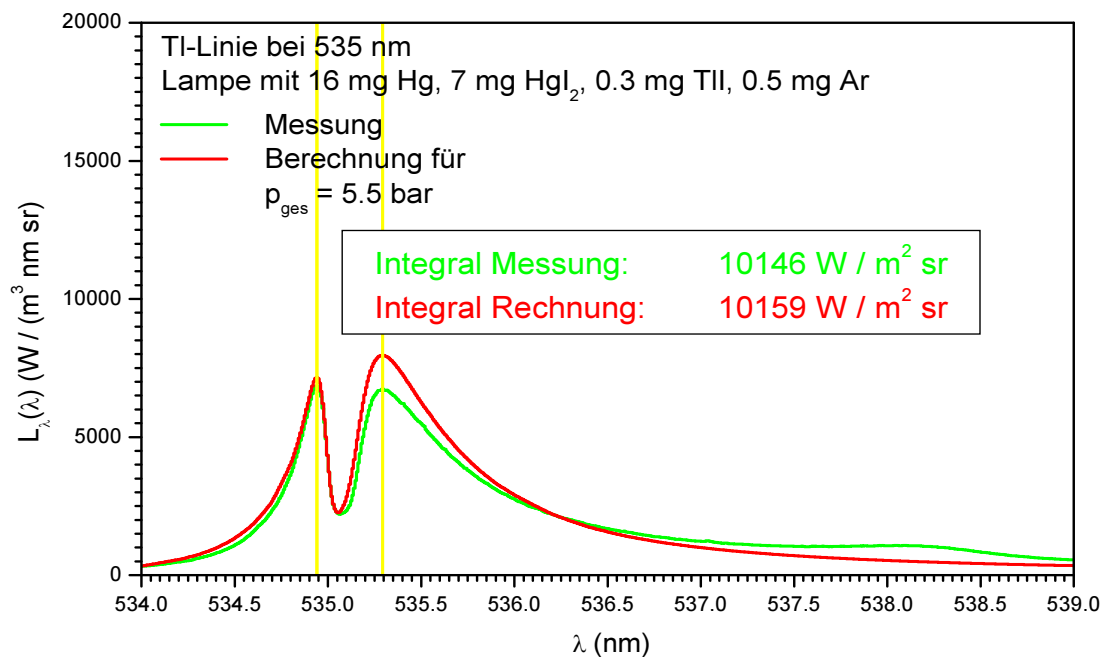


Abbildung 12: Berechnete und gemessene Flächenstrahlendichte von Tl 535 nm in einer Lampe, in der TII vollständig verdampft. Gesamtdruck und Tl-Partialdruck sind deshalb gekoppelt.

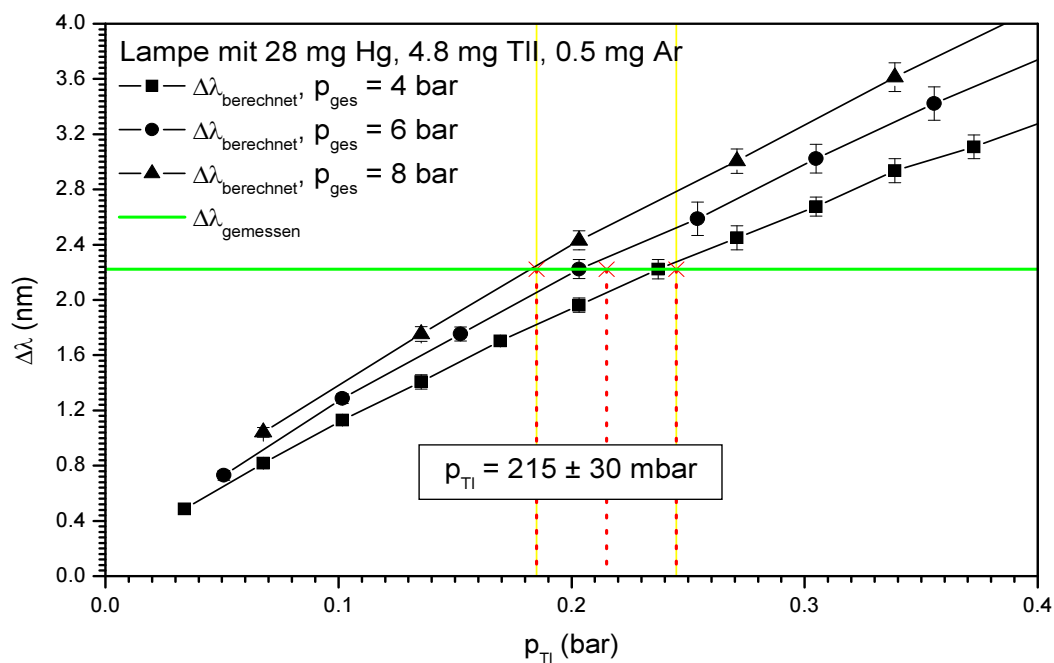


Abbildung 13: Abhängigkeit des Kuppenabstands von Tl 535 nm vom Tl-Partialdruck in einer Hg-TII-Ar-Lampe mit nur teilweise verdampfendem TII.

Zusammenfassend kann festgestellt werden:

Die Kuppenabstandsmethode stellt eine spektroskopische Methode dar, die eine Bestimmung von Partialdrücken einzelner Komponenten und damit der molaren Verhältnisse der Elemente direkt im Bogenkern ermöglicht. Die Genauigkeit ist damit dort am größten, wo die entscheidenden Prozesse für die Ausbildung des Temperaturprofils und damit der Abstrahlung stattfinden. Die Unsicherheiten werden in die kälteren Bereiche verschoben. Dort spielen sich aber nur Prozesse ab, die für ein Verständnis der Funktionsweise der untersuchten Lampen weit weniger wichtig sind.

5.4. Strahlungstransport der Quecksilberlinie bei 185 nm

Für die korrekte Behandlung des Strahlungstransports von Atomlinien ist selbstverständlich eine korrekte Beschreibung der Emissions- und effektiven Absorptionskoeffizienten notwendig. Diese sind gegeben durch

$$\varepsilon_{\nu}(\nu) = \frac{h\nu_0}{4\pi} A_{nm} n_m P_{\nu}(\nu) \quad (64)$$

und

$$\kappa'(\nu) = \frac{e^2}{4\varepsilon_0 m_e c} f_{mn} n_n \left(1 - \frac{g_n n_m}{g_m n_n} \right) P_{\nu}(\nu) \quad (65)$$

mit

$$f_{mn} = \frac{\varepsilon_0 m_e c^3}{2\pi e^2 \nu_0^2} \frac{g_m}{g_n} A_{nm} \quad (66)$$

als Oszillatorenstärke.

Für die meisten Atomlinien gilt die Näherung $\nu \approx \nu_0$, so dass eine genaue Unterscheidung nicht notwendig ist, für welchen Term die tatsächliche Frequenz ν oder die Mittenfrequenz ν_0 der Linie verwendet werden muss.

Diese Näherung $\nu \approx \nu_0$ wird in [10, 11] verwendet, ist aber für die Linie Hg 185 nm unzulässig, wie im folgenden gezeigt wird. Da diese Linie den Strahlungstransport in Hg-haltigen Lampen merklich beeinflusst, ist es bei der Modellierung Hg-haltiger Lampen notwendig, die Unterscheidung zwischen ν und ν_0 in obigen Formeln korrekt zu berücksichtigen. Richtig ist, überall außer in der Linienform $P_{\nu}(\nu)$ die Mittenfrequenz ν_0 zu verwenden. Dadurch wird erreicht, dass die Beschreibung die Forderungen nach gleicher Linienform für Emission und Absorption sowie nach Energieerhaltung erfüllt. Damit die gesamte durch den Übergang emittierte Energie unabhängig von der Verbreiterung ist, darf wegen der Normierung der Linienform

$$\int_{\nu} P_{\nu}(\nu) = 1 \quad (67)$$

durch den Faktor vor $P_{\nu}(\nu)$ in der Formel für den Emissionskoeffizienten keine weitere Frequenzabhängigkeit auftreten.

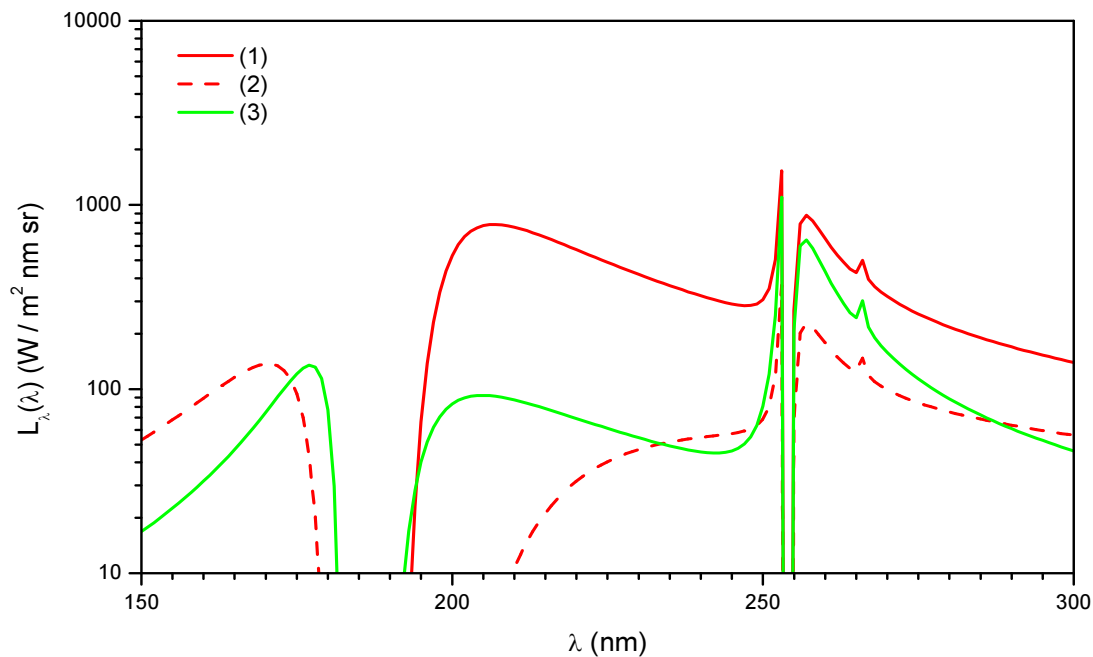


Abbildung 14: Flächenstrahldichte der Quecksilberlinie bei 185 nm. (1) Berechnung wie in [11, 10]: Kirchhoffsches Strahlungsgesetz bei jeweiliger Wellenlänge. (2) Kirchhoffsches Strahlungsgesetz bei Mittenwellenlänge. (3) wie (2), korrigierte Verbreiterungskonstanten.

Konsequenzen ergeben sich für die Interpretation des Kirchhoffschen Gesetzes. Dieses besagt, dass das Verhältnis aus Emissions- und Absorptionskoeffizient die Planckfunktion ergibt. Aus (64), (65) und (66) folgt

$$\frac{\varepsilon_{\nu}(\nu)}{\kappa'(\nu)} = \frac{\frac{2h\nu_0^3}{c^2}}{\exp\left(\frac{h\nu_0}{kT}\right) - 1} = B_{\nu}(\nu_0) \quad (68)$$

d.h. das Verhältnis aus Emissions- und effektivem Absorptionskoeffizient einer Atomlinie bei **allen Frequenzen** ist die Planck-Funktion für die **Mittenfrequenz**.

Im Gegensatz dazu wurde bei [10, 11] für die Quecksilberlinien der Ansatz verfolgt, zunächst für jede Wellenlänge die effektiven Absorptionskoeffizienten aller Linien aufzusummieren. Anschließend wurde der Emissionskoeffizient durch Anwendung des Kirchhoffschen Strahlungsgesetzes bei jeder Wellenlänge berechnet.

Dass dennoch für die Quecksilberlinie bei 254 nm konsistente Ergebnisse erzielt werden konnten, ist darauf zurückzuführen, dass die Verbreiterungskonstanten der Quecksilberlinie bei 185 nm entsprechend angepasst wurden, um für die Quecksilberlinie bei 254 nm Übereinstimmung zwischen Messungen und Rechnungen zu erzielen. Die Quecksilberlinie bei 185 nm selbst wurde in [10, 11] nicht gemessen.

Da die Absorptionskante von Quarz bei höheren Wellenlängen liegt, kann auch in dieser Arbeit kein direkter Vergleich der Rechnungen mit Messungen der Flächenstrahldichte der Quecksilberlinie bei 185 nm erfolgen. Neben den theoretischen Überlegungen in diesem Abschnitt

	(1), (2)	(3)
C_R	$1.8 \cdot 10^{-36} \text{ m}^4$	$4.79 \cdot 10^{-37} \text{ m}^4$
C_W	$4 \cdot 10^{-63} \text{ m}^7$	$1.13 \cdot 10^{-64} \text{ m}^7$

Tabelle 2: Verbreiterungskonstanten, wie sie für die Berechnung der Spektren in Abbildung 14 verwendet wurden.

zeigt aber auch die Behandlung der Füllungen in Kapitel 6 die Korrektheit des hier verfolgten Ansatzes.

Zur Demonstration, wie sich die Flächenstrahldichte je nach gewähltem Ansatz unterscheidet, zeigt Abbildung 14 zunächst als durchgezogene rote Linie die Flächenstrahldichte der Quecksilberlinie bei 185 nm, wie sie in [11] berechnet wurde. Durch die Berechnung des Emissionskoeffizienten aus dem effektiven Absorptionskoeffizienten durch Anwendung des Kirchhoffschen Strahlungsgesetzes bei jeder Wellenlänge verschwindet der linke Linienflügel vollständig, da die Planck-Funktion zu kleinen Wellenlängen hin steil abfällt. Der rechte Linienflügel ist durch die van-der-Waals-Verbreiterung sehr breit. Auf ihm sitzt die Quecksilberlinie bei 254 nm.

Wird nun, wie oben als richtiges Vorgehen gezeigt, im Kirchhoffschen Strahlungsgesetz in der Planckfunktion die Mittenwellenlänge verwendet, erhält man mit den Verbreiterungskonstanten aus [11] die gestrichelte rote Kurve. Ein linker Linienflügel ist nun zu sehen. Der rechte Linienflügel der Quecksilberlinie bei 185 nm ist nun so breit, dass die Quecksilberlinie bei 254 nm noch stark absorbiert wird. Dies steht im Widerspruch zur guten Übereinstimmung der berechneten Absolutintensität der Quecksilberlinie bei 254 nm mit entsprechenden Messungen. Wird jedoch auch für die Quecksilberlinie bei 185 nm die van-der-Waals-Verbreiterungskonstante nach [48] berechnet, was in [11] für viele Quecksilberlinien gute Übereinstimmung mit Messungen zeigte, und nicht der viel größere Wert aus [10] und ferner für die Resonanzverbreiterungskonstante der Wert nach Gleichung (27) angesetzt, so wird die Flächenstrahldichte der Quecksilberlinie bei 185 nm berechnet, wie die grüne durchgezogene Kurve zeigt. Die für die verschiedenen Spektren in Abbildung 14 verwendeten Verbreiterungskonstanten sind in Tabelle 2 aufgeführt.

Die Absolutintensität der Quecksilberlinie bei 254 nm ist nun wieder etwa so groß wie in [11] und stimmt damit mit Messungen überein. Für die Flächenstrahldichte der Quecksilberlinie bei 185 nm und damit den Strahlungstransport durch diese Linie innerhalb des Bogens ergibt sich ein deutlich verändertes Bild. Die Ausführungen in Kapitel 6 werden zeigen, dass nur mit dem neuen, richtigen Ansatz Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Temperaturprofilen erzielt werden kann.

5.5. Impulsaustauschquerschnitt von Iod

Die Untersuchungen zu verschiedenen Füllungen in Kapitel 6 werden zeigen, dass auf Grund ihrer Anzahldichte zunächst Hg, Ar und I als Stoßpartner für die Elektronen in Frage kommen. Der Impulsaustauschquerschnitt von Ar ist bekannt [49] und im relevanten Energiebereich vergleichsweise klein.

Wichtige Stoßpartner in den hier untersuchten Lampen sind also Hg und I. Dabei wird Hg die dominierende Rolle spielen. Sein Impulsaustauschquerschnitt wurde experimentell ermittelt [12] und auf seine Anwendbarkeit in Metallhalogenidlampen hin getestet [11].

Inwieweit auch I berücksichtigt werden muss, soll hier diskutiert werden. Da für den Impulsaustauschquerschnitt von I keine experimentellen Werte verfügbar sind, wurde bisher auf theoretisch ermittelte Werte zurückgegriffen [50]. Zum Vergleich wird nun in dieser Arbeit ein alternativer Ansatz für das Wechselwirkungspotential [51] herangezogen.

Aus dem Wechselwirkungspotential kann mit Hilfe der Partialwellenmethode der Impulsaustauschquerschnitt bestimmt werden. Da sich der Ansatz in [51] nicht auf I beschränkt, wird er anhand des aus der Literatur bekannten Xe [52, 53, 54] getestet. Danach wird der Impulsaustauschquerschnitt für I berechnet und mit dem bisher verwendeten [50] verglichen. Über die Anwendbarkeit der jeweiligen Impulsaustauschquerschnitte auf Untersuchungen zu Metallhalogenidlampen werden die Ergebnisse zu Feldstärke und Gesamtdruck in Kapitel 6.2 Aufschluss geben.

5.5.1. Partialwellenzerlegung

Lösung der Schrödingergleichung

Bei der Streuung eines Elektrons an einem Teilchen handelt es sich um ein Problem mit Zentralpotential. Zur Berechnung der Querschnitte - von Bedeutung für die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas ist dabei der Impulsaustauschquerschnitt - muss die zeitunabhängige Schrödingergleichung gelöst werden [55]:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\mathbf{L}^2}{2mr^2} + U(r) \right] \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}). \quad (69)$$

Durch den Separationsansatz

$$\psi(\vec{r}) = R(r)Y_{lm_l}(\theta, \phi), l = 0, 1, \dots \quad (70)$$

kann diese Gleichung weiter vereinfacht werden. Die Kugelflächenfunktionen $Y_{lm_l}(\theta, \phi)$ sind als simultane Eigenfunktionen von \mathbf{L}^2 und L_z bekannt, für die entsprechenden Eigenwerte gilt:

$$\mathbf{L}^2 Y_{lm_l}(\theta, \phi) = \hbar^2 l(l+1) Y_{lm_l}(\theta, \phi) \quad (71)$$

$$L_z Y_{lm_l}(\theta, \phi) = \hbar m_l Y_{lm_l}(\theta, \phi). \quad (72)$$

Durch Anwendung des Separationsansatzes kann somit der Operator \mathbf{L}^2 durch seinen Eigenwert $\hbar^2 l(l+1)$ ersetzt werden. Wird die Gleichung dann noch durch $Y_{lm_l}(\theta, \phi)$ dividiert, so erhält man eine Differentialgleichung für $R(r)$, den radialen Anteil der Wellenfunktion:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2} + U(r) \right] R(r) = E R(r). \quad (73)$$

Zur Lösung dieser Differentialgleichung wird eine weitere Substitution durchgeführt:

$$u(r) = rR(r). \quad (74)$$

Aus (73) wird somit die eindimensionale Schrödingergleichung

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + U_{\text{eff}}(r) \right] u_l(r) = E u_l(r) \quad (75)$$

mit dem effektiven Potential

$$U_{\text{eff}}(r) = U(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}. \quad (76)$$

Diese Differentialgleichung lässt sich für beliebige Wechselwirkungspotentiale $U(r)$ nur numerisch lösen. Als Algorithmen bieten sich das Eulerverfahren oder die Methode der Taylorreihe an [56]. Wie in [56] wird hier die Methode der Taylorreihe 3. Ordnung angewandt.

Für $l > 0$ geht das effektive Potential für $r \rightarrow 0$ gegen Unendlich, als Randbedingung ist also

$$u(0) = 0 \quad (77)$$

$$\frac{du}{dr}(0) = \varepsilon \quad (78)$$

zu wählen. ε , die Steigung der Wellenfunktion bei $r \rightarrow 0$, ist bestimmt durch die Normierung der Wellenfunktion.

Für $l = 0$ kann wegen der Symmetrie entweder

$$u(0) = 0 \quad (79)$$

$$\frac{du}{dr}(0) = \varepsilon \quad (80)$$

oder

$$u(0) = \varepsilon \quad (81)$$

$$\frac{du}{dr}(0) = 0 \quad (82)$$

angesetzt werden.

Berechnung der Querschnitte

Da das Wechselwirkungspotential $U(r)$ kurzreichweitig ist (siehe Abbildung 16 weiter unten, das Wechselwirkungspotential verschwindet bereits bei einigen Å) und auch der zusätzliche Beitrag in U_{eff} für $l > 0$ für $r \rightarrow \infty$ gegen 0 geht, geht die Lösung für große Abstände in die Wellenfunktion für das freie Teilchen über:

$$u_l(r) \propto \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l\right) \text{ für } r \rightarrow \infty. \quad (83)$$

Dabei ist

$$k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E. \quad (84)$$

Der Einfluss des Potentials bei kleinen Abständen spiegelt sich in einer Phasenverschiebung δ_l bei großen Abständen wieder. Mit den Phasenverschiebungen δ_l berechnet sich der totale Querschnitt nach

$$Q_t = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad (85)$$

und der Impulsaustauschquerschnitt nach

$$Q_m = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) \sin^2(\delta_l - \delta_{l+1}). \quad (86)$$

Verfahren

Zur Erzielung hoher Genauigkeit ist der Beitrag bis zu den Drehimpulsquantenzahlen l zu berücksichtigen, bei denen schließlich das Wechselwirkungspotential $U(r)$ nur noch eine kleine Störung auf dem zusätzlichen Beitrag zum effektiven Potential ist und die Phasenverschiebung im Unendlichen damit 0 wird.

Bei der numerischen Lösung der eindimensionalen Schrödingergleichung ist dabei mit ausreichend kleinen Schrittweiten zu rechnen, so dass der Einfluss des Wechselwirkungspotentials richtig wiedergegeben wird.

Damit vermieden wird, dass sich numerische Fehler aufhäufen, darf die schrittweise Berechnung der Wellenfunktion nicht bis zu allzu großen Radien r erfolgen. Zudem bedeuten große r auch eine hohe Rechenzeit.

Beide Anforderungen - möglichst große maximale Drehimpulsquantenzahl l , möglichst kleiner maximaler Radius r - stehen im Widerspruch: Je größer l , bei desto größeren r geht die Wellenfunktion in die des freien Teilchens über.

Dieser Widerspruch kann durch folgendes Verfahren aufgelöst werden: Es wird nur bis zu den r gerechnet, bei denen das Wechselwirkungspotential $U(r)$ nicht vernachlässigbar klein ist. Für $l > 0$ geht die Wellenfunktion dann noch nicht in die des freien Teilchens über, sondern in die exakte Lösung für das Potential

$$U_{\text{eff},0}(r) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}. \quad (87)$$

Die Schrödingergleichung für dieses Potential ist analytisch lösbar, die Lösungen sind für die obigen Randbedingungen $u(0) = 0$, $\frac{du}{dr}(0) = \varepsilon$ die sphärischen Besselfunktionen.

Diese gehen für große r in die Wellenfunktion des freien Teilchens, den Sinus, über.

Aus den entsprechenden Phasenverschiebungen im Unendlichen können mit den Gleichungen (85) und (86) die Querschnitte berechnet werden.

5.5.2. Modellpotentiale nach Kunc

Kunc [51] setzt für die Wechselwirkung eines Elektrons mit einem neutralen Atom folgende Modellpotentiale an (typische Verläufe zeigt Abbildung 16):

$$U_a = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\alpha e^2}{2d^4} \frac{1 - \exp(-(r/d)^6)}{(r/d)^4}, \quad (88)$$

$$U_b = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\alpha e^2}{2d^4} \frac{1}{(1+(r/d)^2)^2}. \quad (89)$$

α ist die atomare Polarisierbarkeit. Der Abschneide-Parameter d korreliert mit dem Radius des Atoms.

Beide Potentiale gehen für große r in das Polarisationspotential

$$U_p = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\alpha e^2}{2d^4} \quad (90)$$

über. Dieses resultiert aus der adiabatischen Näherung: Die gebundenen Elektronen des Atoms folgen instantan dem stoßenden Elektron. Die Wechselwirkung ist dann durch die induzierte Dipol-Polarisation gegeben. Bei kleinen Abständen zwischen stoßendem Elektron und Atom müssen nicht-adiabatische Effekte berücksichtigt werden.

Kunc zitiert eine Reihe von Arbeiten, in denen bei kleinen Abständen eine Verformung des Wechselwirkungspotentials dahingehend diskutiert wird, dass die Wellenfunktion des Atoms von der Position des stoßenden Elektrons abhängig wird, was einen abstoßenden Beitrag liefert und so die Anziehung durch das Polarisationspotential abschwächt bzw. bei $r = 0$ ganz aufhebt. Aus diesen Betrachtungen geht das Modellpotential U_a hervor. Dieses wird von Kunc gegenüber U_b favorisiert, das er nur aus historischen Gründen mit aufnimmt, da es oft in der Literatur verwendet wird. U_b wurde gewonnen, indem atomare Eigenschaften von Wasserstoff, Sauerstoff und einer Reihe weiterer Atome angepasst wurden.

Der Abschneide-Parameter d kann aus atomaren Größen gewonnen werden. Kunc wählt den Ansatz nach [57, 58], in den neben der atomaren Polarisierbarkeit die Bindungsenergie des Atoms V_0 eingeht:

$$d = \left(-\frac{\alpha e^2}{2V_0} \right)^{1/4}. \quad (91)$$

Für die Bindungsenergie des am Stoß beteiligten Atoms V_0 gibt Kunc drei statistische Näherungsformeln an, die auf Dickinson [59], Foldy [60] bzw. Scott [61] zurückgehen:

Dickinson :

$$V_0^D = -(Z^{1/3} + 4 \cdot 10^{-6} Z^{5/2}) \frac{e^2}{a_0}, \quad (92)$$

Foldy :

$$V_0^F = -(0.5 Z^{2/5} + 4 \cdot 10^{-6} Z^{5/2}) \frac{e^2}{a_0}, \quad (93)$$

Scott :

$$V_0^S = -(0.769 Z^{1/3} - 0.5 + 0.221 Z^{-1/3} + Z^{-2/3} + 4 \cdot 10^{-6} Z^{5/2}) \frac{e^2}{a_0}. \quad (94)$$

Z ist die Kernladungszahl des Atoms. Nach [61, 62, 63] ist die Formel von Foldy am zuverlässigsten.

5.5.3. Ergebnisse für Xenon

Unter Verwendung der beiden Ansätze für das Wechselwirkungspotential aus [51] und der drei Näherungsformeln für die eingehenden Parameter wurde der Impulsaustauschquerschnitt von Xe berechnet. So entsteht eine Schar von sechs Kurven (Abbildung 15). Die ausgeprägte Energieabhängigkeit unterhalb etwa 20 eV ist auf den Ramsauer-Effekt zurückzuführen, der den Wellencharakter der Elektronen berücksichtigt. So sind für Elektronenenergien im Bereich einiger eV die Wellenlängen der Elektronen in der Größenordnung der Atomdurchmesser. Anschaulich sind die Atome damit keine undurchdringlichen Kugeln, bei der Streuung treten Beugungseffekte auf. Viele Querschnitte zeigen bei etwa 1 eV ein Minimum, das Ramsauer-Minimum².

Literaturwerte für den Impulsaustauschquerschnitt von Xenon [52, 53, 54] unterscheiden sich kaum und sind zudem durch viele Experimente abgesichert [54]. Die beste Übereinstimmung mit diesen Literaturwerten zeigen die Werte aus dem Modellpotential U_a unter Verwendung der Parameter nach Foldy oder Scott. Dies entspricht den von Kunc geäußerten Präferenzen, wie sie im vorigen Abschnitt diskutiert wurden.

Da I und Xe im Periodensystem benachbart sind und somit eine ähnliche Elektronenkonfiguration aufweisen, werden im folgenden auch bei den Rechnungen zu I die Ergebnisse für das Modellpotential U_a unter Verwendung der Parameter nach Foldy oder Scott am zuverlässigsten eingestuft.

²siehe dazu z.B. [64]

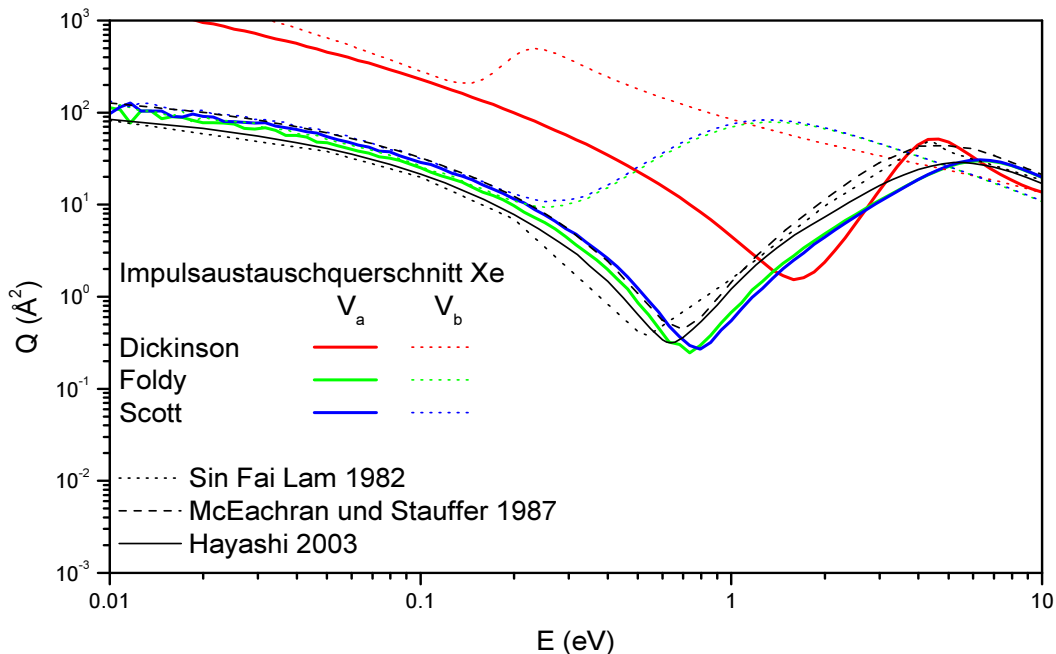


Abbildung 15: Vergleich verschiedener Impulsaustauschquerschnitte des Xe.

5.5.4. Ergebnisse für Iod

Für Iod ($Z = 53$) ist die atomare Polarisierbarkeit nach [65] $\alpha = 5 \cdot 10^{-30}$. Damit ergibt sich

$$V_0^{\text{D,I}} = -104.44, \quad (95)$$

$$V_0^{\text{F,I}} = -68.8193, \quad (96)$$

$$V_0^{\text{S,I}} = -70.7521 \quad (97)$$

und daraus

$$d^{\text{D,I}} = 7.66226 \cdot 10^{-11} \text{ m}, \quad (98)$$

$$d^{\text{F,I}} = 8.50443 \cdot 10^{-11} \text{ m}, \quad (99)$$

$$d^{\text{S,I}} = 8.44575 \cdot 10^{-11} \text{ m}. \quad (100)$$

Die resultierenden Potentiale sind in Abbildung 16 dargestellt.

Zur Abschätzung, bis zu welchen Drehimpulsquantenzahlen l gerechnet werden muss, dient Abbildung 17. Dort sind repräsentativ die effektiven Potentiale für einige l aufgetragen. Dabei wurde nur eines der sechs Potentiale aus der vorigen Abbildung verwendet. Man erkennt jedoch, dass der zusätzliche Beitrag im effektiven Potential mit steigendem l schnell so groß wird, dass die Unterschiede zwischen den einzelnen Wechselwirkungspotentialen unerheblich werden.

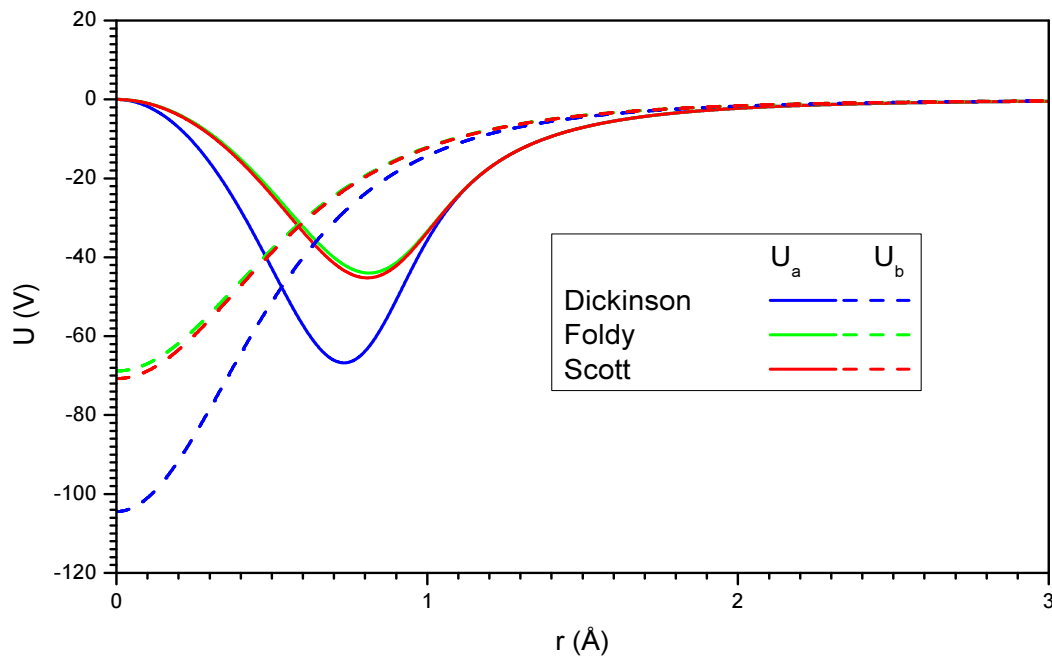


Abbildung 16: Modellpotentiale für die Wechselwirkung zwischen Iod-Atom und Elektron.

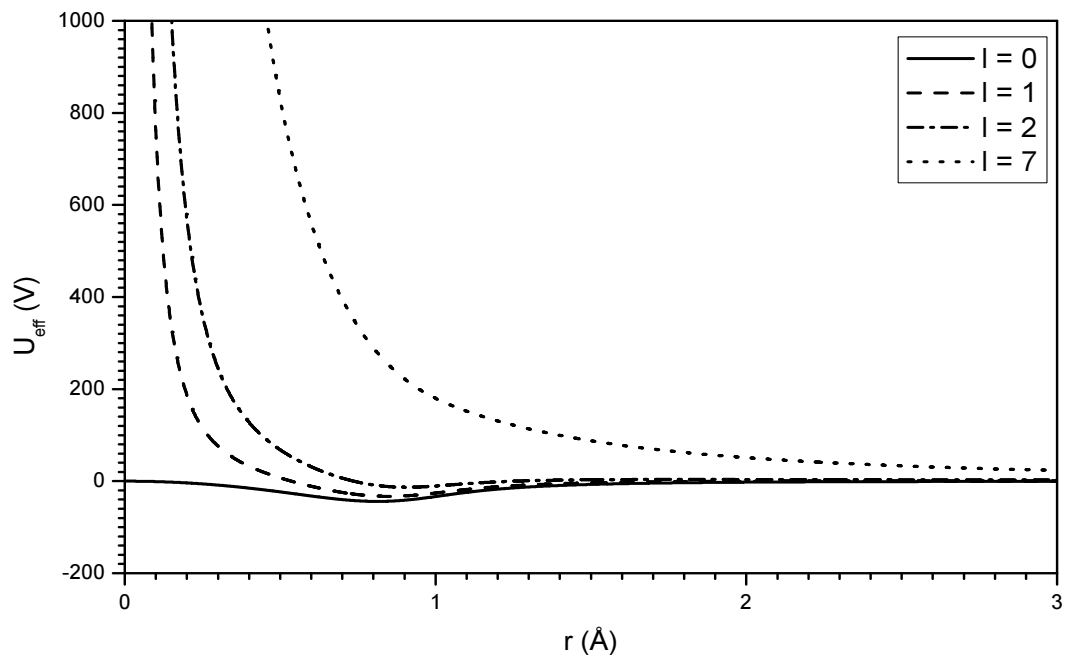


Abbildung 17: Effektives Potential für verschiedene Drehimpulsquantenzahlen l .

Ab $l = 7$ ist die Näherung erlaubt, dass das Wechselwirkungspotential selbst nur noch eine kleine Störung auf dem Drehimpulsanteil darstellt. In den Rechnungen zu Impulsaustauschquerschnitten in dieser Arbeit sind deshalb die Beiträge der Drehimpulsquantenzahlen $l = 0$ bis $l = 7$ berücksichtigt.

In Abbildung 18 sind schließlich die resultierenden Impulsaustauschquerschnitte für I aufgetragen. Zum Vergleich ist der Impulsaustauschquerschnitt nach [50] mit aufgeführt. Dies ist der einzige in der Literatur verfügbare Impulsaustauschquerschnitt von Iod. Er ist theoretisch aus einem abgeschätzten Wechselwirkungspotential bestimmt. Seine Anwendbarkeit auf Hochdrucklampen soll hier untersucht werden. Aus dem Vergleich zwischen eigenen Rechnungen und Literaturwerten im vorigen Abschnitt wurde geschlossen, dass die Werte für Modellpotential U_a unter Verwendung der Parameter nach Foldy oder Scott am zuverlässigsten sind. Für I ergibt sich nun das Bild, dass diese nicht sehr vom Querschnitt nach [50] abweichen. Die Verschiebung auf der Energieachse fällt bei der Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit nicht ins Gewicht, da dabei ein gemittelter Querschnitt eingeht, der durch Faltung mit der Maxwellverteilung für die Elektronenenergien entsteht.

Genauere Aufschlüsse werden die Untersuchungen zu den Hg-HgI₂-Ar-Lampen in Kapitel 6.2 bringen. Dort wird der Gesamtdruck, wie er sich aus Abschätzungen über Füllmenge und Temperaturverteilung ergibt, mit dem verglichen, der aus Messungen der elektrischen Feldstärke resultiert. Bei letzterer Methode geht die elektrische Leitfähigkeit und damit der Impulsaustauschquerschnitt ein. Die Verwendung der verschiedenen, hier berechneten Querschnitte wird somit eine mehr oder weniger gute Übereinstimmung der Gesamtdrucke aus beiden Methoden ergeben und so Aussagen über die Zuverlässigkeit der jeweiligen Impulsaustauschquerschnitte ermöglichen.

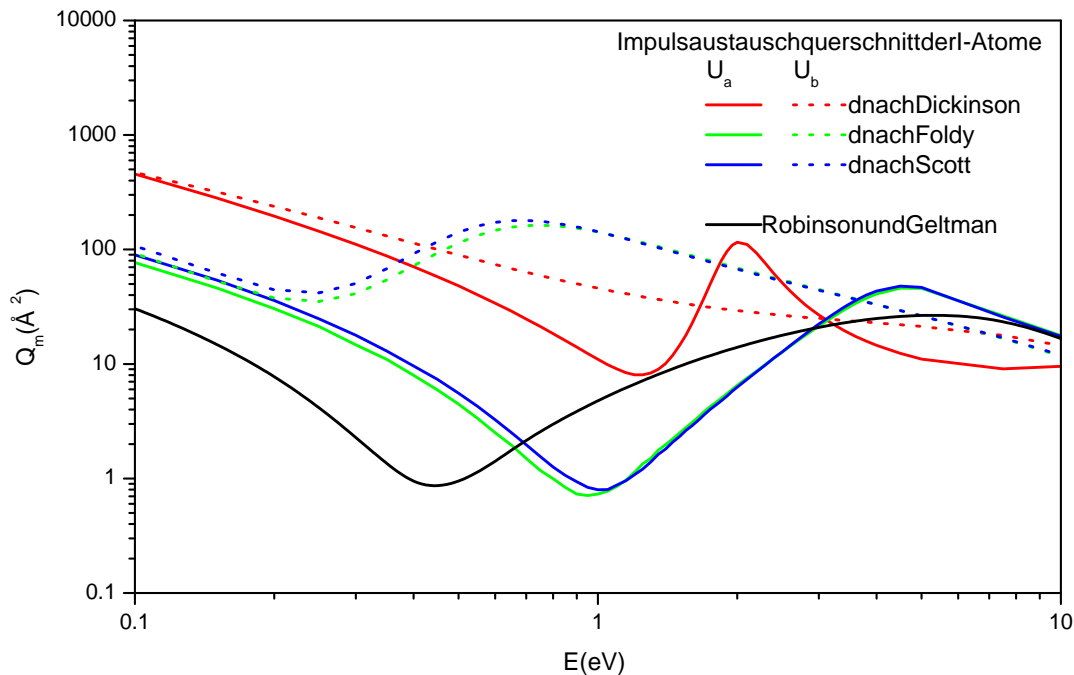


Abbildung 18: Verschiedene Impulsaustauschquerschnitte von Iod.

5.6. Iod-Linienstrahlung im Infraroten

Iod hat keine starken Linien im sichtbaren Wellenlängenbereich. Ein Beitrag zur Abstrahlung der Lampe als Lichtquelle ist deshalb nicht zu erwarten. Für die Energiebilanz spielt die Strahlung des Iod aber dennoch eine wichtige Rolle, da durch die hoch liegenden Energieniveaus eine Vielzahl von Linien im Infrarot (IR) zu erwarten ist. Da für Linien im IR auch die unteren Niveaus eine hohe Anregungsenergie besitzen, ist das Plasma für sie optisch dünn.

Für die Energiebilanz müssen die Linien somit nicht einzeln behandelt werden. Es reicht, ihren Beitrag zur Strahlung über eine summarische Übergangswahrscheinlichkeit und eine mittlere Anregungsenergie zu berücksichtigen.

Für eine Bestimmung des summarischen Beitrags der optisch dünnen Iod-Linien im IR wird zunächst die Übergangswahrscheinlichkeit einer Iod-Linie bestimmt. Dazu eignet sich die Iod-Linie im nahen IR bei 804 nm. In diesem Wellenlängenbereich stand ein spektroskopischer Aufbau zur Verfügung.

Die Bestimmung der Übergangswahrscheinlichkeit erfolgt durch die Messung der Volumenstrahlendichte der Iod-Linie bei 804 nm und der Volumenstrahlendichte der Hg-Linien bei 577 nm und 579 nm.

Aus letzterer bestimmt sich das Temperaturprofil nach (50) mit dem Gesamtdruck als Parameter. Die Messung der Volumenstrahlendichten wurde an einer Hg-HgI₂-Ar-Lampe vorgenommen. Alle Füllungskomponenten verdampfen vollständig, so dass das Verhältnis der Anzahl-dichten von Hg und I bekannt ist. (50) wird nun auf I 804 nm angewandt, um die Übergangswahrscheinlichkeit dieser Linie zu bestimmen. Ergebnisse für alle radialen Positionen, für die die Volumenstrahlendichten gemessen wurden, sind in Abbildung 19 aufgetragen. Dabei wurden zwei Werte des verbleibenden Parameters Gesamtdruck angenommen.

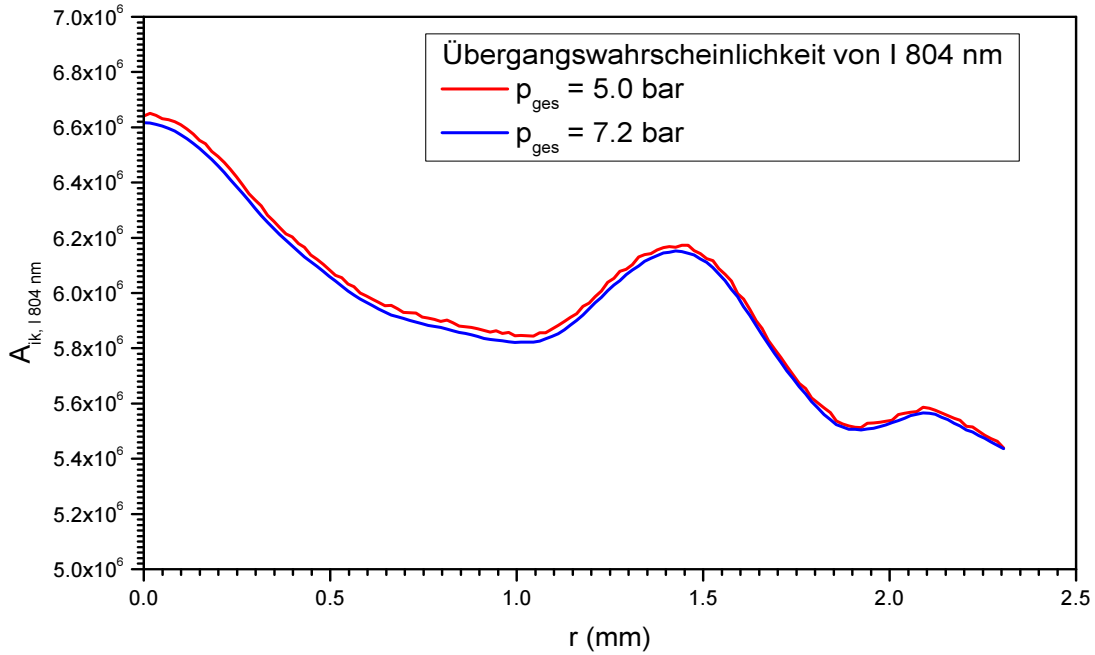


Abbildung 19: Übergangswahrscheinlichkeit von I 804 nm, wie sie sich aus den an einer Hg-HgI₂-Ar-Lampe gemessenen Volumenstrahl-dichten von I 804 nm und Hg 577 nm/579 nm ergibt.

Es ergibt sich nur eine leichte Druckabhängigkeit, so dass eine ungefähre Kenntnis des Gesamtdrucks im Bereich ± 1 bar für eine Bestimmung der Übergangswahrscheinlichkeit ausreicht.

Eigentlich sollte sich für alle radialen Positionen die selbe Übergangswahrscheinlichkeit für I 804 nm ergeben. Die leichten Abweichungen sind auf Fehler in den Abel-Inversionen zurückzuführen. Abel-Inversionen sind notwendig zur Bestimmung der Volumenstrahl-dichten aus den Flächenstrahl-dichten von Hg 577 nm und 579 nm und I 804 nm. Als Fehler der Abel-Inversion werden aus Abbildung 19 etwa 10 % abgeschätzt.

Die zusätzliche Berücksichtigung der Fehler in der Messung der Flächenstrahl-dichten von jeweils 5 % führt zum Ergebnis

$$A_{ik,1804} = (6.0 \pm 1.2) \cdot 10^6 \text{ 1/s.} \quad (101)$$

Fehler für Übergangswahrscheinlichkeiten liegen in der Literatur üblicherweise bei bis zu 30 %. Die Übergangswahrscheinlichkeit der Iod-Linie bei 804 nm wurde damit sehr genau bestimmt.

Die Berücksichtigung der gesamten optisch dünnen Iod-Strahlung im Infraroten erfolgt mit Hilfe der Iod-Linie bei 804 nm, wobei deren Übergangswahrscheinlichkeit mit einem noch zu bestimmenden Faktor F_{IR} skaliert wird.

Dazu wird zunächst angenommen, alle Iod-Linien im IR hätten die selbe Übergangswahrscheinlichkeit. Der Beitrag der optisch dünnen Iod-Strahlung im IR wäre damit

$$\varepsilon(n_0, T) = \frac{1}{4\pi} h\nu^{804\text{nm}} A_{804\text{nm}} n_0 \frac{g_{804\text{nm}}}{Q^{(i)}} \exp(-E_{804\text{nm}}/kT)$$

T (K)	F_{IR}
5000	133
5500	159
6000	187
6500	217

Tabelle 3: Skalierungsfaktor F_{IR} der Iod-Linie bei 804 nm für verschiedene Temperaturen.

$$F_{\text{IR}} = \sum_{ki} \frac{\nu^{(ki)}}{\nu^{804\text{nm}}} \frac{g_k}{g_{804\text{nm}}} \frac{\exp(-E_k/kT)}{\exp(-E_{804\text{nm}}/kT)} \quad (102)$$

Die Summe läuft über alle Energieniveaus k , die [66] entnommen wurden. Es werden nur Linien berücksichtigt, bei denen die Hauptquantenzahl beider beteiligter Zustände größer gleich 6 ist. Zusätzlich werden folgende Auswahlregeln zugrunde gelegt:

$$\Delta J = \pm 1, 0, 0 \not\rightarrow 0, \quad (103)$$

$$s \not\rightarrow s, p \not\rightarrow p, \dots \quad (104)$$

Dabei bezeichnet $\not\rightarrow$ einen nicht erlaubten Übergang.

Der resultierende Faktor F_{IR} ist für verschiedene Temperaturen in Tabelle 3 aufgeführt.

6. Anwendung auf verschiedene Lampenfüllungen

Ziel dieser Arbeit ist, das Verständnis der Bogenentladung in Metallhalogenidlampen voranzubringen. Dazu werden in diesem Kapitel verschiedene Füllungen diskutiert.

Den Ausgangspunkt bilden die in Kapitel 2 dargestellten Arbeiten zur Hg-Ar-Entladung. Kommerzielle Metallhalogenidlampen enthalten neben Quecksilber und Argon eine Vielzahl weiterer Füllungskomponenten in unterschiedlicher Zusammensetzung. Statt nun sofort zu versuchen, diese komplexen Füllungen in ihrer Gesamtheit zu verstehen, wird hier der Weg verfolgt, nach und nach die wichtigen Prozesse zu identifizieren. Dabei wird in jedem Schritt so vorgegangen, dass zu einer bereits verstandenen Füllung nur jeweils eine neue Komponente hinzugefügt wird. Ist auch deren Rolle im Bogenplasma aufgeklärt, kann mit einer wiederum komplexeren Füllung fortgefahren werden.

Den Abschluss dieses Kapitel bildet die Behandlung der Hg-TII-TmI₃-Ar-Entladung. In dieser Füllung sind zwar nicht alle Komponenten vorhanden, die in kommerziellen Metallhalogenidlampen eingesetzt werden. Es sind aber alle wesentlichen Bestandteile vertreten. Dennoch bleibt die Komplexität in einem überschaubaren Rahmen. Dies ermöglicht eine Beschreibung mit einem möglichst einfachen Modell, aus dem sich ein Verständnis der wichtigen Prozesse ergibt.

Zunächst wird nun erläutert, warum gerade die Elemente Hg, Ar, I, Tl und Tm für diese repräsentative Füllung ausgewählt wurden. Dabei wird auch deren Rolle im Bogenplasma benannt, wie sie aus früheren Arbeiten bekannt ist. Eine umfassendere Behandlung der Beiträge der verschiedenen Komponenten zur Ausbildung von Temperaturprofil, elektrischer Feldstärke und Abstrahlung der Entladung ist Inhalt der folgenden Unterkapitel. Dort werden die neuen Ergebnisse dieser Arbeit gezeigt.

In den in Kapitel 2 diskutierten früheren Arbeiten gelang bereits eine widerspruchsfreie Beschreibung der Hg-Ar-Entladung. Somit gilt für Hg und Ar gemeinsam, dass die dort für diese Komponenten verwendeten Daten (thermodynamische Größen, Transportquerschnitte, Parameter der Strahlungsprozesse) als gesichert angesehen werden können.

Ar ist die einzige Komponente im Entladungsvolumen, die bei Raumtemperatur nicht auskondensiert. Es dient somit als Startgas: Die Entladung bildet sich zunächst in Form eines reinen Ar-Bogens³ aus. Die in diesem Bogen umgesetzte Leistung ermöglicht nach und nach ein Verdampfen der restlichen Füllungskomponenten. Inhalt der hier dargestellten Arbeiten ist nicht der Startvorgang, sondern der Bogen im Betrieb. Dabei spielt Ar keine wichtige Rolle mehr: Aufgrund seiner höheren Anregungs- und Ionisierungsenergien gegenüber den anderen Füllungskomponenten trägt es weder deutlich zur Abstrahlung noch zur Ionisation bei. Durch den gegenüber anderen Komponenten kleinen Impulsaustauschquerschnitt [49] ist Ar als Stoßpartner der Elektronen bei der Ausbildung der elektrischen Leitfähigkeit nicht wichtig. Lediglich zur Wärmeleitfähigkeit trägt Ar in nicht zu vernachlässigender Weise bei.

³Eine genauere Betrachtung zeigt, dass der trotz seines geringen Dampfdrucks bei Raumtemperatur kleine Hg-Anteil bei der Zündung eine wichtige Rolle spielt. Die Durchschlagspannung des Hg-Ar-Penning-Gemisches ist gegenüber einem reinen Ar-Gas auf etwa ein Drittel reduziert [67].

Hg bestimmt in der Hg-Ar-Entladung alle zur Ausbildung des Temperaturprofils wichtigen Prozesse:

Es liefert durch seine Ionisation in den heißen Bogenbereichen die Elektronen, behindert diese an ihrer Bewegung durchs Plasma und bestimmt so die elektrische Leitfähigkeit. Deshalb wird es oft als Spannungsbildner bezeichnet.

Durch eine Reihe intensiver Linien bestimmt es den Strahlungstransport, der die Energie zwischen verschiedenen Bogenbereichen umverteilt bzw. aus dem Plasma herausträgt.

Hg trägt durch seine gegenüber anderen Komponenten hohe Anzahldichte bestimmend zur Wärmeleitfähigkeit bei. Sämtliche Beiträge des Hg zur Energiebilanz und zum Strahlungstransport sind bereits in früheren Arbeiten ausführlich untersucht worden, dabei ergaben sich keine Widersprüche [11, 16]. Deshalb werden von Hg sowohl die Strahlungsprozesse als auch die Beiträge zur Leistungsbilanz in dieser Arbeit nicht mehr diskutiert. Eine Ausnahme bildet die Behandlung der Hg-Resonanzlinie bei 185 nm. Auf diese wurde in Kapitel 5.4 eingegangen.

Da die wenigen intensiven Linien des Quecksilbers im Sichtbaren nur in schmalen Wellenlängenbereichen strahlen, ist die Hg-Ar-Entladung als weiße Lichtquelle nicht besonders geeignet. Deshalb werden in Metallhalogenidlampen weitere Komponenten eingefüllt. Diese werden oft als Leuchtzusätze bezeichnet, da sie eine Auffüllung des Spektrums bewirken.

Aus der Vielzahl an weiteren Elementen außer Hg und Ar, die in kommerziellen Metallhalogenidlampen zum Einsatz kommen, werden im Folgenden nur zwei behandelt: Tl und Tm, eingefüllt in Form ihrer Iodide TlI und TmI_3 .

Mit Hilfe dieser beiden Repräsentanten lassen sich die für ein Verständnis auch weiterer Füllungskomponenten relevanten Prozesse diskutieren.

Tl und Tm gemein ist, dass sie in Form von Iodiden eingefüllt werden. Dies geschieht, da sie als Reinsubstanzen einen zu niedrigen Dampfdruck haben. Nur als Iodide gelangen sie in ausreichender Menge ins Plasma, um dort in der gewünschten Weise wirken zu können. Durch die Verdampfung der Iodide erreicht die I-Anzahldichte schließlich eine solche Größenordnung, dass I nach Hg und Ar das Teilchen mit der größten Anzahldichte wird. Im Gegensatz zu Ar weist I aber merkbare Beiträge zur Abstrahlung auf und kann u.U. auch als Stoßpartner der Elektronen bei der Ausbildung der elektrischen Leitfähigkeit nicht vernachlässigt werden. Deshalb werden in einem ersten Schritt die Beiträge des I zu den wichtigen Prozessen im Bogenplasma diskutiert. Dies geschieht anhand von Hg-HgI₂-Ar-Lampen, um das I auf der Basis der gut verstandenen Hg-Ar-Entladung zu untersuchen.

Tl hat eine Reihe starker Linien, es wird hauptsächlich wegen seines Beitrags zur Abstrahlung durch die Resonanzlinie bei 535 nm eingefüllt. Darüber hinaus sind noch einige weitere Resonanzlinien (u.a. die Linie bei 377 nm), sowie optisch dünne Strahlung, vor allem im IR, zu berücksichtigen. Auf Grund seiner gegenüber Hg deutlich kleineren Ionisierungsenergie übernimmt Tl von diesem weitgehend die Aufgabe als Elektronenlieferant. Die Tl-Anzahldichten bleiben aber so klein, dass Hg seine Rolle als wichtigster Stoßpartner der Elektronen behält. Die elektrische Leitfähigkeit ist nun sowohl von der Anzahldichte des Hg als auch der des Tl abhängig.

Eine weitere wichtige Komponente in kommerziellen Metallhalogenidlampen ist Na. Die starke Doppellinie bei 590 nm liegt nahe des Maximums der Augenempfindlichkeit und ermöglicht dadurch eine hohe Effizienz Na-haltiger Lampen. Die getrennte Lage der entspre-

chenden Resonanzlinien ermöglicht durch Variation des Tl/Na-Verhältnisses eine Einstellung der Lichtfarbe.

Vom Wirkungsprinzip her ist Na mit Tl verwandt, alles oben für Tl genannte trifft auch auf Na zu. Die Hinzugabe von Na führt also zu keinen grundlegend neuen Prozessen im Bogenplasma, auf eine Behandlung von Na-haltigen Lampen wird deshalb in dieser Arbeit verzichtet.

Als letzte Füllungskomponente wird, stellvertretend für die Seltenen Erden, Tm berücksichtigt. Auch dieses wird wegen der besseren Verdampfung als Iodid, TmI_3 , in die Lampe eingefüllt. Thulium zeichnet sich durch eine Vielzahl von Atom- und Ionenlinien über den gesamten Spektralbereich aus. Als sogenannter Viellinienstrahler ermöglicht es dadurch eine gute Farbwiedergabe der Lampe. In TmI_3 -haltigen Lampen tritt zudem Kontinuumsstrahlung auf. Wie wichtig diese für die Abstrahlung ist, wurde in Untersuchungen am INP Greifswald [68] gezeigt. Mit den ebenfalls dort bestimmten Parametern der TmI-Übergänge, welche die Kontinuumsstrahlung im sichtbaren Wellenlängenbereich ausmachen, kann die Rolle der TmI-Kontinuumsstrahlung in der Leistungsbilanz untersucht werden.

6.1. Geometrie der Lampen

In Abbildung 20 ist die Geometrie der untersuchten Lampen schematisch dargestellt. Die Maße sind:

l_0	20 mm
l_1	3.5 mm
R	7.65 mm
R_1	5.5 mm

Diese Geometrie liegt der Iterationsprozedur bei der Berücksichtigung der radialen Entmischung bei der Berechnung der Plasmazusammensetzung zu Grunde, ebenso der Druckbestimmung aus der Füllmenge einer vollständig verdampfenden Komponente.

In beiden Fällen wird über die Temperaturverteilung im gesamten Lampenvolumen integriert. Ausgehend vom Temperaturprofil im zylindersymmetrischen Teil der Lampe,

$$T(r) = T_{577/579}(r), r = 0..R, \quad (105)$$

das aus den Hg-Linien 577 nm/579 nm bestimmt wird, wird das Temperaturprofil in den konischen Abschnitten wie folgt angenommen:

$$T(r) = T_{577/579} \left(\frac{R}{R^*} r \right), r = 0..R^*, R_1 < R^* < R. \quad (106)$$

Das Temperaturprofil aus dem zylindersymmetrischen Teil wird also lediglich "zusammengestaucht".

Für die Lampenkörper wird vor dem Füllen das gesamte Volumen V gemessen. Für das Volumen V_E der nach Abzug des zylindersymmetrischen Teils und der konischen Teile verbleibenden Endräume wird eine mittlere Temperatur T_E angesetzt. Aus Thermographiemessungen wird $T_E = 1100\text{K}$ abgeschätzt. Das Volumen der Lampen beträgt etwa $V = 5 \cdot 10^{-6}\text{m}^3$. Mit obigen Maßen beträgt der Anteil der Endräume am Gesamtvolumen damit nur etwa $V_E/V = 8\%$. Der Einfluss der Endräume bzw. ihrer abgeschätzten mittleren Temperatur wird deshalb nur klein sein.

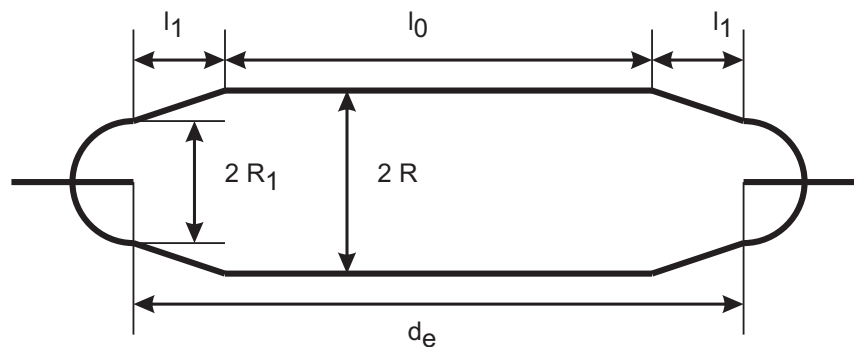


Abbildung 20: Geometrie der Lampen.

6.2. Hg-HgI₂-Ar

Da eine Reihe von Komponenten in Metallhalogenidlampen in Form von Iodiden eingefüllt wird, geht es in einem ersten Schritt darum, den Einfluss des Iods auf das Bogenplasma zu behandeln. Dies geschieht an Hg-HgI₂-Ar-Lampen. So kann auf das gesicherte Verständnis der Hg-Ar-Entladung aus früheren Untersuchungen aufgebaut werden. Neben Iod kommt kein weiteres Element zur Füllung hinzu.

Zunächst werden die experimentellen Ergebnisse diskutiert. Dies sind Temperaturprofil, elektrische Feldstärke sowie das Spektrum im sichtbaren und infraroten Wellenlängenbereich. Es werden Vergleiche mit entsprechenden Werten für Hg-Ar-Entladungen ohne Iod durchgeführt. Für die folgenden Rechnungen und Betrachtungen ist eine Kenntnis des Gesamtdrucks unumgänglich. Für die Hg-HgI₂-Ar-Entladung wird dieser aus den Füllmengen und der Temperaturverteilung im Entladungsvolumen bestimmt.

Anschließend ist eine Berechnung der Plasmazusammensetzung sowie der elektrischen Leitfähigkeit möglich.

Mit allen genannten gemessenen und berechneten Größen für die Hg-HgI₂-Ar-Lampen wird die Eignung verschiedener Impulsaustauschquerschnitte von Iod zur Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit von iodhaltigen Hochdrucklampen geprüft.

Den Abschluß des Kapitels bildet die Modellierung von Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke. Aus dem Vergleich mit den entsprechenden gemessenen Werten werden Aussagen über die relevanten Prozesse im Bogenplasma gezogen.

6.2.1. Versuchslampen

Für die Füllung Hg-HgI₂-Ar wurden folgende Lampen untersucht:

Gruppenbezeichnung	Füllung (mg)			Elektrodenabstand (mm)
	Hg	HgI ₂	Ar	
A1	18	7	0.5	27
A2	36	14	1.0	54
A3	54	21	1.5	81

Um einen stabilen Betrieb der Lampen ohne stark gekrümmten oder drehenden Bogen zu ermöglichen, darf der Iodgehalt nicht zu hoch sein. Andererseits ist eine hohe Iodmenge wünschenswert, da hier die Untersuchung der Einflüsse des Iods auf das Bogenplasma erfolgen soll.

Die genannten Füllungen stellen einen Kompromiss zwischen beiden Anforderungen dar. Die molaren Verhältnisse der Elemente sind:

Element	molarer Anteil
Hg	0.708
I	0.208
Ar	0.084

Der Iod-Anteil ist also knapp 1/3 des Quecksilber-Anteils. Dies entspricht in etwa den Verhältnissen in kommerziellen Metallhalogenidlampen.

Da alle eingefüllten Komponenten vollständig verdampfen, erfolgte die Skalierung für die längeren Lampen entsprechend dem Verhältnis der Elektrodenabstände. Unter Vernachlässigung der Endräume sollten sich so für alle Längen identische Plasmen ergeben. Dies ist wichtig für die Bestimmung der Feldstärke aus den Lampen unterschiedlicher Länge. Eine Überprüfung, ob tatsächlich identische Plasmen vorliegen, wird spektroskopisch über die Hg-Linien bei 577 nm und 579 nm erfolgen.

6.2.2. Temperaturprofil, elektrische Feldstärke und Spektrum

Für die Messungen wurden sämtliche in dieser Arbeit untersuchten Lampen mit einem sinusförmigen Strom mit einem Effektivwert von 3 A betrieben. Die in die Lampen eingekoppelte Leistung entsprach dabei in etwa 240 W, hier streuten die unterschiedlichen Füllungen jedoch. Die gezeigten Temperaturprofile sind jeweils aus Flächenstrahldichten ermittelt, die zum Zeitpunkt des Strommaximums gemessen wurden. Die Lampen wurden jeweils in vertikaler Brennlage betrieben, um ein möglichst zylindersymmetrisches Plasma zu ermöglichen. Im horizontalen Betrieb ist der Bogen durch die Konvektion nach oben durchgebogen. Zunächst werden nun die experimentellen Ergebnisse zu Temperaturprofil, elektrischer Feldstärke und Spektrum einer Hg-HgI₂-Ar-Lampe gezeigt. Diese Messungen bilden zum einen die Grundlage der weiteren Rechnungen und Betrachtungen zu Gesamtdruck, Plasmazusammensetzung, elektrischer Feldstärke und Impulsaustauschquerschnitt von Iod. Zum anderen dienen sie als Vergleichsgrößen für die Modellierung.

In Abbildung 21 ist das Temperaturprofil einer Hg-HgI₂-Ar-Lampe im Vergleich zu einer Hg-Ar-Lampe aufgetragen. Die deutlich zu sehende Einschnürung ist ein bekannter Effekt in

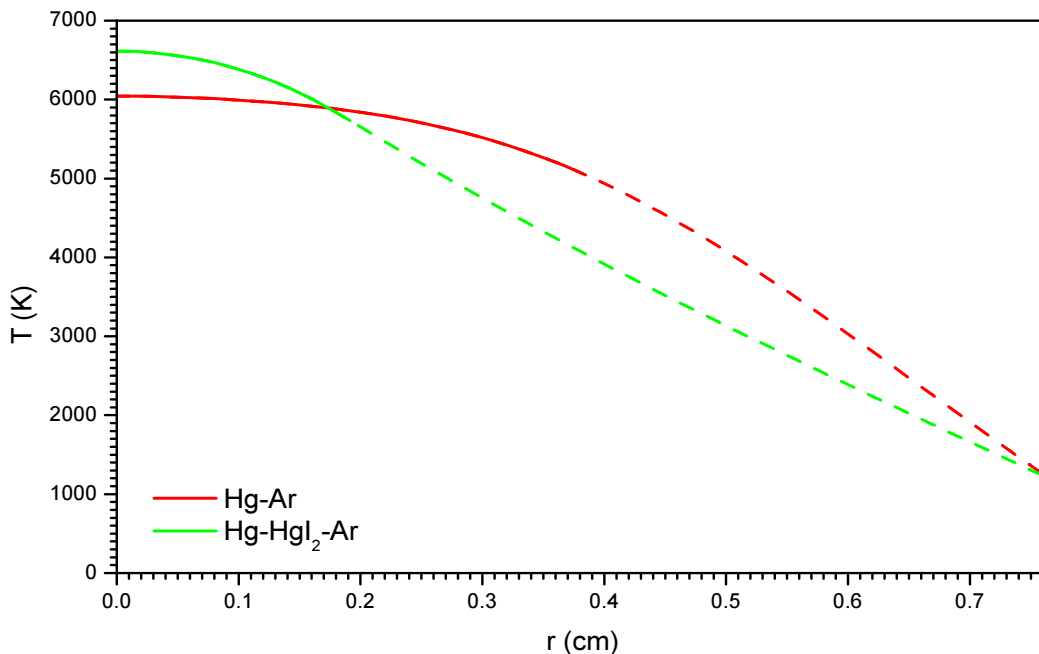


Abbildung 21: Temperaturprofil einer Hg-HgI₂-Ar-Lampe im Vergleich zu dem einer Hg-Ar-Lampe.

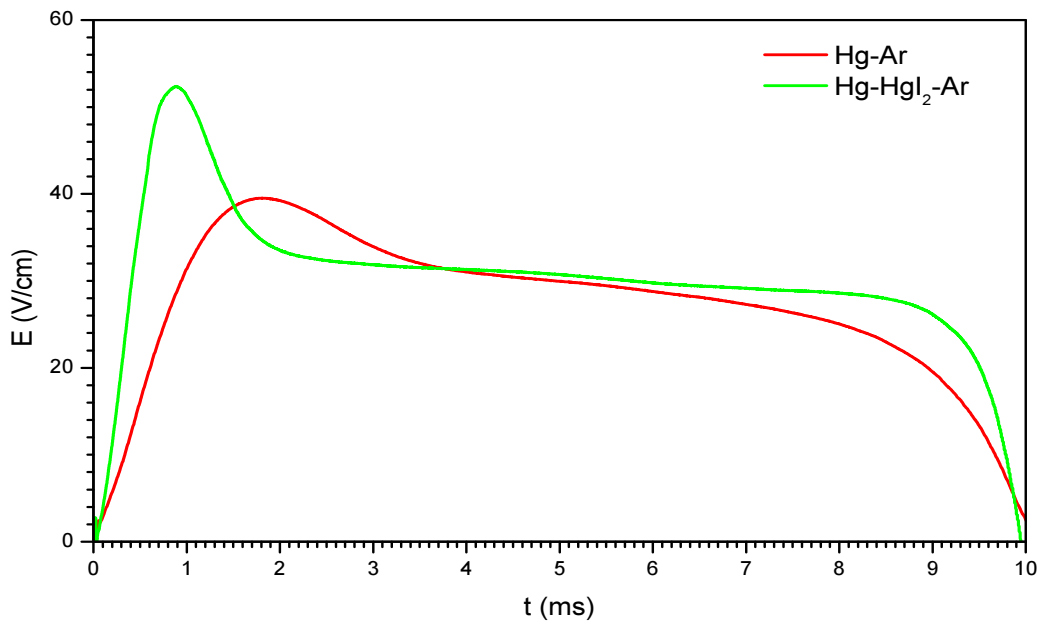


Abbildung 22: Elektrische Feldstärke einer Hg-HgI₂-Ar-Lampe im Vergleich zu der einer Hg-Ar-Lampe.

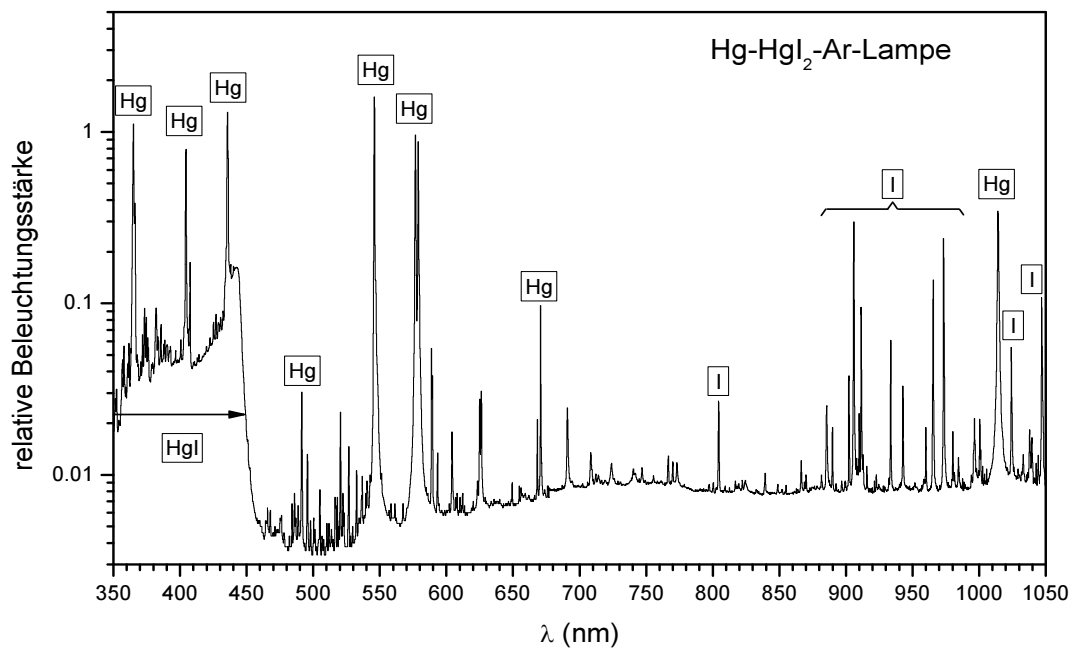


Abbildung 23: Spektrum einer Hg-HgI₂-Ar-Lampe.

iodhaltigen Lampen. Darüber hinaus steigt die Temperatur in der Bogenmitte gegenüber der Lampe ohne Iod an.

Ursachen für die Unterschiede im Temperaturprofil werden später noch diskutiert.

Für die Feldstärkemessungen wurden von jeder Länge jeweils vier Lampen untersucht. Wichtig ist, dass alle Lampen identische Plasmaeigenschaften aufweisen. Als Kriterium dafür dient das Temperaturprofil bzw. die zu dessen Bestimmung herangezogene Flächenstrahldichte der Hg-Linien bei 577 nm und 579 nm.

Die Abweichungen der Flächenstrahldichten für die untersuchten Hg-HgI₂-Ar-Lampen lagen im Bereich von 10 %, so dass die Forderung an gleiche Bedingungen in den Lampen unterschiedlicher Längen als erfüllt angesehen werden kann.

Aus den gemessenen Spannungsverläufen wurde die zeitabhängige elektrische Feldstärke bestimmt. Diese ist in Abbildung 22 aufgetragen. Sie zeigt im Bereich des Strommaximums keine deutliche Veränderung gegenüber der Hg-Ar-Lampe, bemerkenswert sind die ausgeprägten Wiederzündspitzen.

Auch hier erfolgt die Diskussion der Ursachen weiter unten, da dafür Kenntnisse von Plasmazusammensetzung und elektrischer Leitfähigkeit hilfreich sind.

Abbildung 23 zeigt das Spektrum einer Hg-HgI₂-Ar-Lampe im sichtbaren und infraroten Wellenlängenbereich von 350 nm bis 1050 nm. Neben den von der Hg-Ar-Entladung her bekannten Hg-Linien (z.B. bei 546 nm, 577 nm und 579 nm) sind die I-Linie bei 804 nm sowie weitere I-Linien, vor allem im infraroten Wellenlängenbereich zu sehen. Der Kontinuumsbeitrag im blauen Wellenlängenbereich ist durch den ins Blaue degradierenden B-X-Übergang des HgI-Moleküls mit einer Bandenkante bei 448 nm hervorgerufen.

6.2.3. Bestimmung des Gesamtdrucks

Zur Berechnung von Plasmazusammensetzung und elektrischer Leitfähigkeit ist die Kenntnis des Gesamtdrucks notwendig. Die früher [11] herangezogene Methode zur Bestimmung des Gesamtdrucks über die Messung der elektrischen Feldstärke und Berechnung derselben unter Variation eines angenommenen Gesamtdrucks ist für die Hg-HgI₂-Ar-Lampen nicht möglich, da in die Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit der Impulsaustauschquerschnitt von Iod eingeht. Dieser soll hier überprüft werden, kann also nicht als bekannt vorausgesetzt werden. Stattdessen wird folgender Weg zur Bestimmung des Gesamtdrucks eingeschlagen: Das in die Lampe eingefüllte Hg und HgI₂ verdampft vollständig. Somit kann durch Integration der Anzahldichte über das Brennervolumen die im Brenner befindliche Quecksilbermenge bestimmt werden.

Für die Temperaturverteilung im Lampenvolumen wird der in Abschnitt 6.1 gezeigte Ansatz verwendet. Dabei muss eine mittlere Endraumtemperatur T_E angenommen werden.

Um den Einfluss der Endraumtemperatur abzuschätzen, wird neben dem thermographisch gemessenen Wert von 1100 K T_E im Bereich von 800 K bis 1400 K variiert. Dieser Bereich ist deutlich größer als der Fehlerbereich der Thermographiemessungen, der in der Größenordnung von 10 K liegt.

Die aus entsprechenden Temperaturverteilungen resultierenden Gesamtdrucke sind in Abbildung 24 für Lampen einfacher, doppelter und dreifacher Länge aufgetragen.

Diese Lampen wurden zur Messung der elektrischen Feldstärke verwendet. Die begleitenden spektroskopischen Untersuchungen stellen dabei sicher, dass die Verhältnisse in den Lampen unterschiedlicher Länge gleich sind. Dies gilt insbesondere für den Gesamtdruck. Unabhängig von der Länge der Lampen sollte sich also derselbe Wert ergeben.

Der Einfluss der Endräume ist umso geringer, je länger der zylindersymmetrische Teil der Lampen ist. Der für die Lampen dreifacher Länge für $T_E = 1100\text{K}$ bestimmte Gesamtdruck von 5.7 bar ist also der zuverlässigste. Der Fehler aus der Unsicherheit in der Endraumtemperatur ist ± 0.2 bar.

Die Annahme der Temperaturverteilung in den konischen Bereichen nach Abschnitt 6.1 führt zu einem weiteren Fehler. Für die langen Lampen wird dieser in etwa in der gleichen Größenordnung liegen, da die konischen Bereiche hier nur einen kleinen Anteil am Gesamtvolumen der Lampe haben. Insgesamt ist die Bestimmung des Gesamtdrucks aus der Quecksilberfüllmenge für die Lampen dreifacher Länge mit einer Genauigkeit von 10% möglich.

6.2.4. Plasmazusammensetzung und elektrische Leitfähigkeit

Nachdem der Gesamtdruck der Hg-HgI₂-Ar-Lampen nun bekannt ist, können Plasmazusammensetzung (Abbildung 25) und elektrische Leitfähigkeit (Abbildung 26) berechnet werden. Das eingefüllte HgI₂ dissoziiert bei höheren Temperaturen schnell zu Hg, I und HgI, in der Bogenmitte besteht das Plasma nahezu ausschließlich aus den Atomen Hg, I und Ar. Der Ionisationsgrad bleibt unter 1%.

Die Elektronen werden wie bei der Hg-Ar-Entladung durch Ionisation des Hg erzeugt. Als Stoßpartner kommt auf Grund seiner Anzahldichte in der iodhaltigen Lampe neben Hg nun auch I in Frage. Der Einfluss des Iods auf die elektrische Leitfähigkeit wird im nächsten Ab-

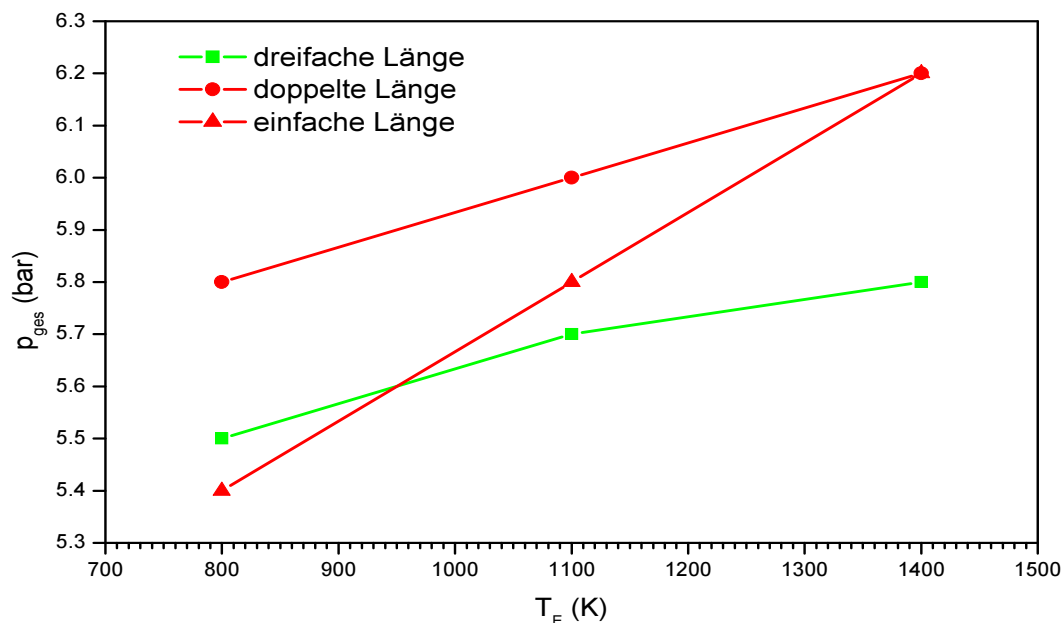


Abbildung 24: Abhängigkeit des aus der Hg-Füllmenge bestimmten Drucks unter Annahme verschiedener Endraumtemperaturen.

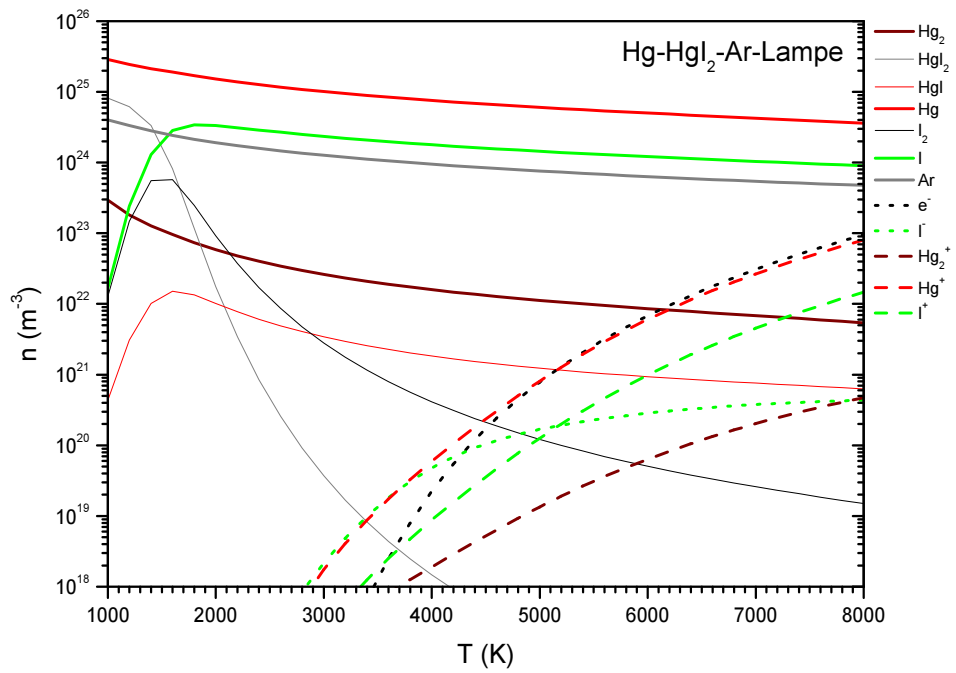


Abbildung 25: Plasmazusammensetzung einer Hg-HgI₂-Ar-Lampe.

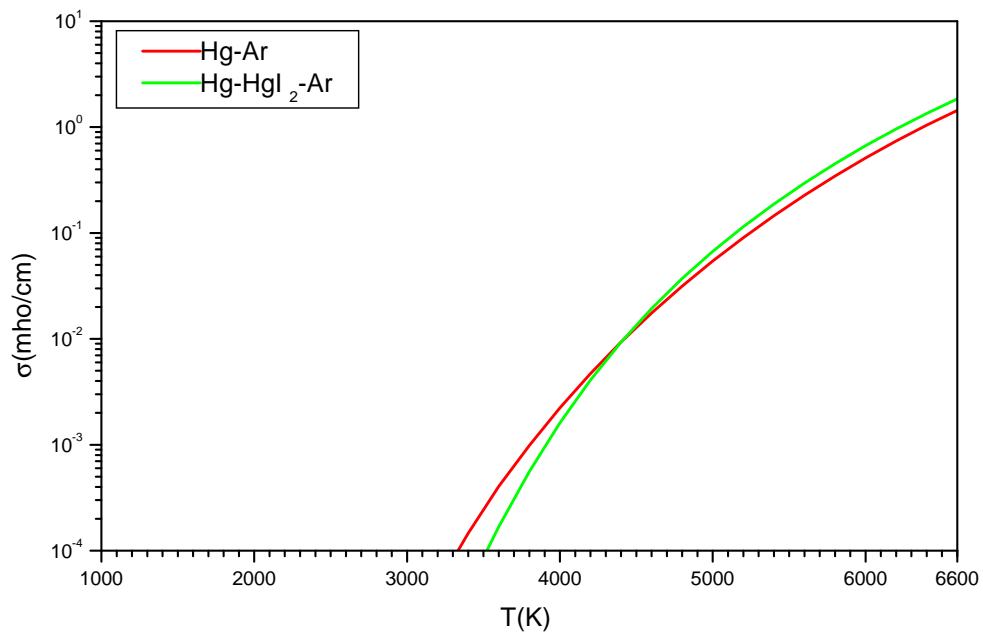


Abbildung 26: Elektrische Leitfähigkeit einer Hg-HgI₂-Ar-Lampe im Vergleich zu der einer Hg-Ar-Lampe.

schnitt zum Impulsaustauschquerschnitt des Iods näher untersucht.

Bei kleinen Temperaturen verschwinden die Elektronen zugunsten des negativen Iod-Ions I^- . Dieses wird nahezu alleiniger negativer Ladungsträger. Da die I^- wegen ihrer größeren Masse weniger beweglich als die Elektronen sind, ist in iodhaltigen Lampen die elektrische Leitfähigkeit bei kleinen Temperaturen kleiner als in iodfreien Lampen. Dieser Effekt käme als mögliche Ursache für die Einschnürung des Temperaturprofils in Frage: Der ohmsche Aufheizterm σE^2 wird für weiter außen liegende Bogenbereiche in iodhaltigen Lampen kleiner als in iodfreien Lampen, die Temperatur steigt nicht so stark an.

Die Bildung des I^- erklärt auch die höheren Wiederzündspitzen in Hg-HgI₂-Ar-Lampen gegenüber Hg-Ar-Lampen: Im Stromnulldurchgang sinkt die Temperatur des Bogens, die Bereiche mit wegen I^- geringerer elektrischer Leitfähigkeit gewinnen an Gewicht, es ist eine höhere Spannung notwendig, um den Strom durch den Bogen zu bringen.

Die hier gezeigte elektrische Leitfähigkeit wurde unter Verwendung des Impulsaustauschquerschnitts von Iod nach [50] berechnet. Dies ist eine Vorwegnahme des Ergebnisses des nächsten Abschnitts, der die Prüfung verschiedener Impulsaustauschquerschnitte von Iod auf ihre Eignung zur Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit in Hg-HgI₂-Ar-Lampen zum Inhalt hat.

6.2.5. Impulsaustauschquerschnitt von Iod

In Kapitel 3.3.2 wurde dargestellt, wie die Impulsaustauschquerschnitte der Stoßpartner der Elektronen zusammen mit der Elektronenzahldichte die elektrische Leitfähigkeit bestimmen. Als Gewichtung geht dabei die Anzahldichte der jeweiligen Teilchen ein, so dass die Kenntnis der Impulsaustauschquerschnitte der Plasmakomponenten mit der größten Anzahldichte unumgänglich ist. Wie aus obigen Rechnungen zur Plasmazusammensetzung ersichtlich, sind dies in den Hg-HgI₂-Ar-Lampen die Atome Hg, I und Ar. Der Impulsaustauschquerschnitt der Hg-Atome ist aus früheren Arbeiten bekannt und auf seine Anwendbarkeit in Metallhalogenidlampen getestet. Ar trägt trotz seiner relativ hohen Anzahldichte aufgrund seines kleinen Impulsaustauschquerschnitts nur vernachlässigbar zum elektrischen Widerstand bei. Der Impulsaustauschquerschnitt von I soll hier untersucht werden.

Die Impulsaustauschquerschnitte der Neutralteilchen bewegen sich im Bereich einiger 10 \AA^2 bis zu einigen 100 \AA^2 . Für die elektrische Leitfähigkeit können die anderen Neutralteilchen also vernachlässigt werden, da sie gegenüber Hg, I und Ar eine zu kleine Anzahldichte erreichen.

Die Ionen hingegen haben gegenüber den Neutralteilchen größere Impulsaustauschquerschnitte und müssen deshalb auch berücksichtigt werden. Ihr Impulsaustauschquerschnitt wird von der Coulomb-Wechselwirkung bestimmt und ist deshalb nicht abhängig vom speziellen Atom oder Molekül. Entscheidend für den Impulsaustauschquerschnitt der Ionen ist die korrekte Berücksichtigung der Abschirmung im Plasma. Da die Quecksilberionen in die Modellierung der Hg-Ar-Entladung in [11, 16, 69] eingingen und dort keine Unstimmigkeiten auftraten, kann der Beschreibung aller Ionen bereits großes Vertrauen entgegengebracht werden.

Nun wird der Einfluss des Impulsaustauschquerschnitts von Iod untersucht. Dies geschieht anhand eines Vergleichs des auf zwei verschiedene Weisen bestimmten Gesamtdrucks.

Zum einen ist dieser für die Hg-HgI₂-Ar-Lampen, wie oben beschrieben, aus der Hg-Füllmenge bestimmt worden.

Zum anderen kann er bestimmt werden, indem die gemessene elektrische Feldstärke mit der verglichen wird, die durch Aufintegration der berechneten elektrischen Leitfähigkeit $\sigma(T)$ über den Bogenquerschnitt bestimmt wird:

$$E = \frac{I}{2\pi \int_0^R \sigma(T(r)) r dr} \quad (107)$$

Dabei gehen das gemessene Temperaturprofil $T(r)$ sowie der gemessene Strom I ein. Die berechnete elektrische Leitfähigkeit unterscheidet sich für verschiedene Impulsaustauschquerschnitte von Iod.

Verschiedene Impulsaustauschquerschnitte von Iod führen also zu verschiedenen Gesamtdrücken. Nur für den geeigneten Impulsaustauschquerschnitt stimmt der daraus bestimmte Gesamtdruck mit dem aus der Hg-Füllmenge bestimmten überein.

Neben dem Impulsaustauschquerschnitt nach Robinson und Geltman [50] sollen die in Abschnitt 5.5 nach Kunc [51] berechneten geprüft werden.

In Abbildung 27 sind die aus diesen Impulsaustauschquerschnitten resultierenden berechneten I/E aufgetragen. Der Schnittpunkt mit dem gemessenen I/E ergibt den Gesamtdruck. Dieser wird mit dem aus der Hg-Füllmenge bestimmten verglichen.

Unter Verwendung der verschiedenen Impulsaustauschquerschnitte für I ergeben sich Gesamtdrücke, die kleiner als dieser sind. Deutlich kleinere Gesamtdrücke ergeben sich aus allen Impulsaustauschquerschnitten, die unter Verwendung des Wechselwirkungspotentials U_b berechnet wurden. Ebenso verhält es sich für U_a mit dem Parameter d nach Dickinson. Gesamtdrücke

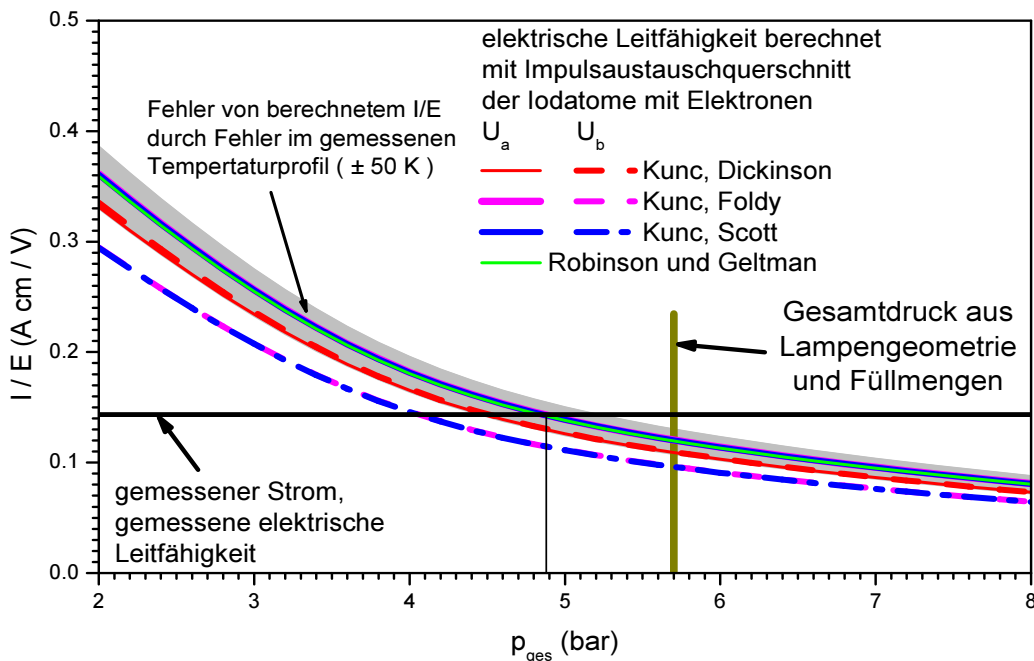


Abbildung 27: Einfluss des Impulsaustauschquerschnitts von Iod auf das berechnete I/E bei Hg-HgI₂-Ar-Lampen.

im Bereich des mit dem aus der Hg-Füllmenge bestimmten liefert der Impulsaustauschquerschnitt nach Robinson und Geltman [50] genauso wie Impulsaustauschquerschnitte nach Kunc [51], sofern das Wechselwirkungspotential U_a und der Parameter d nach Foldy oder Scott verwendet wird.

Die untereinander ersichtlich verschiedenen sieben Impulsaustauschquerschnitte (Abbildung 18 in Kapitel 5.5) führen also nur zu drei verschiedenen Drücken. Dies ist dadurch zu erklären, dass der Impulsaustauschquerschnitt in die elektrische Leitfähigkeit nur integral eingeht. Für merkliche Unterschiede sind somit auch deutliche Unterschiede in den Impulsaustauschquerschnitten notwendig. Beispielsweise unterscheidet sich der integrale Beitrag von den in etwa gleichen Impulsaustauschquerschnitten nach Kunc, U_a , Foldy oder Scott und dem Impulsaustauschquerschnitt nach Robinson und Geltman nicht merklich, obwohl sich die Impulsaustauschquerschnitte selbst merklich unterscheiden: Sie sind auf der Energieachse gegeneinander verschoben, ansonsten aber in etwa gleich. Durch die Integration verschwindet dieser Unterschied, da die Impulsaustauschquerschnitte sich in ihrem Überlapp mit der Elektronenenergieverteilung im relevanten Bereich nicht unterscheiden.

Aus dem Vergleich der resultierenden Gesamtdrücke scheint also zum einen der Impulsaustauschquerschnitt nach Robinson und Geltman für die Verwendung in Metallhalogenidlampen geeignet.

Ebenso geeignet sind auch die Impulsaustauschquerschnitte nach Kunc mit dem Wechselwirkungspotential U_a und dem Parameter d nach Foldy oder Scott. Dies stimmt mit den Aussagen in Kapitel 5.5 überein, die für diese Ansätze beim Xe gute Übereinstimmung mit Literaturwerten ergaben.

Da mit diesen Querschnitten der Einfluss von I auf die elektrische Leitfähigkeit der Hg-HgI₂-Ar-Lampen nicht sehr groß ist, sind aus den vorgestellten Untersuchungen keine genaueren Aussagen über die Eignung der einzelnen Impulsaustauschquerschnitte aus der Gruppe der drei zuletzt genannten möglich.

Diese führen zu einem Gesamtdruck von $p_{\text{ges}} = 4.9$ bar. Die Abweichung zum Gesamtdruck von $p_{\text{ges}} = 5.7$ bar aus der Quecksilberfüllmenge lassen sich zum einen auf Unsicherheiten im Temperaturprofil zurückführen. Dessen Einfluss ist in Abbildung 27 gezeigt, indem bei der Berechnung von I/E aus dem Impulsaustauschquerschnitt nach Robinson und Geltman die Temperatur für alle Radien um jeweils ± 50 K variiert wurde. Die obere Grenze des resultierenden Intervalls ist mit 5.2 bar etwa 10% kleiner als der Gesamtdruck aus der Quecksilberfüllmenge, was dessen Fehler entspricht.

Im Rahmen der Ungenauigkeiten stimmen die Drücke also überein. Die Annahme, dass der tatsächliche Impulsaustauschquerschnitt von Iod kleiner als der nach Robinson und Geltman ist, ist damit nicht gerechtfertigt. In diesem Fall würde aus dem Vergleich zwischen berechnetem und gemessenem I/E ein größerer Gesamtdruck als $p_{\text{ges}} = 4.8$ bar resultieren.

Für die Anwendung auf die Beschreibung von Metallhalogenidlampen werden als Ergebnis der dargestellten Untersuchungen der Impulsaustauschquerschnitt nach Robinson und Geltman [50] oder die Impulsaustauschquerschnitte nach Kunc mit dem Wechselwirkungspotential U_a und dem Parameter d nach Foldy oder Scott empfohlen. Für weitergehende Untersuchungen bieten sich reine Iod-Lampen [70] an.

Mit dem Verfahren nach Kunc, aus dem abgeschätzten Wechselwirkungspotential die Impulsaustauschquerschnitte zu berechnen, liegt eine Methode vor, die auch bei der Suche nach

Impulsaustauschquerschnitten weiterer Komponenten in Metallhalogenidlampen helfen kann. Insbesondere kann das in zukünftigen Arbeiten die Impulsaustauschquerschnitte der Seltenen Erden betreffen, da diese in der Literatur nicht vorliegen.

6.2.6. Vergleich zwischen Modell und Experiment

Durch den Vergleich zwischen gemessenem und berechnetem Temperaturprofil sind Rückschlüsse auf die im Plasma wichtigen Prozesse möglich: Sind alle relevanten Beiträge in der Modellierung korrekt berücksichtigt, ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten.

Zunächst wird überprüft, ob die Bildung von I^- für die Einschnürung iodhaltiger Lampen verantwortlich gemacht werden kann.

Dazu werden in der Modellierung der iodhaltigen Lampe die weiter oben gezeigte Plasmazusammensetzung und elektrische Leitfähigkeit verwendet. Hier wirkt sich das I^- in einer Reduktion der elektrischen Leitfähigkeit bei kleinen Temperaturen aus.

Die Strahlungsbeiträge von Iod und seinen Verbindungen werden zunächst vernachlässigt: Der Strahlungstransport ist wie bei der Hg-Ar-Lampe nur vom Quecksilber bestimmt.

In Abbildung 28 ist das so erhaltene modellierte Temperaturprofil (gepunktete Kurve) dem experimentellen Temperaturprofil gegenübergestellt.

Man erkennt, dass die so berechnete Kurve die starke Einschnürung des experimentellen Temperaturprofils nicht wiedergeben kann. Damit trifft die Behauptung nicht zu, die Bildung von I^- sei für die Einschnürung iodhaltiger Bögen entscheidend.

Zur Erzielung einer guten Übereinstimmung des gerechneten mit dem gemessenen Temperaturprofil, wie sie die gestrichelte Kurve in Abbildung 28 zeigt, ist es notwendig, die Beiträge von Iod und seinen Verbindungen zur Abstrahlung zu berücksichtigen.

Im einzelnen sind das:

- Molekülstrahlung von HgI

Im Modell ist die Molekülstrahlung von HgI durch ihren Hauptbeitrag, den B-X-Übergang, repräsentiert.

Diese Strahlung wird über seinen Absorptionsquerschnitt (siehe Anhang B) im Modell berücksichtigt. Dieser wurde anhand der Messung einer Flächenstrahlendichte approximiert. Die Bandenkante liegt bei 448 nm. Überlagert ist eine Hg-Atomlinie bei 436 nm. Das Ergebnis der Anpassung zeigt Abbildung 29.

- Optisch dünne Strahlung des Iod-Atoms im IR

Iod hat keine wichtigen Linien im sichtbaren Wellenlängenbereich, und auch der Beitrag der Resonanzlinien ist nicht sonderlich groß. Jedoch ist die Strahlung der vielen Iod-Linien im infraroten Wellenlängenbereich zu berücksichtigen. Diese werden auf Grund der hohen Anregungsenergien ihrer oberen Niveaus erst in der Bogenmitte angeregt. Auch die unteren Niveaus sind hoch angeregt, zudem rekombiniert Iod bei mittleren Radien mit Hg zu HgI. Somit wird diese Strahlung in der Bogenmitte emittiert und weiter außen nicht mehr absorbiert. Für sie ist das Plasma also optisch dünn. Der Beitrag der Iod-Strahlung im infraroten Wellenlängenbereich wurde in Abschnitt 5.6 behandelt.

Im Modell für das Temperaturprofil führt die Berücksichtigung der Molekülstrahlung zu einer Einschnürung des Bogens verbunden mit einem Temperaturanstieg im Zentrum. Die optisch dünne Iod-Strahlung wirkt sich in der Ausbildung des Temperaturprofils durch eine Kühlung des Plasmas in der Bogenmitte aus.

Unter Berücksichtigung dieser Strahlungsprozesse gelingt so eine qualitative Modellierung der Hg-HgI₂-Ar-Entladung.

Zur Erzielung der in Abbildung 28 gezeigten quantitativen Übereinstimmung wurde die Iodstrahlung im infraroten Wellenlängenbereich durch einen weiteren Faktor auf F_{IR} aus Kapitel 5.6 so skaliert, dass im Modell die experimentelle Mittentemperatur wiedergegeben wird. Die optisch dünne Iodstrahlung kühlt aber nicht nur die Bogenmitte, sondern auch die Teile des Bogens bis zu mittleren Radien noch merklich. Durch die Einführung des weiteren Faktors wird also nicht nur die Mittentemperatur, sondern das ganze Temperaturprofil beeinflusst. Die Anpassung erfolgt alleine über die Mittentemperatur. Kann dadurch auch eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenem und gerechnetem Temperaturprofil über den gesamten radialen Verlauf erzielt werden, so ist dies als Bestätigung der Vorgehensweise zu sehen.

Der für die Hg-HgI₂-Ar-Lampe anzusetzende Faktor ist 1.5. Dies ist angesichts der Annahmen für die Abschätzung in Abschnitt 5.6 durchaus vorstellbar. Insbesondere die Verwendung gleicher Übergangswahrscheinlichkeiten für alle Iodlinien stellt nur eine grobe Näherung dar. In Abbildung 28 ist das resultierende berechnete Temperaturprofil eingezeichnet. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Temperaturprofil über den gesamten Verlauf, nicht nur hinsichtlich der Mittentemperatur. Eine derartige Übereinstimmung kann nur erreicht werden, wenn alle wichtigen Prozesse, die zur Ausbildung des Temperaturprofils führen, im Modell auch quantitativ richtig berücksichtigt und verstanden sind. Dies trifft hier

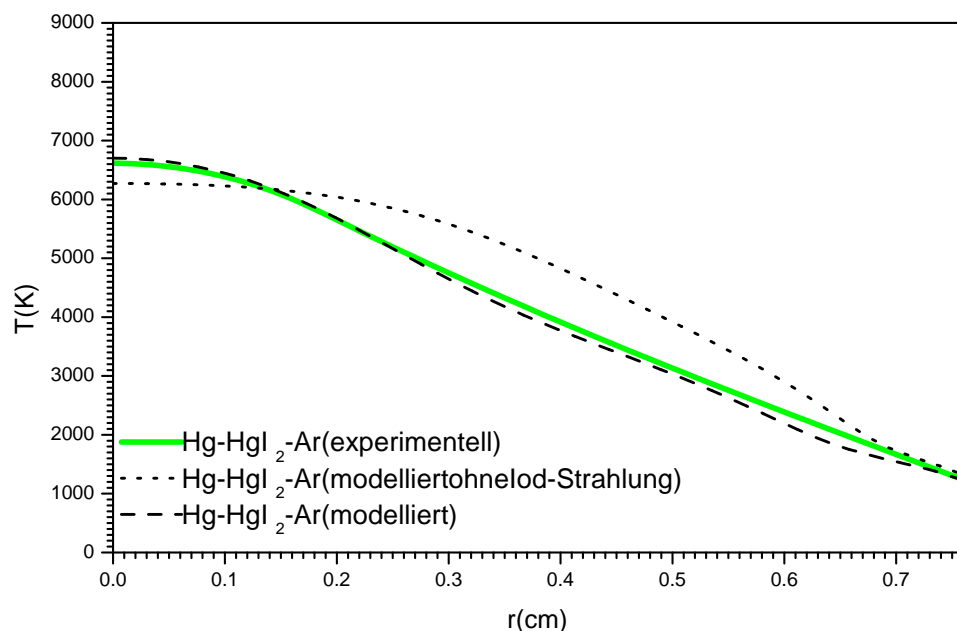


Abbildung 28: Modellierte und experimentelles Temperaturprofil einer Hg-HgI₂-Ar-Lampe.

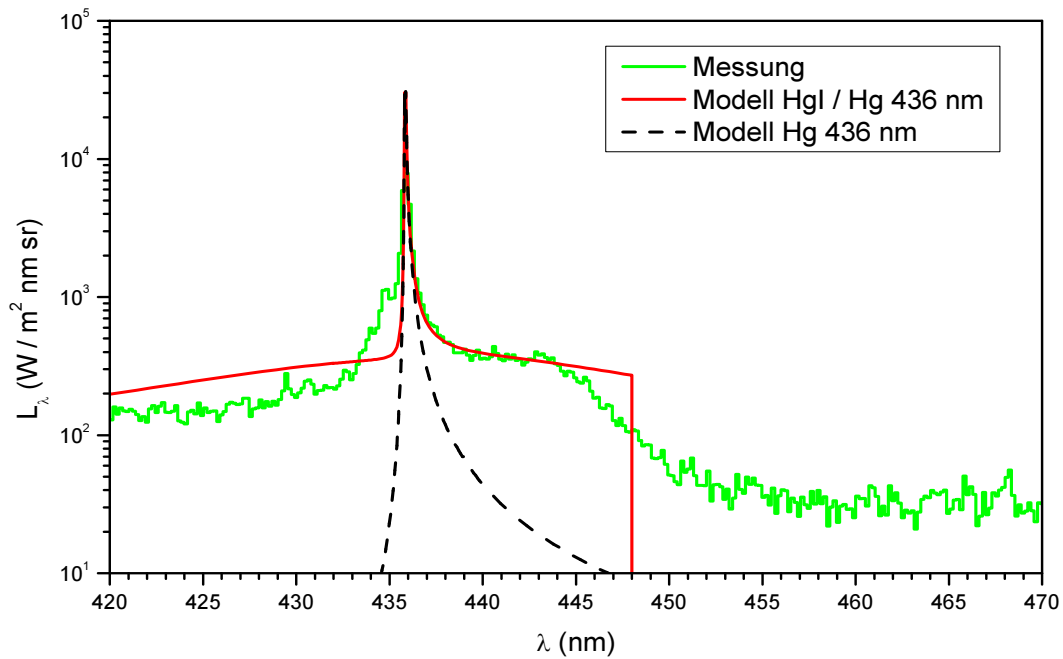


Abbildung 29: Berücksichtigung des B-X-Übergangs von HgI im Modell.

insbesondere auf den Ansatz für die optisch dünne Iodstrahlung zu.

Die wichtigen Prozesse, die zur Ausbildung des Temperaturprofils führen, sind damit verstanden.

Für die in Abbildung 30 dargestellte elektrische Feldstärke der Hg-HgI₂-Ar-Lampe ergeben sich Abweichungen zwischen Rechnung und Messung im Bereich von 10%. Die elektrische Leitfähigkeit hängt über die Elektronenzahldichte exponentiell von der Temperatur ab. Sie ist damit gegenüber dem Temperaturprofil das empfindlichere Maß. Insofern ist auch die Übereinstimmung der modellierten elektrischen Feldstärke mit dem experimentellen Wert als gut einzuordnen.

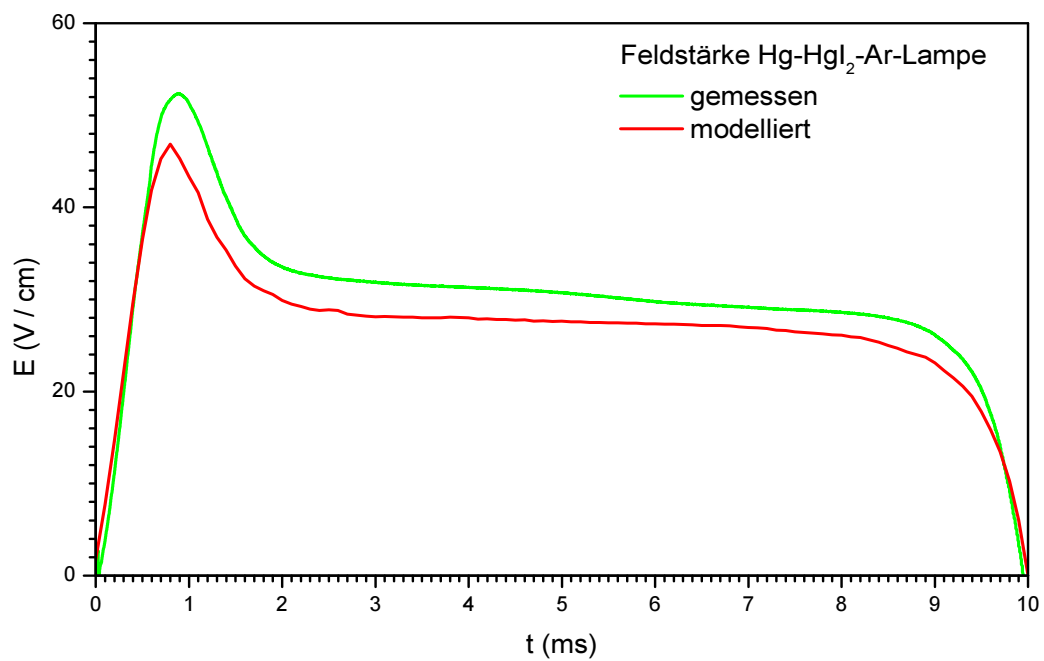


Abbildung 30: Modellierte und experimentelle elektrische Feldstärke einer Hg-HgI₂-Ar-Lampe.

6.3. Hg-HgI₂-Tl-Ar und Hg-Tl-Ar

Nachdem die Rolle des I bei der Ausbildung von Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke des Bogenplasmas von Metallhalogenidlampen nun bekannt ist, wird als nächste Füllungskomponente Tl behandelt.

Tl wird wegen seines Beitrags zur Abstrahlung durch die Resonanzlinie bei 535 nm eingefüllt. Durch diese Linie und die weitere Resonanzlinie bei 377 nm ist in der Leistungsbilanz ein wichtiger Beitrag zum Strahlungstransport zu erwarten. Da beide Linien eine starke Selbstumkehr zeigen, bezieht sich dies auch auf die Strahlungsumverteilung im Bogenplasma.

Metallisches Tl hat bei den in Metallhalogenidlampen erreichbaren Temperaturen einen zu kleinen Dampfdruck, um in ausreichender Menge ins Bogenplasma zu gelangen. Es wird deshalb als TII eingefüllt. Wie in Abschnitt 5.3 gezeigt, kann mit Hilfe der Linie bei 535 nm der Partialdruck von Tl bestimmt werden. Wird die Füllmenge des TII so dosiert, dass vollständige Verdampfung vorliegt, existiert eine direkte Kopplung zwischen dem Tl-Partialdruck und dem Gesamtdruck. Mittels der Kuppenabstandsmethode ist in diesem Fall eine Bestimmung des Gesamtdrucks möglich. Für die weiteren Untersuchungen ist dies von großem Nutzen, da damit auf die Bestimmung des Gesamtdrucks über die Hg-Füllmenge, wie bei den Hg-HgI₂-Ar-Lampen, verzichtet werden kann.

Als weitere Druckbestimmungsmethode steht das in Abschnitt 4.3 dargestellte Verfahren über die Messung der elektrischen Feldstärke zur Verfügung. Dieses kann nun angewandt werden, da sich zeigen wird, dass das Tl als neu hinzukommende Komponente keine merklichen Beiträge als Stoßpartner der Elektronen liefert und somit keine weiteren Arbeiten zu Impulsaustauschquerschnitten notwendig sein werden.

Durch Kombination der beiden Methoden für die Gesamtdruckbestimmung - Messung der elektrischen Feldstärke und Kuppenabstandsmethode - können an Tl-haltigen Lampen die Verbreiterungskonstanten der Tl-Linie bei 535 nm bestimmt werden. Dies wurde für eine erste Füllung durchgeführt und sollte mit einer weiteren verifiziert werden. Dabei ergaben sich zunächst Widersprüche für die Hg-TII-Ar-Entladung, die sich durch einen zusätzlich auftretenden physikalischen Prozess, die radiale Entmischung, auflösen ließen.

Die Notwendigkeit der Berücksichtigung der radialen Entmischung wird anhand einer Betrachtung der Tl-Linie bei 655 nm weiter untermauert. Es wird gezeigt werden, dass der in Kapitel 5.1 beschriebene Ansatz zur Behandlung der radialen Entmischung sogar quantitativ gute Ergebnisse liefert.

Am Ende des Kapitels erfolgt schließlich die Modellierung von Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke für eine Hg-TII-Ar-Lampe. Der Vergleich mit entsprechenden Messwerten soll Aufschluss über die im Bogenplasma stattfindenden Prozesse liefern.

6.3.1. Versuchslampen

Gegenüber Hg und HgI₂ ist der Dampfdruck des TII deutlich kleiner. Um die Zahl der freien Parameter möglichst gering zu halten, wurde dennoch angestrebt, dass auch das in die Versuchslampen eingefüllte TII vollständig verdampft. Dazu muss die Menge klein genug sein. Zu ihrer Bestimmung wurde in Vorversuchen eine Reihe von Lampen mit unterschiedlicher TII-Füllmenge gebaut.

Unter der Annahme, dass sich die Plasmaeigenschaften bei Erhöhung der TII-Füllmenge und ansonsten gleichbleibenden Randbedingungen nicht mehr verändern, sobald ein Kondensat vorliegt, kann die Menge an TII bestimmt werden, die gerade noch vollständig verdampft. Aus diesen Untersuchungen ergab sich, dass 0.3 mg TII in Lampen einfacher Länge ($d_E = 27$ mm) sicherlich vollständig verdampfen⁴.

Die Parameter der thalliumhaltigen Versuchslampen sind:

Gruppenbezeichnung	Füllung (mg)				Elektrodenabstand (mm)
	Hg	HgI ₂	TII	Ar	
B1	16	7	0.3	0.5	27
B2	32	14	0.6	1.0	54
B3	48	21	0.9	1.5	81
C1	26	0	0.3	0.5	27
C2	52	0	0.6	1.0	54
C3	78	0	0.9	1.5	81

Für alle Füllungskomponenten liegt vollständige Verdampfung vor, so dass die Skalierung für die unterschiedlichen Längen mit dem Elektrodenabstand erfolgte.

Die zwei Füllungsklassen Hg-HgI₂-TII-Ar und Hg-TII-Ar dienen zur Realisierung unterschiedlicher TI/I-Verhältnisse, um so die Eigenschaften des TI unter verschiedenen Betriebsbedingungen unabhängig voneinander untersuchen zu können. Die Hg-HgI₂-TII-Ar-Entladungen können dabei als thalliumhaltige Systeme aufgefasst werden, die auf den Hg-HgI₂-Ar-Lampen des vorigen Kapitels beruhen, während das Basissystem des Hg-TII-Ar-Systems eher die Hg-Ar-Entladung ist. Bei Hg-TII-Ar sind die Einflüsse des Iods durch die kleinere Anzahl dichte viel kleiner, u.U. gegenüber den Hg-HgI₂-Ar bzw. Hg-HgI₂-TII-Ar-Systemen sogar vernachlässigbar.

6.3.2. Temperaturprofil, elektrische Feldstärke und Spektrum

In Abbildung 31 sind die Temperaturprofile jeweils einer Lampe der Füllungen Hg-Ar, Hg-HgI₂-Ar, Hg-HgI₂-TII-Ar und Hg-TII-Ar gegenübergestellt, in Abbildung 32 die entsprechenden elektrischen Feldstärken.

Die Hg-TII-Ar-Lampe zeigt keine so starke Einschnürung wie die Hg-HgI₂-Ar- oder die Hg-HgI₂-TII-Ar-Lampe. Grund dafür ist der geringere Iodgehalt. Damit ist auch die HgI-Anzahldichte kleiner. HgI wurde weiter oben für die Einschnürung iodhaltiger Lampen verantwortlich gemacht.

⁴Auch 1.2mg TII würden nach den Ergebnissen der Vorversuche noch vollständig verdampfen, die TII-Füllmenge der Versuchslampen wurde bewusst kleiner gewählt, um vollständige Verdampfung sicherzustellen.

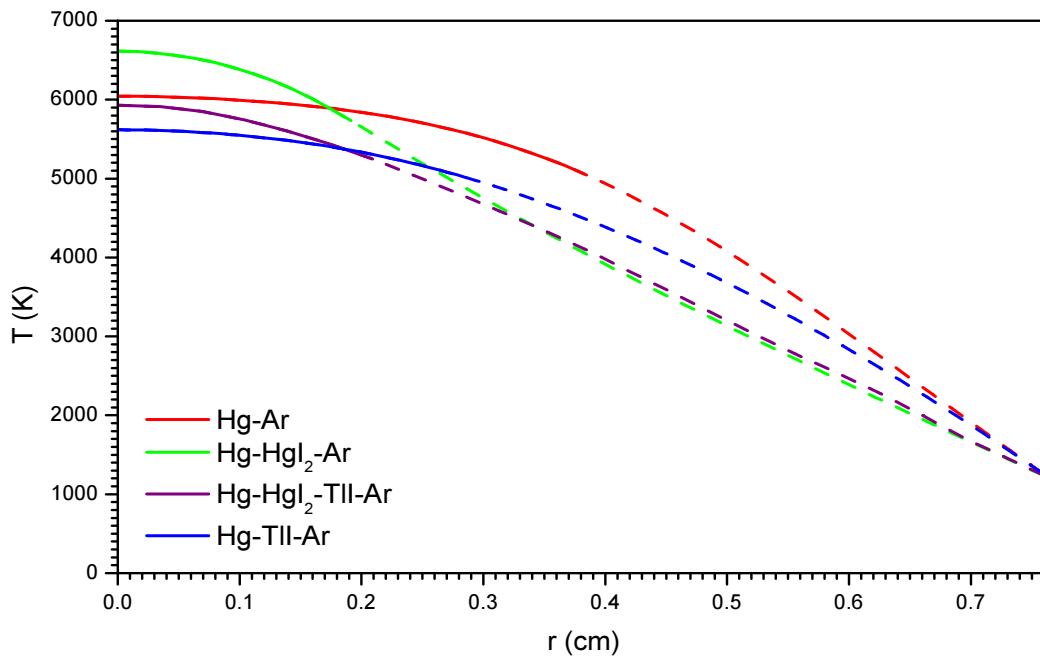


Abbildung 31: Temperaturprofile einer Hg-HgI₂-TII-Ar-Lampe und einer Hg-TII-Ar-Lampe im Vergleich zu denen einer Hg-Ar-Lampe und einer Hg-HgI₂-Ar-Lampe.

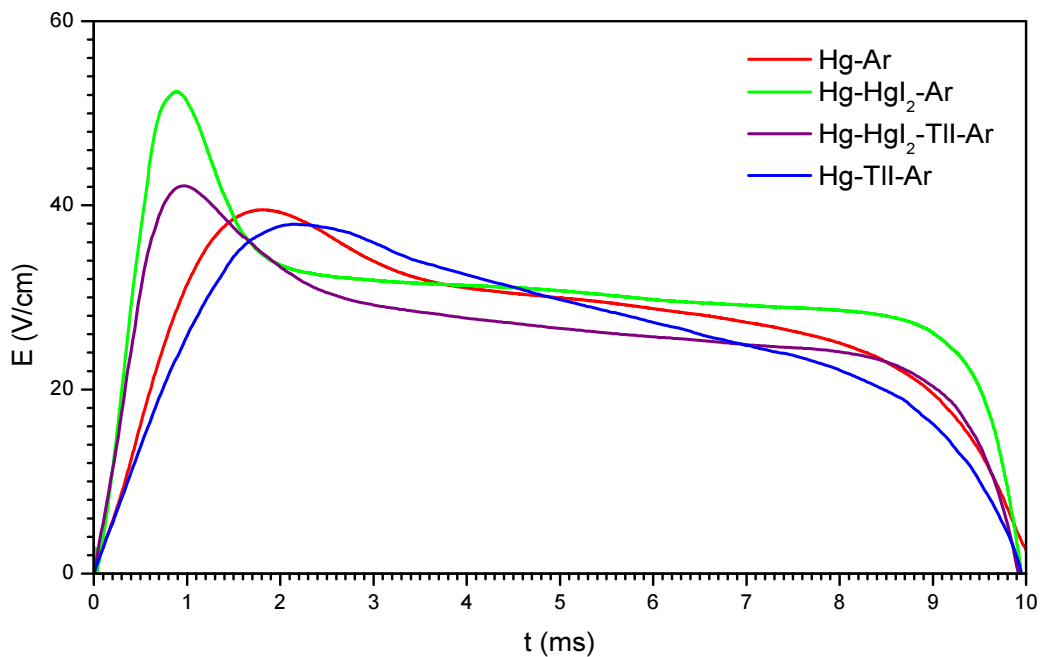


Abbildung 32: Elektrische Feldstärken einer Hg-HgI₂-TII-Ar-Lampe und einer Hg-TII-Ar-Lampe im Vergleich zu denen einer Hg-Ar-Lampe und einer Hg-HgI₂-Ar-Lampe.

Die Temperaturen in der Bogenmitte sind für die thalliumhaltigen Lampen kleiner als für die Lampen ohne Tl. Die Diskussion erfolgt weiter unten anhand der Plasmazusammensetzung und elektrischen Leitfähigkeit.

Die unterschiedlichen Iod-Anteile der verschiedenen Füllungen erklären wie schon beim Vergleich der Hg-HgI₂-Ar- mit den Hg-Ar-Lampen die Unterschiede in den Wiederzündspitzen über die Bildung der I⁻.

Die Spektren in den Abbildungen 33 und 34 zeigen über die von den Hg-HgI₂-Ar-Entladungen her bekannten Beiträge des HgI-Moleküls und der Iod-Linien im infraroten Wellenlängenbereich die unterschiedlichen Iod-Anteile der beiden thalliumhaltigen Systeme.

Als neue Beiträge zum Spektrum sind jeweils die starke Tl-Resonanzlinie bei 535 nm sowie weitere Tl-Linien, z.B. bei 655 nm zu sehen. Dies ist als Hinweis auf die Notwendigkeit der Berücksichtigung von Tl-Beiträgen zum Strahlungstransport zu werten. TII hat zwar Molekülbanden (siehe Abbildung 34), diese sind aber klein gegenüber dem Beitrag von HgI, können für die Leistungsbilanz also vernachlässigt werden.

6.3.3. Plasmazusammensetzung und elektrische Leitfähigkeit

Eine Diskussion einiger Ergebnisse der thalliumhaltigen Lampen ist nur unter Vorgriff auf später diskutierte Größen möglich, da Abhängigkeiten in beiden Richtungen bestehen.

So verhält es sich bei den Tl-haltigen Lampen mit der Plasmazusammensetzung und der elektrischen Leitfähigkeit auf der einen Seite und dem Gesamtdruck auf der anderen Seite:

Eingangsgröße bei der Berechnung der Plasmazusammensetzung und der elektrischen Leitfähigkeit ist der Gesamtdruck. Bei den für die Bestimmung des Gesamtdrucks eingesetzten Methoden gehen jeweils die Plasmazusammensetzung und die elektrische Leitfähigkeit selbst ein⁵.

Die Methoden zur Druckbestimmung werden später genauer diskutiert. Für das Verständnis der Methoden ist eine Kenntnis von Eigenschaften der Plasmazusammensetzung und der elektrischen Leitfähigkeit hilfreich, weshalb diese zuerst diskutiert werden. Die gezeigten Werte der Plasmazusammensetzung und der elektrischen Leitfähigkeit sind bereits für den in den untersuchten Lampen tatsächlich vorliegenden Gesamtdruck berechnet. Wie der Gesamtdruck bestimmt wird, ist dann weiter unten gezeigt.

In Abbildung 35 sind die elektrischen Leitfähigkeiten der untersuchten thalliumhaltigen Lampen aufgetragen, in den Abbildungen 36 und 37 die entsprechenden Plasmazusammensetzungen.

Die Plasmazusammensetzungen zeigen, dass TII bei den höheren Temperaturen schnell zu Tl und I dissoziiert. Im Bogenkern liegt also wieder ein Plasma vor, das nur aus Atomen, Ionen und Elektronen, aber keinen Molekülen besteht. Die Tl-Anzahldichte bleibt dabei im Gegensatz zu I gegenüber der Hg-Anzahldichte so klein, dass Tl als Stoßpartner der Elektronen nicht in

⁵Der unbekannte Gesamtdruck wird als Parameter betrachtet, für den zunächst eine Annahme gemacht wird. So können Plasmazusammensetzung und elektrische Leitfähigkeit berechnet werden und weitere Größen, die auch experimentell zugänglich sind, daraus bestimmt werden. Der Vergleich zwischen Rechnung und Experiment zeigt, ob der anfangs angesetzte Gesamtdruck richtig war. In einem iterativen Verfahren ist die Bestimmung des Gesamtdrucks möglich.

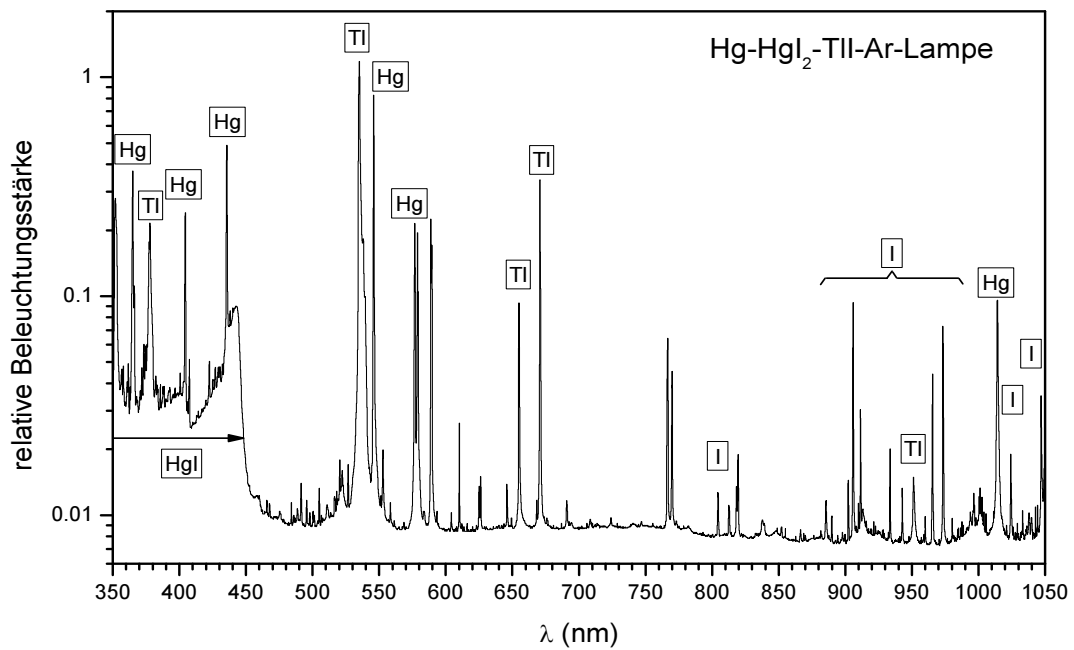


Abbildung 33: Spektrum einer Hg-HgI₂-Tl-Ar-Lampe.

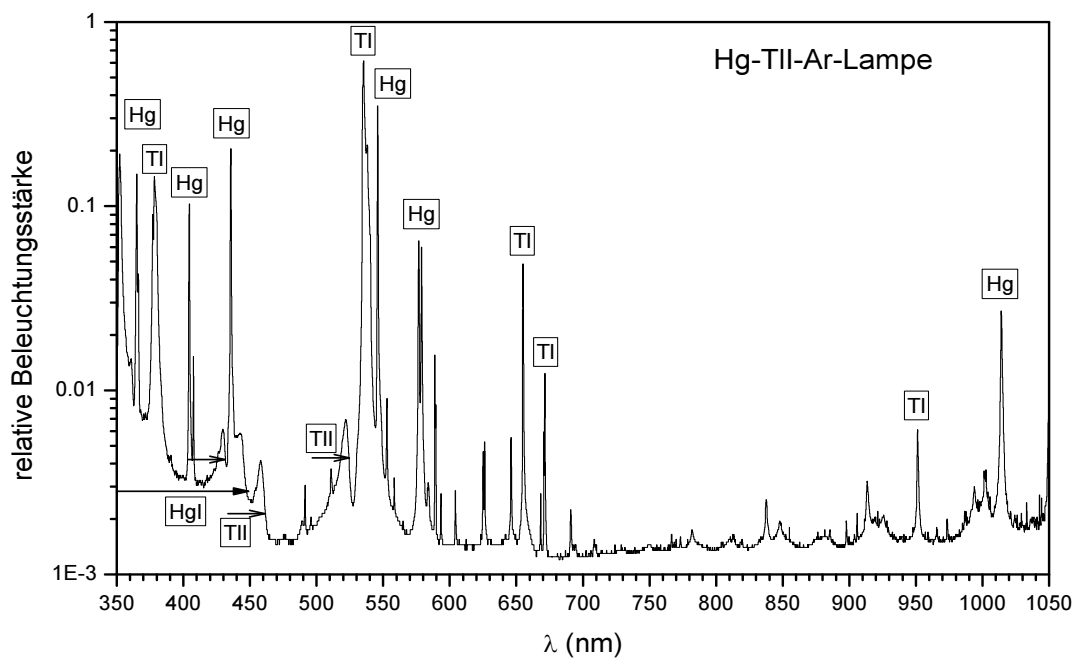


Abbildung 34: Spektrum einer Hg-Tl-Ar-Lampe.

Frage kommt. Arbeiten zum Impulsaustauschquerschnitt von Tl müssen deshalb nicht durchgeführt werden. Tl ist aber auf Grund seiner im Vergleich zu Hg kleineren Ionisierungsenergie nahezu alleiniger Elektronenlieferant.

Die im Vergleich zur Hg-Ar- oder Hg-HgI₂-Ar-Lampe höhere Elektronenzahldichte schon bei kleineren Temperaturen äußert sich in einem merklichen Anstieg der elektrischen Leitfähigkeit.

Die elektrische Leitfähigkeit ist also über die Elektronenzahldichte und damit die Ionisation des Thalliums eine Funktion des Tl-Partialdrucks und über die Stoßquerschnitte eine Funktion des Hg-Partialdrucks sowie, in deutlich geringerem Maß, des I-Partialdrucks.

Da Tl und I über Moleküle ins Plasma gelangen, ist ihr Partialdruck - gerade in der für die elektrische Leitfähigkeit wichtigen Bogenmitte - stark den Einflüssen der radialen Entmischung unterworfen.

Dies unterstreicht Abbildung 38, in der die der Plasmazusammensetzung der Hg-TII-Ar-Lampe zugrunde liegenden molaren Anteile der Elemente aufgetragen sind.

Somit ist in thalliumhaltigen Lampen für die korrekte Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit eine Berücksichtigung der radialen Entmischung unumgänglich.

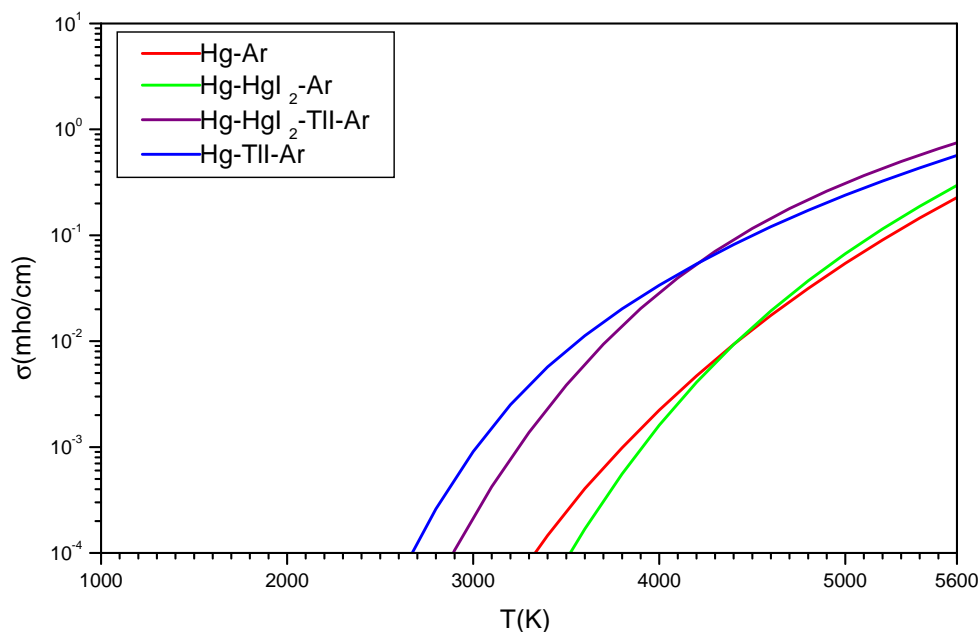


Abbildung 35: Elektrische Leitfähigkeiten einer Hg-HgI₂-TII-Ar-Lampe und einer Hg-TII-Ar-Lampe im Vergleich zu denen einer Hg-Ar-Lampe und einer Hg-HgI₂-Ar-Lampe.

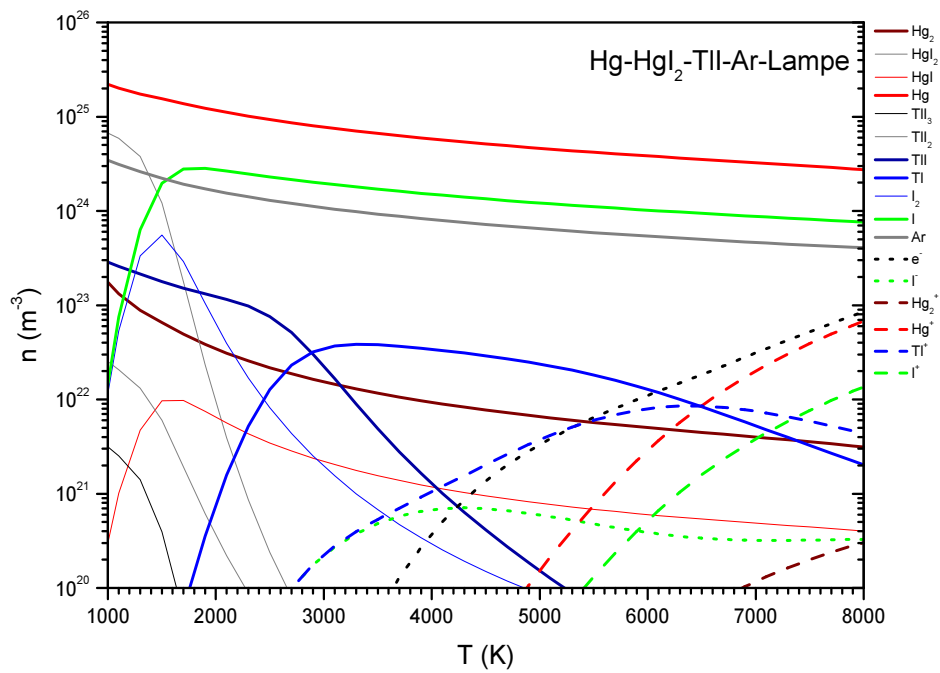


Abbildung 36: Plasmazusammensetzung einer Hg-HgI₂-TII-Ar-Lampe.

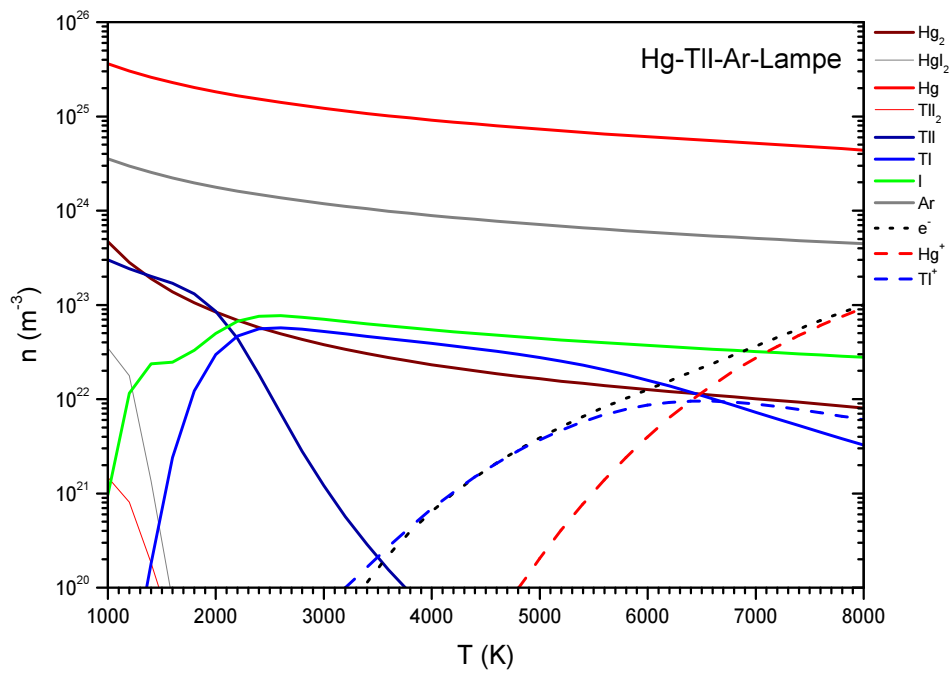


Abbildung 37: Plasmazusammensetzung einer Hg-TII-Ar-Lampe.

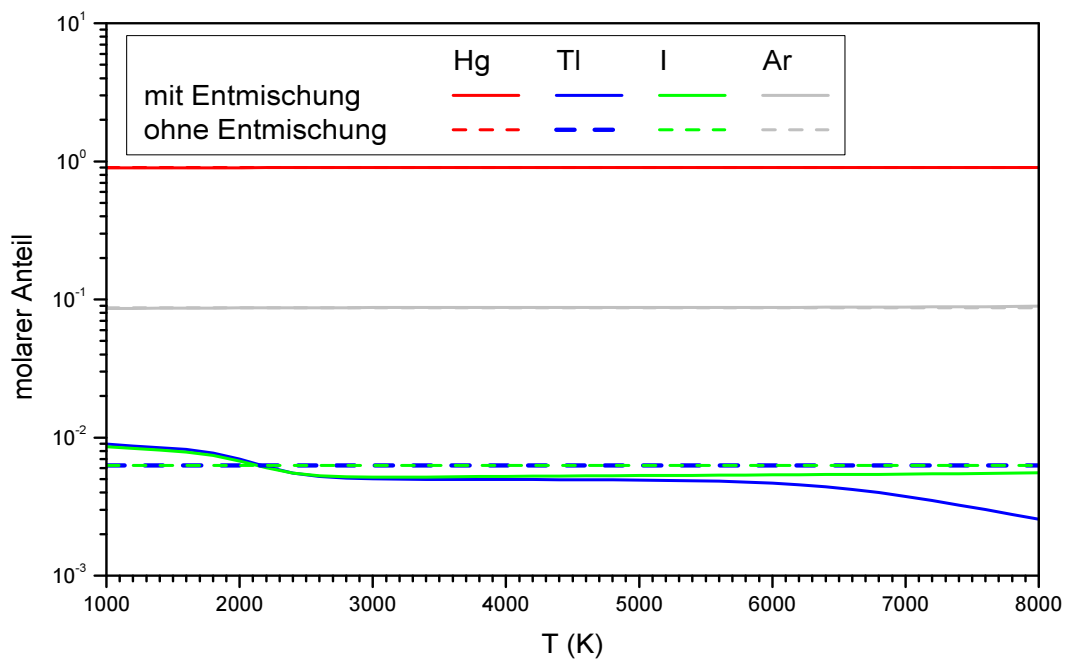


Abbildung 38: Molare Anteile der Elemente in einer Hg-TlI-Ar-Lampe mit und ohne Berücksichtigung der radialen Entmischung.

6.3.4. Gesamtdruckbestimmung aus der elektrischen Feldstärke

Unter Verwendung der elektrischen Leitfähigkeit aus dem vorigen Abschnitt soll nun für die Hg-HgI₂-TII-Ar-Lampen aus der gemessenen Feldstärke nach der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Methode der Gesamtdruck bestimmt werden.

Es wurde gezeigt, dass die radiale Entmischung einen starken Einfluss auf die elektrische Leitfähigkeit hat. Damit ergibt sich auch ein starker Einfluss auf den aus der elektrischen Feldstärke bestimmten Gesamtdruck.

Zur Demonstration des Ausmaßes dieses Einflusses wird die Gesamtdruckbestimmung für die Hg-HgI₂-TII-Ar-Lampe einmal ohne und einmal mit Berücksichtigung der radialen Entmischung bei der Berechnung der eingehenden elektrischen Leitfähigkeit durchgeführt.

In Abbildung 39 ist das auf diesen beiden Wegen berechnete I/E dem gemessenen I/E gegenübergestellt.

Aus den Schnittpunkten ergeben sich entsprechend unterschiedliche Gesamtdrucke p_{ges} :

	p_{ges}
mit Entmischung	4.5 bar
ohne Entmischung	5.7 bar

Würde auf die notwendige Berücksichtigung der radialen Entmischung verzichtet, ergäbe sich ein um fast 30 % zu großer Gesamtdruck.

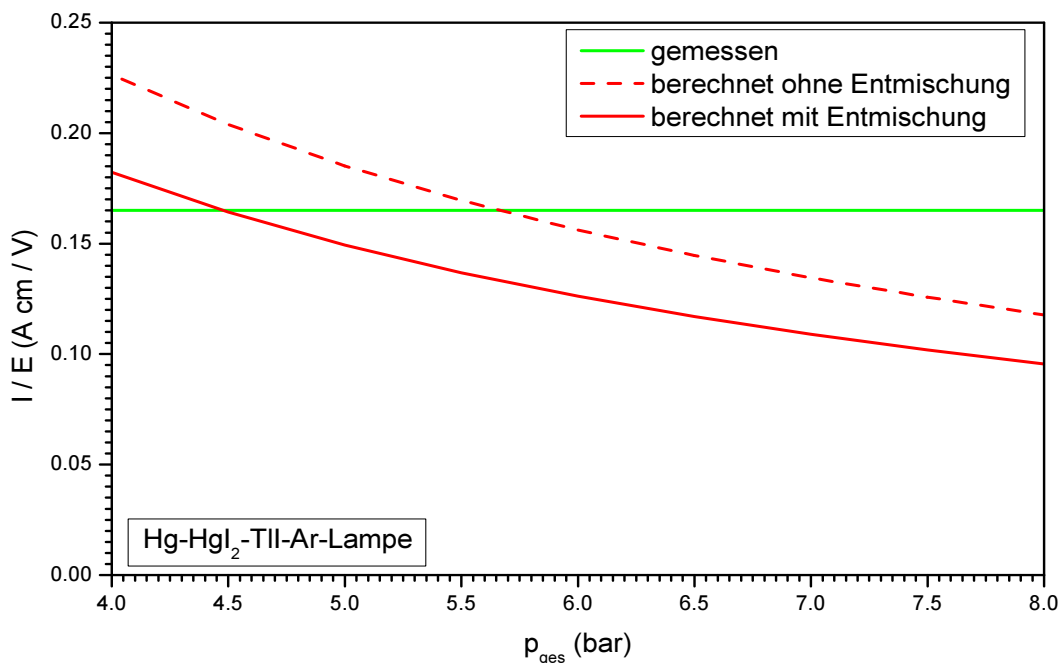


Abbildung 39: Gesamtdruckbestimmung aus der elektrischen Feldstärke an einer Hg-HgI₂-TII-Ar-Lampe.

6.3.5. Festlegung der Verbreiterungskonstanten von Tl 535 nm

Mit dem nun bekannten Gesamtdruck ist für die Hg-HgI₂-Tl-Ar-Lampen aus den Rechnungen der Plasmazusammensetzung die Tl-Anzahldichte bekannt. Zusammen mit dem gemessenen Temperaturprofil kann daraus die Flächenstrahldichte L_λ der Tl-Linie bei 535 nm berechnet werden. Dabei gehen als Parameter die Verbreiterungskonstanten ein (siehe Gleichungen in Abschnitt 3.4.1). Bei der Tl-Linie 535 nm handelt es sich um eine Resonanzlinie. Aus diesem Grund wird näherungsweise der Einfluss der Starkverbreiterung vernachlässigt, C_S also auf Null gesetzt. C_R und C_W sind nicht aus der Literatur bekannt. Allerdings können die Messungen der Tl-Linie bei 535 nm dazu verwendet werden, diese Verbreiterungskonstanten anzupassen. Als Anpassungsparameter wurde die Wellenlänge der linken bzw. rechten Kuppe verwendet.

Das Ergebnis der Anpassung ist in Abbildung 40 zu sehen. Für die Rechnung wurde die Übergangswahrscheinlichkeit aus [71] verwendet, $A = 1.41 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$.

Als Ergebnis der hier durchgeführten Anpassung resultieren für die Behandlung der Tl-Linie bei 535 nm die Verbreiterungskonstanten:

$$\begin{aligned} C_R &= 2.4 \cdot 10^{-34} \text{ m}^4, \\ C_W &= 2.8 \cdot 10^{-62} \text{ m}^7. \end{aligned}$$

Für eine Fehlerabschätzung ist zum einen die Ungenauigkeit in der Bestimmung der Wellenlängen der Kuppen durch die begrenzte spektrale Auflösung bei der Messung der Flächenstrahldichte zu berücksichtigen. Der dadurch bedingte Fehler in den Verbreiterungskonstanten beträgt etwa $\pm 5\%$. Größer ist der Fehler durch die Unsicherheit im Gesamtdruck. Ein abgeschätzter Fehler von 10% im Gesamtdruck führt zu einem Fehler in den Verbreiterungskonstanten von $\pm 30\%$ für C_R und $\pm 50\%$ für C_W .

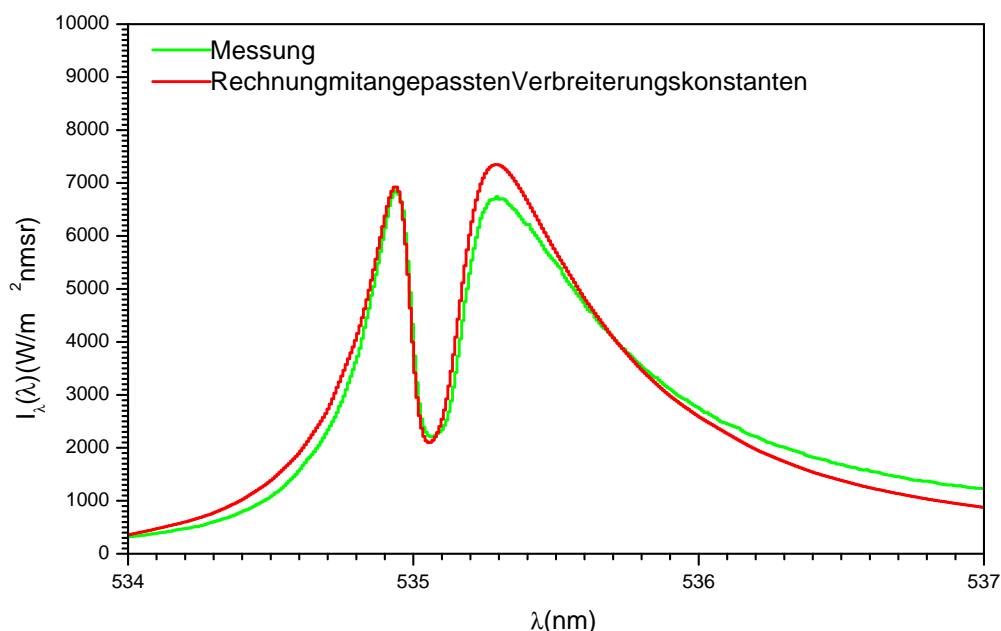


Abbildung 40: Berechnete und gemessene Flächenstrahldichte der Tl-Linie 535 nm.

6.3.6. Teilweise Auskondensation des Tl in der Hg-TII-Ar-Lampe

Für die Hg-HgI₂-TII-Ar-Lampen wurde diskutiert, wie aus der gemessenen Feldstärke der Gesamtdruck bestimmt werden kann und wie die Flächenstrahlendichte der Tl-Linie bei 535 nm dazu verwendet werden kann, deren Verbreiterungskonstanten anzupassen. Dieses Verfahren wurde auch auf die Hg-TII-Ar-Lampen angewandt.

Ziel der Anwendung auf die Hg-TII-Ar-Lampen war eine Bestätigung der Werte für die Verbreiterungskonstanten aus der oben diskutierten Anwendung auf die Hg-HgI₂-TII-Ar-Lampen. Es ergaben sich jedoch deutliche Abweichungen.

Eine genauere Betrachtung zeigte aber, dass eine Bestätigung der Verbreiterungskonstanten auch gar nicht zu erwarten war. Die Ursache dafür ist, dass eine den Betrachtungen zu Grunde liegende Annahme, nämlich die der vollständigen Verdampfung von TII in den Hg-TII-Ar-Lampen, nicht ohne Einschränkung gerechtfertigt ist. Zwar verdampft das eingefüllte TII vollständig, ein Teil des Tl fällt aber atomar wieder aus. Der zu dieser teilweisen Auskondensation führende Prozess wird nun genauer erläutert.

In den Hg-TII-Ar-Lampen ist die TII-Menge zwar klein genug, dass das gesamte eingefüllte TII auch vollständig verdampft. Es kommt dann aber zu einer teilweisen Auskondensation von atomarem Tl. Grund dafür ist die radiale Entmischung. Im Unterschied zu den Hg-HgI₂-TII-Ar-Lampen gelangen in den Hg-TII-Ar-Lampen genauso viele Teilchen Tl wie I ins Plasma, da beide nur in der Füllungskomponente TII vorkommen. Der mittlere molare Anteil von Thallium ist genauso groß wie der von Iod. Durch die radiale Entmischung ist der molare Anteil der verschiedenen Elemente an jeder Stelle im Plasma aber nicht gleich diesem mittleren molaren Anteil, sondern er wird temperaturabhängig. Dabei ist keine strenge Kopplung der Entmischung von Tl und I gegeben, der Temperaturverlauf des molaren Anteils kann also für beide Teilchen unterschiedlich sein. In der Tat zeigen die Rechnungen zur Plasmazusammensetzung einen Tl-Überschuss bei kleinen Temperaturen. Bei diesen Temperaturen können Thallium und Iod nach der Thermodynamik nicht mehr atomar vorliegen, sie rekombinieren zu TII. Für die überschüssigen Thalliumatome ist aber kein Iod mehr vorhanden. Dieses Thallium fällt atomar aus, bis der Thalliumpartialdruck bei den kleinen Temperaturen gleich dem Dampfdruck des atomaren Thallium ist. Dieser ist aber sehr viel kleiner als der des TII, was dazu führt, dass ein Großteil des überschüssigen Thalliums atomar ausfällt.

Über thermodynamische Rechnungen wäre es zwar möglich, die Verdampfung des atomaren Thallium zu berechnen und so zu bestimmen, wie viel Thallium ausfällt. Dazu wäre aber eine genaue Kenntnis der kältesten Temperatur im Entladungsgefäß notwendig. Dies ist, wie weiter oben beschrieben, kaum möglich. Zudem stellen die Plasmazusammensetzungsrechnungen den Zustand im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht zum Zeitpunkt des maximalen Stroms dar. Zu anderen Zeitpunkten mit anderer Temperaturverteilung im Entladungsraum können andere Bedingungen hinsichtlich Entmischung und Thalliumzahldichte in den kalten Bereichen herrschen. Insbesondere gilt dies für den Startvorgang, bei dem deutliche Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht auftreten sollten. Diese Einflüsse machen eine Vorhersage des Auskondensationsgrades von Thallium sehr ungenau.

Stattdessen wird hier versucht, den Auskondensationsgrad aus den vorliegenden Ergebnissen abzuleiten. Dazu wird eine Reihe von Zusammenhängen genutzt. Die dabei an mehreren Stellen eingehende Plasmazusammensetzung ist aber nur unter Angabe des Parameters

“Auskondensationsgrad von Thallium”, α , berechenbar. Dieser soll so bestimmt werden, dass insgesamt konsistente Ergebnisse entstehen.

Als weiterer Parameter wird der Gesamtdruck, p_{ges} , gewählt. Über die Plasmazusammensetzung ist damit direkt der Partialdruck des Thalliums für jede Temperatur verknüpft.

Zur Festlegung der voneinander unabhängigen Parameter p_{ges} und “Auskondensationsgrad von Thallium” α dienen als Messgrößen das Verhältnis aus Strom und elektrischer Feldstärke, I/E , und der Kuppenabstand der Tl-Linie bei 535 nm, $\Delta\lambda_{535\text{nm}}$. Beide können wie weiter oben gezeigt berechnet werden, sind nun aber Funktionen von p_{ges} und α , die in einem iterativen Verfahren bestimmt werden.

$$I/E_{\text{gemessen}} = I/E_{\text{berechnet}} = f(p_{\text{ges}}, \alpha), \quad (108)$$

$$\Delta\lambda_{535\text{nm},\text{gemessen}} = \Delta\lambda_{535\text{nm},\text{berechnet}} = g(p_{\text{ges}}, \alpha). \quad (109)$$

Ergebnis für die Hg-TII-Ar-Lampen sind folgende Werte:

$$\begin{aligned} p_{\text{ges}} &= 5.6 \text{ bar}, \\ \alpha &= 20\%. \end{aligned}$$

Hauptfehlerquelle ist das Temperaturprofil, das in die Bestimmung des “berechneten” I/E eingeht. Wie im vorigen Abschnitt bei den Hg-HgI₂-Ar-Lampen führt dieser Fehler zu einer Ungenauigkeit des Gesamtdrucks von etwa 10%. Da die Zusammenhänge zwischen Gesamtdruck, Tl-Partialdruck, Auskondensationsgrad von Tl und Kuppenabstand in etwa linear sind, ist auch die Bestimmung des Auskondensationsgrades nur auf 10% genau.

6.3.7. Überprüfung der Berücksichtigung der radialen Entmischung

Der Thalliumpartialdruck kann aus der Messung der Flächenstrahlendichte der Tl-Linie bei 655 nm bestimmt werden. Für diese Linie ist das Plasma optisch dünn. Zusammen mit dem Temperaturprofil aus den Hg-Linien 577 nm und 579 nm ist die Linie zur Festlegung des Thalliumpartialdrucks geeignet.

Dieser spektroskopisch ermittelte Partialdruck wird mit dem verglichen, der sich aus der Plasmazusammensetzung ergibt. Gesamtdruck und Auskondensationsgrad werden dabei so angesetzt, wie sie im vorigen Abschnitt bestimmt wurden.

Ohne Berücksichtigung der radialen Entmischung ist der molare Anteil von Thallium konstant, der Partialdruck der Tl-Atome damit für alle Temperaturen gleich, bei denen TII vollständig dissoziiert ist. Wird die radiale Entmischung berücksichtigt, ergibt sich für den Thalliumpartialdruck eine weitere Temperaturabhängigkeit aus dem nun temperaturabhängigen molaren Anteil von Thallium.

Für den Vergleich mit dem aus der optisch dünnen Tl-Linie bei 655 nm bestimmten Partialdruck sind die Temperaturen relevant, bei denen die Linie hauptsächlich abgestrahlt wird, also die Temperaturen im Bogenkern. Im Temperaturbereich $T = 3000..6000\text{K}$ ist die Temperaturabhängigkeit klein, es kann ein einzelner Wert für den Thalliumpartialdruck angegeben werden.

Die auf die genannten Weisen bestimmten Thalliumpartialdrücke sind:

	p_{Tl}
spektroskopisch aus Tl 655 nm	19 mbar
berechnet ohne Berücksichtigung der Entmischung	28 mbar
berechnet mit Berücksichtigung der Entmischung	22 mbar

Der Vergleich führt zu folgenden Ergebnissen:

- Ohne Berücksichtigung der Entmischung stehen der berechnete Wert aus der Plasmazusammensetzung und der experimentell aus der optisch dünnen Tl-Linie bei 655 nm bestimmte Wert in deutlichem Widerspruch. Bei Berücksichtigung der Entmischung lässt sich dieser Widerspruch auflösen. Dies zeigt die Notwendigkeit der Berücksichtigung der Entmischung bei der Berechnung der Plasmazusammensetzung.
- Mit der Berücksichtigung der radialen Entmischung wie in 5.1 dargestellt und der Berücksichtigung einer teilweisen Auskondensation des Tl zu 20 % zeigt der Vergleich der Partialdrücke des Tl auch quantitativ eine gute Übereinstimmung. Dies spricht für eine quantitative Korrektheit sowohl der Berücksichtigung der Entmischung als auch des Auskondensationsgrades von Tl.

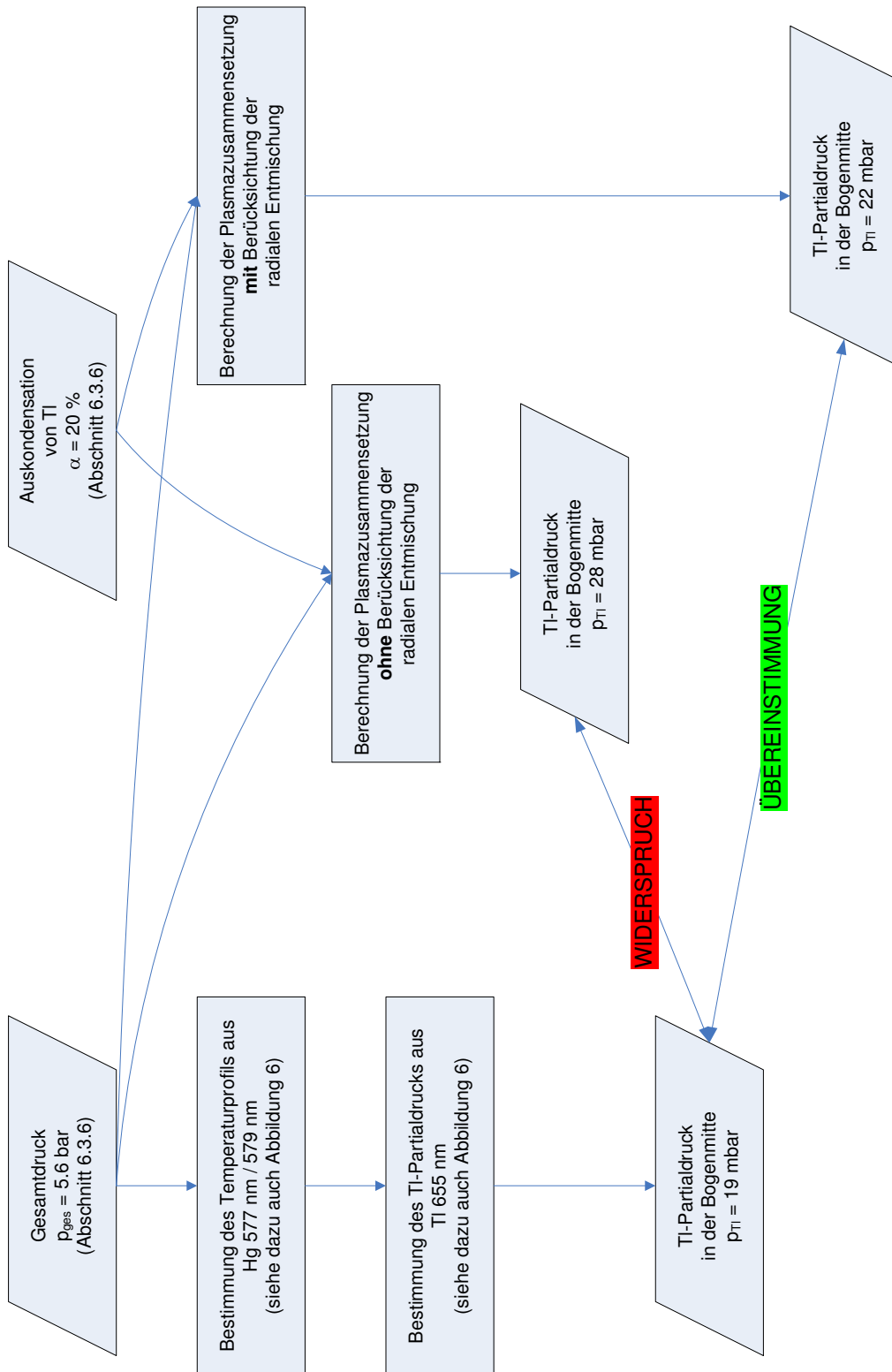


Abbildung 41: Flussdiagramm zur Bestimmung des TI-Partialdrucks in der Bogenmitte auf unterschiedliche Weisen.

6.3.8. Vergleich zwischen Modell und Experiment

Für die Hg-HgI₂-TII-Ar-Lampen wurde auf eine Modellierung von Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke verzichtet. Diese brächte für das Verständnis der Funktionsweise keine anderen Erkenntnisse, als die Rechnungen zu den Hg-HgI₂-Ar-Lampen weiter oben und die nun diskutierten Modellrechnungen zu den Hg-TII-Ar-Lampen.

Ergebnis der Untersuchungen zu den Hg-HgI₂-TII-Ar-Lampen waren die Verbreiterungskonstanten von Tl 535 nm. Mit dem damit kompletten Satz an Parametern kann diese Linie über die Kuppenabstandsmethode zur Bestimmung des Thalliumpartialdrucks in den Hg-TII-Ar- bzw. Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampen eingesetzt werden.

Mit der Plasmazusammensetzung und der elektrischen Leitfähigkeit ist die Modellierung von Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke für die Hg-TII-Ar-möglich. Dabei gehen die in den vorigen Abschnitten bestimmten Größen Gesamtdruck und Auskondensationsgrad von Tl ein.

Gegenüber den Rechnungen in Abschnitt 6.2 sind nun zusätzlich die Einflüsse des Thalliums zu berücksichtigen. Ziel der Untersuchungen ist, die Rolle des Thalliums im Bogenplasma aufzuklären.

Zunächst fällt die gegenüber Lampen ohne Thallium größere elektrische Leitfähigkeit auf. Da der durch die Lampen fließende Strom immer gleich gewählt ist, reicht bei Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit schon eine kleinere Temperatur und eine kleinere Feldstärke, um diesen Strom durch die Plasmasäule fließen zu lassen.

Die alleinige Berücksichtigung der besseren elektrischen Leitfähigkeit reicht aber noch nicht aus, um Übereinstimmung mit den experimentellen Werten für Temperaturprofil und elektrische Feldstärke zu erzielen. Dazu ist noch die Berücksichtigung der Strahlung des Thalliums

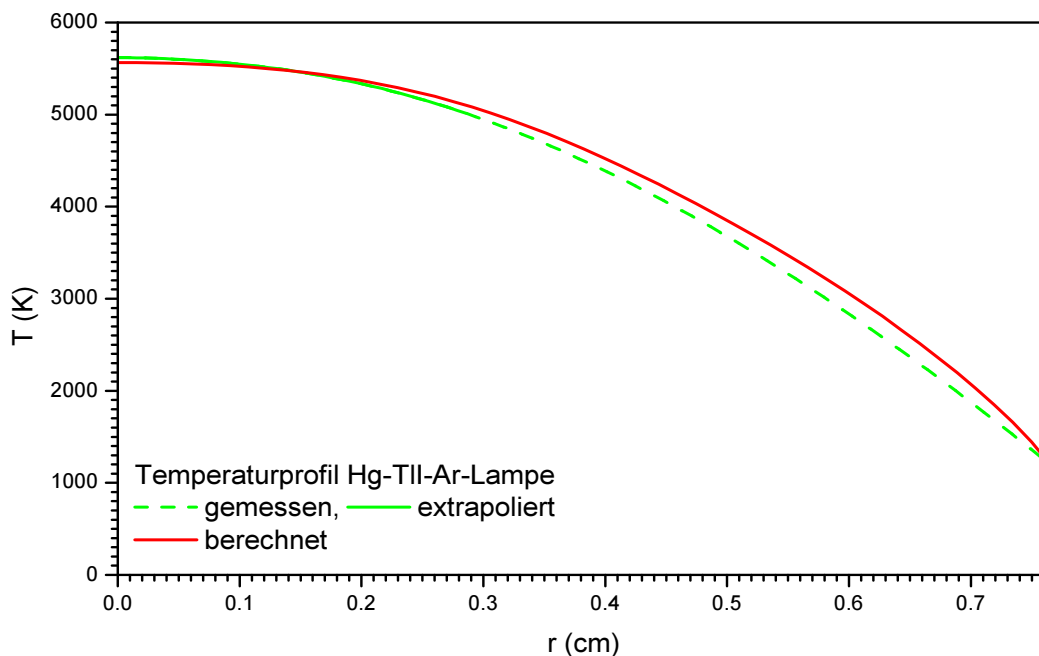


Abbildung 42: Modelliertes und gemessenes Temperaturprofil einer Hg-TII-Ar-Lampe.

notwendig.

Thallium hat einige Übergänge zwischen den unteren Niveaus, darunter auch die Resonanzübergänge. Von diesen sind Verbreiterungskonstanten aus der Literatur bekannt bzw. wurden für Tl 535 nm weiter oben bestimmt. Diese Linien werden im Modell sowohl für Emission als auch Absorption von Strahlung berücksichtigt.

Übereinstimmung mit dem experimentell bestimmten Temperaturprofil erhält man jedoch erst, wenn auch noch die Vielzahl von optisch dünnen Linien des Thalliums berücksichtigt wird. Dies geschieht wieder, wie schon beim Iod, mittels einer repräsentativen Linie.

Dazu wird die Übergangswahrscheinlichkeit der Tl-Linie bei 655 nm entsprechend skaliert (siehe Anhang B) um die gemessene Temperatur in der Bogenachse auch im Modell wiederzugeben.

Die Ergebnisse für die Modellrechnungen zu Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke sind in den Abbildungen 42 und 43 zu sehen.

Es wird eine sehr gute Übereinstimmung über das gesamte Temperaturprofil erreicht. Dies zeigt, dass die für die Ausbildung des Temperaturprofils relevanten Prozesse im Modell berücksichtigt und verstanden sind. Da nicht nur die Mittentemperatur, sondern auch das gesamte Temperaturprofil richtig wiedergegeben wird, ist der Ansatz für die optisch dünne Tl-Strahlung auch quantitativ bestätigt.

Ursachen für die leichten Abweichungen in der Feldstärke sind wahrscheinlich eine noch nicht vollkommen richtige Beschreibung der teilweisen Auskondensation des Tl und Abweichungen von der Zylindersymmetrie, z.B. durch axiale Entmischungseffekte, wie sie in den vertikal brennenden Lampen durch Konvektion auftreten können.

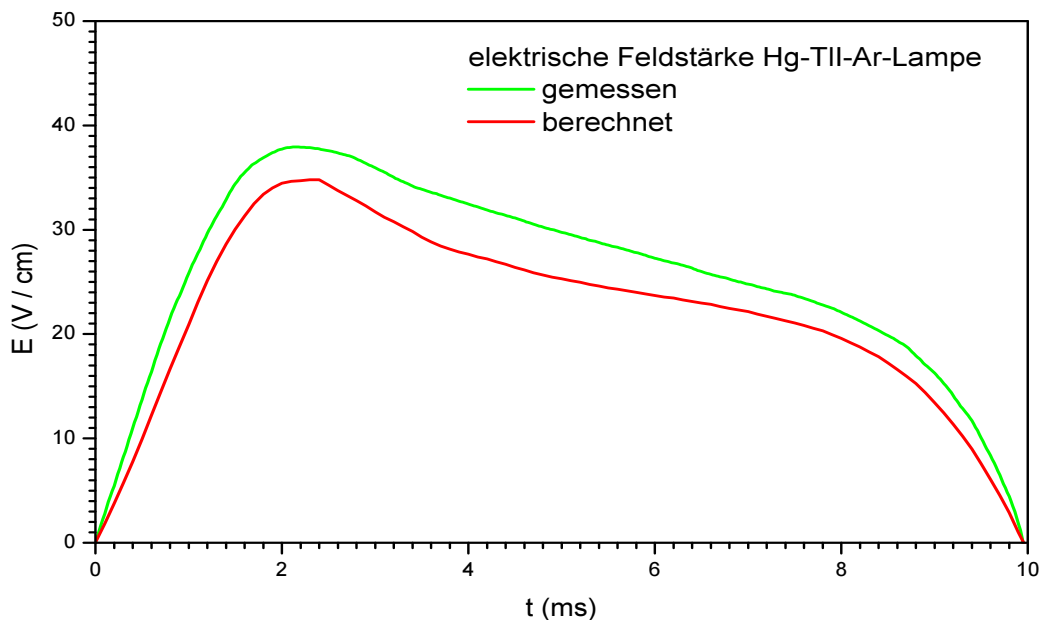


Abbildung 43: Modellierte und gemessene elektrische Feldstärke einer Hg-Tl-Ar-Lampe.

6.4. Hg-TII-TmI₃-Ar

Stellvertretend für die Seltenen Erden wird zusätzlich zu den bisher behandelten Komponenten das Thulium untersucht.

Wie schon Thallium wird auch Thulium in Form eines Iodids, des TmI₃, als Füllung verwendet.

Nur dadurch wird gegenüber atomarem Tm ein ausreichend hoher Dampfdruck erzielt, so dass bei den erreichbaren Cold-Spot-Temperaturen genügend Thulium im Entladungsplasma vorhanden ist.

In Metallhalogenidlampen erfüllt das Tm wie die anderen Seltenen Erden die Funktion eines Leuchtzusatzes. Durch eine Vielzahl von Atom- und Ionenlinien im gesamten sichtbaren Wellenlängenbereich trägt es zur Abstrahlung der Lampe entscheidend bei. Neben der Linienstrahlung des Thulium ist in der Abstrahlung auch ein deutlicher kontinuierlicher Anteil vorhanden. Der Beitrag macht etwa 50 % der Gesamtintensität aus. Er wird nach den Untersuchungen in [68] durch das TmI-Molekül emittiert.

Durch die Strahlung des Tm, Tm⁺ und TmI begründet sich die gute Effizienz und - durch die Verteilung dieser Strahlungsprozesse über den gesamten Wellenlängenbereich - die gute Farbwiedergabe von Metallhalogenidlampen.

In diesem Kapitel wird gezeigt, dass Tm und seine Verbindungen nicht nur über die Abstrahlung ihre positiven Einflüsse in Metallhalogenidlampen erreichen, sondern auch über ihre entscheidende Rolle bei der Ausbildung des Temperaturprofils.

Die dabei wichtigen Prozesse werden identifiziert. Mit ihnen erfolgt die Modellierung von Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke, die schließlich mit experimentellen Werten verglichen werden.

6.4.1. Versuchslampen

Die Tm-Versuchslampen basieren auf den Hg-TII-Ar-Lampen. Die dabei verwendete TII-Menge von 0.3 mg bleibt unverändert. So ist weiterhin vollständige Verdampfung von TII sichergestellt. Das hat den Vorteil, dass Tl-Partialdruck und Gesamtdruck gekoppelt bleiben, und die Kuppenabstandsmethode für die Tl-Linie 535 nm so zur Gesamtdruckbestimmung eingesetzt werden kann.

Um aus dem Gesamtdruck über die Plasmazusammensetzung direkt den Tm-Partialdruck bestimmen zu können, soll TmI₃ so niedrig dosiert werden, dass für diese Komponente ebenfalls vollständige Verdampfung vorliegt.

Wie schon für die Hg-TII-Ar-Lampen wurden in Vorversuchen thuliumhaltige Lampen mit unterschiedlicher TmI₃-Füllmenge gebaut. Daraus ergab sich eine sicher vollständig verdampfende TmI₃-Menge von 0.38 mg.

Die Füllung der untersuchten thuliumhaltigen Lampen ist:

Gruppenbezeichnung	Füllung (mg)				Elektrodenabstand (mm)
	Hg	TII	TmI ₃	Ar	
D1	16	0.3	0.38	0.5	27

6.4.2. Experimentelle Befunde: Temperaturprofil und Brennspannung

Die Temperaturprofile einer Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampe und einer Hg-TII-Ar-Lampe sind in Abbildung 44 zum Vergleich aufgetragen. Die thuliumhaltige Lampe erreicht in der Bogenmitte eine um etwa 400 K höhere Temperatur. Ihr Temperaturprofil ist ein wenig stärker eingeschnürt als das der Hg-TII-Ar-Lampe.

Wie für die Füllungen ohne Thulium wurde auch für die thuliumhaltigen Lampen versucht, die elektrische Feldstärke an Lampen unterschiedlicher Längen zu messen. Dies gelang nicht, da konstante Verhältnisse im Plasma für die unterschiedlichen Längen nicht realisiert werden konnten. Dafür verantwortlich sind axiale Entmischungseffekte, die bereits so stark waren, dass mit dem Auge Farbunterschiede des Bogens an unterschiedlichen axialen Positionen festgestellt wurden. Die Auftragung der Brennspannungen über dem Elektrodenabstand zeigte keinen linearen Verlauf. Eine Bestimmung der elektrischen Feldstärke aus der Steigung dieser Geraden war damit nicht möglich.

Eine Erklärung dafür, dass diese axialen Entmischungseffekte bei den TmI₃-haltigen Lampen sichtbar werden, nicht aber schon bei den TII-haltigen Lampen, wird die Diskussion der radialen Entmischung weiter unten bringen: Die Temperaturabhängigkeit des molaren Anteils von Thulium ist viel größer als die des molaren Anteils von Thallium. So wirken sich auch die Temperaturunterschiede in axialer Richtung, insbesondere in den Bereichen um die Elektroden sichtbar aus.

Um dennoch einen Vergleich zur Hg-TII-Ar-Lampe ziehen zu können, wird die Brennspannung betrachtet. Diese enthält neben der elektrischen Feldstärke auch noch den Spannungsabfall an den Elektroden und den elektrodennahen Bereichen des Bogens. Für die Hg-TII-

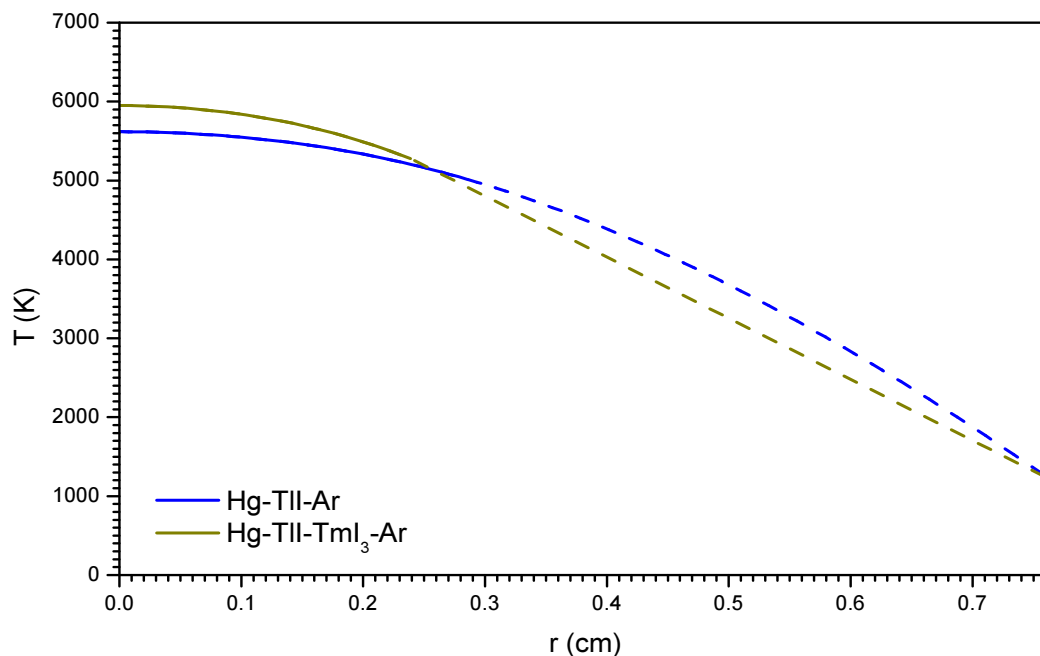


Abbildung 44: Gemessenes Temperaturprofil der Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampe im Vergleich zu dem einer Hg-TII-Ar-Lampe.

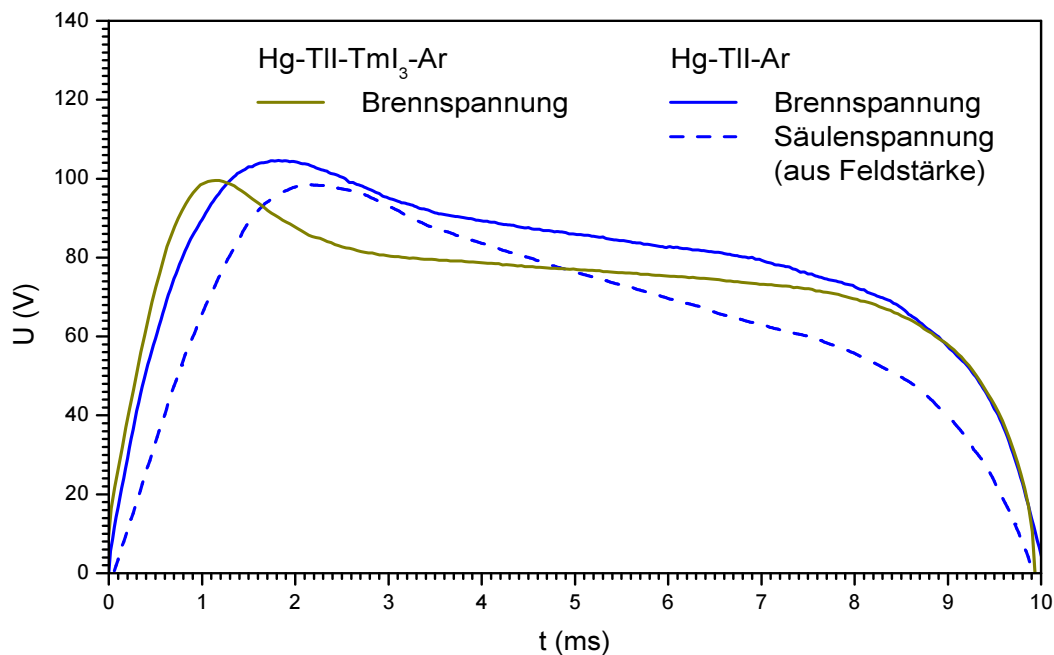


Abbildung 45: Gemessene Brennspannung der Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampe im Vergleich zu der einer Hg-TII-Ar-Lampe, für die zusätzlich die Säulenspannung eingezeichnet ist, die aus der gemessenen Feldstärke resultiert.

Ar-Lampen kann dieser zusätzliche Spannungsabfall bestimmt werden: Er ist die Differenz zwischen Brennspannung und Säulenspannung. Letztere ergibt sich aus der Multiplikation der elektrischen Feldstärke und dem Elektrodenabstand. In Abbildung 45 sind für die Hg-TII-Ar-Lampe Brennspannung und Säulenspannung gezeigt. Beide weichen im Strommaximum nicht weit voneinander ab.

Es ist nicht anzunehmen, dass sich die Elektroden und die elektrodennahen Bereiche in den thuliumhaltigen Lampen völlig anders verhalten, auch hier werden Brennspannung und Säulenspannung im Strommaximum nicht sehr verschieden voneinander sein.

Dass Abbildung 45 für Lampen mit und ohne Thulium keine deutlichen Unterschiede in den Brennspannungen zeigt, kann so gedeutet werden, dass auch die elektrischen Feldstärken der beiden Lampen ähnlich verlaufen.

Wie schon bei den Hg-TII-Ar-Lampen sollen die Spektren der Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampen erste Hinweise auf die neu zu berücksichtigenden Beiträge im Strahlungstransport liefern.

Abbildung 46 zeigt zum einen eine große Anzahl von Linien im gesamten Wellenlängenbereich. Hierbei handelt es sich um Thuliumatom- und -ionenlinien. Daneben sind Kontinuumsstrahlungsbeiträge im Bereich zwischen 500 nm und 600 nm sowie ein zu kleinen Wellenlängen hin ansteigender Beitrag auszumachen. Hierbei handelt es sich um zwei TmI-Molekülbanden mit Maxima bei 540 nm und 600 nm, sowie einem Beitrag, der dem HgI zugeschrieben wird. Diese drei Beiträge waren Gegenstand von Untersuchungen am INP Greifswald [68].

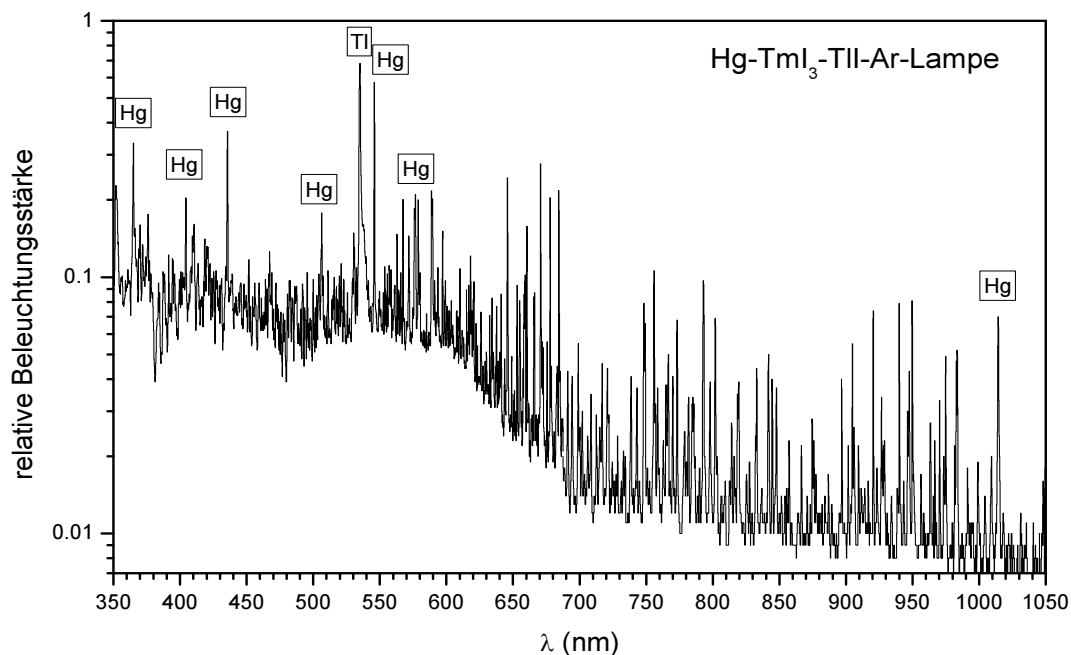


Abbildung 46: Spektrum einer Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampe.

6.4.3. Bestimmung des Gesamtdrucks

Wie oben bei der Auswahl der Füllung für die Hg-TII-TmI₃-Ar-Versuchslampen erwähnt, wurde dabei vollständige Verdampfung aller Füllungskomponenten sichergestellt. So kann der Thalliumpartialdruck, wie er sich aus der Anwendung der Kuppenabstandsmethode auf die Tl-Linie bei 535 nm ergibt, über die Plasmazusammensetzung direkt in den Gesamtdruck umgerechnet werden.

Für die Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampen wurde so ein Gesamtdruck von $p_{\text{ges}} = 2.5 \text{ bar}$ ermittelt.

6.4.4. Plasmazusammensetzung und elektrische Leitfähigkeit

In der Plasmazusammensetzung einer Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampe in Abbildung 47 sind die gegenüber Lampen ohne Tm neu hinzukommenden Dissoziationsstufen des TmI₃ zu sehen. Dabei fällt auf, dass das TmI neben HgI das bei hohen Temperaturen stabilste Molekül ist. So erklärt sich sein im Spektrum thuliumhaltiger Lampen deutlicher Beitrag zur Abstrahlung der Lampe.

Bei Temperaturen über 3000 K ist aber auch das TmI nahezu vollständig dissoziiert. In der Bogenmitte ionisiert Tm bereits großteils.

Neben Thallium ist nun auch Thulium ein wichtiger Elektronenlieferant, die elektrische Leitfähigkeit (Abbildung 48) steigt gegenüber den Hg-TII-Ar-Lampen weiter an.

Durch die gegenüber TII geringere Stabilität der Tm-Iodide dissoziieren diese bereits bei den kleinsten im Entladungsgefäß vorliegenden Temperaturen in ausreichender Menge, so dass freies Iod auftritt. Dies kann einen durch radiale Entmischung auftretenden Überschuss an Tl oder Tm binden, so dass keine Auskondensation wie bei den Hg-TII-Ar-Lampen auftreten

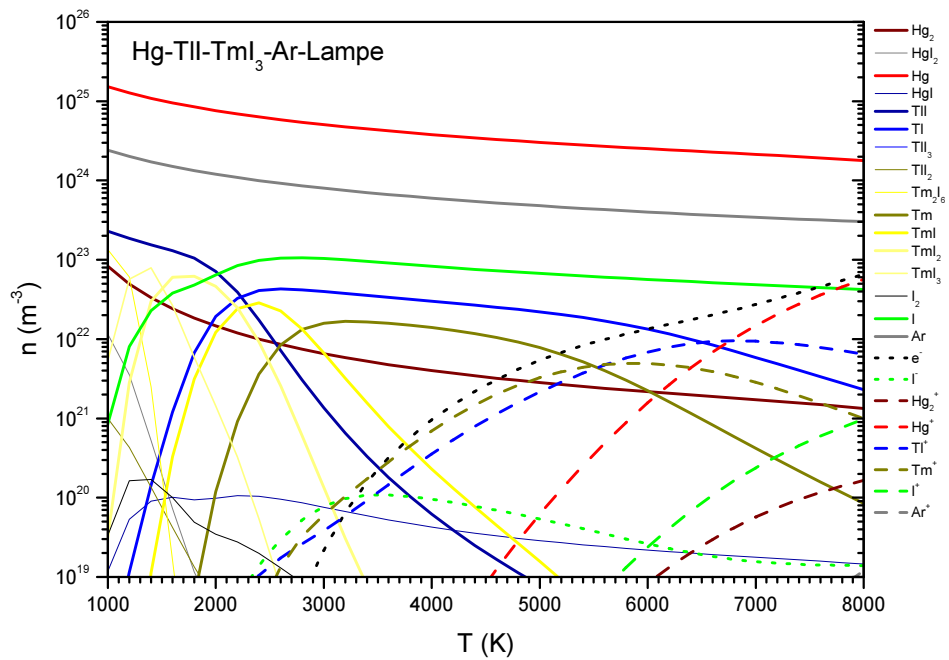


Abbildung 47: Plasmazusammensetzung einer Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampe.

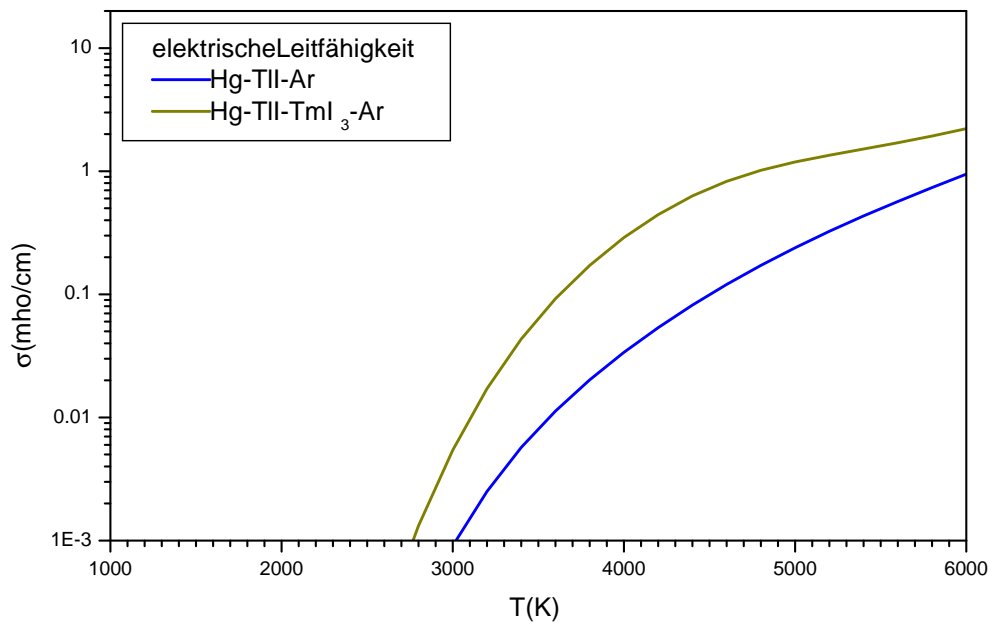


Abbildung 48: Elektrische Leitfähigkeit der Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampe im Vergleich zu der einer Hg-TII-Ar-Lampe.

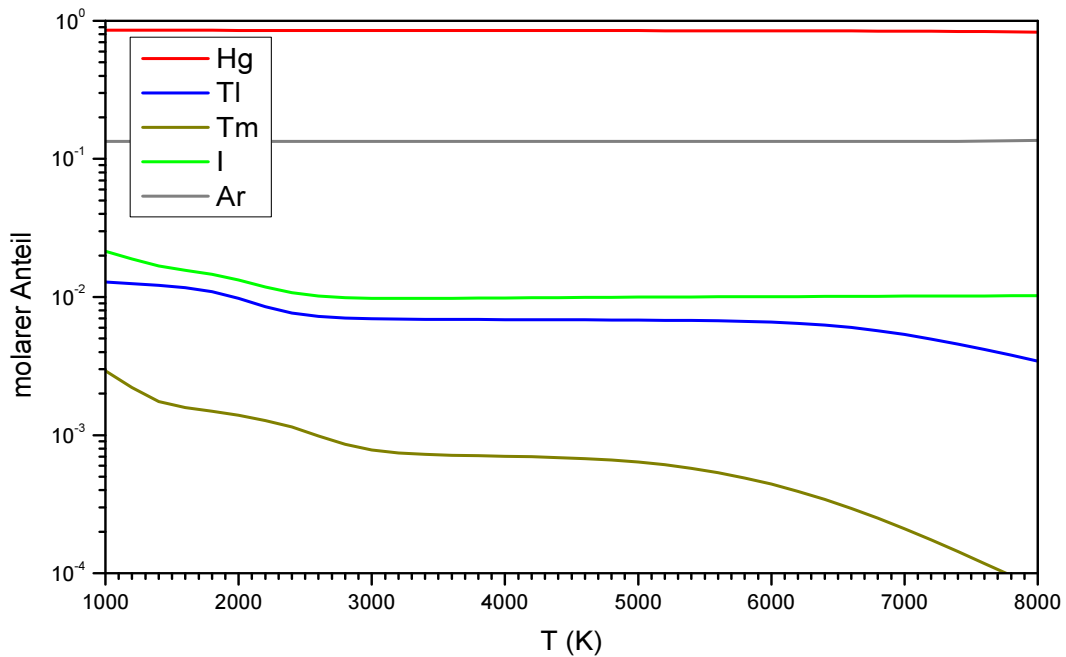


Abbildung 49: Molare Anteile der Elemente in einer Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampe.

sollte. In der Tat liefern die im folgenden aufgeführten Betrachtungen zur Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampe auch keine Hinweise in dieser Richtung.

Den Temperaturverlauf der molaren Anteile der Elemente für die Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampe zeigt Abbildung 49. Für Tm ergibt sich ein noch steilerer Abfall zu den höheren Temperaturen hin als für Tl. Grund dafür ist das Durchlaufen von drei Dissoziationsstufen. Diese sind, wie in Kapitel 5.1 dargelegt, hauptverantwortlich für die radiale Entmischung in Metallhalogenidlampen.

Mit der starken Temperaturabhängigkeit des molaren Anteils an Tm wird noch viel deutlicher als beim Tl klar, dass eine Berücksichtigung der radialen Entmischung nicht nur für die Plasmazusammensetzung, sondern auch für die Transportdaten, wie die elektrische Leitfähigkeit, unumgänglich ist. Würde die radiale Entmischung nicht in die Behandlung mit einbezogen, ergäbe sich eine bis zu einem Faktor 4 zu große Tm-Anzahldichte in der Bogenmitte. Damit würde auch eine zu große elektrische Leitfähigkeit berechnet, da Thulium ja ein wichtiger Elektronenlieferant ist.

6.4.5. Vergleich zwischen Modell und Experiment

Aus den Rechnungen zur Plasmazusammensetzung und elektrischen Leitfähigkeit im vorigen Abschnitt folgt, dass Thulium sich hinsichtlich der Ionisation ähnlich zum Thallium verhält: Die Elektronenzahldichte und damit die elektrische Leitfähigkeit wird bei Hinzugabe von Thulium zur Lampenfüllung größer. Genau so verhielt es sich schon beim Übergang von der Hg-Ar-Lampe zur Hg-TII-Ar-Lampe durch die Hinzugabe von Tl. Dabei ergab sich aus der Modellierung in Übereinstimmung mit Messungen für die Hg-TII-Ar-Lampe in der Bogenmitte eine gegenüber der Hg-Ar-Lampe kleinere Temperatur. Dieser Temperaturabfall

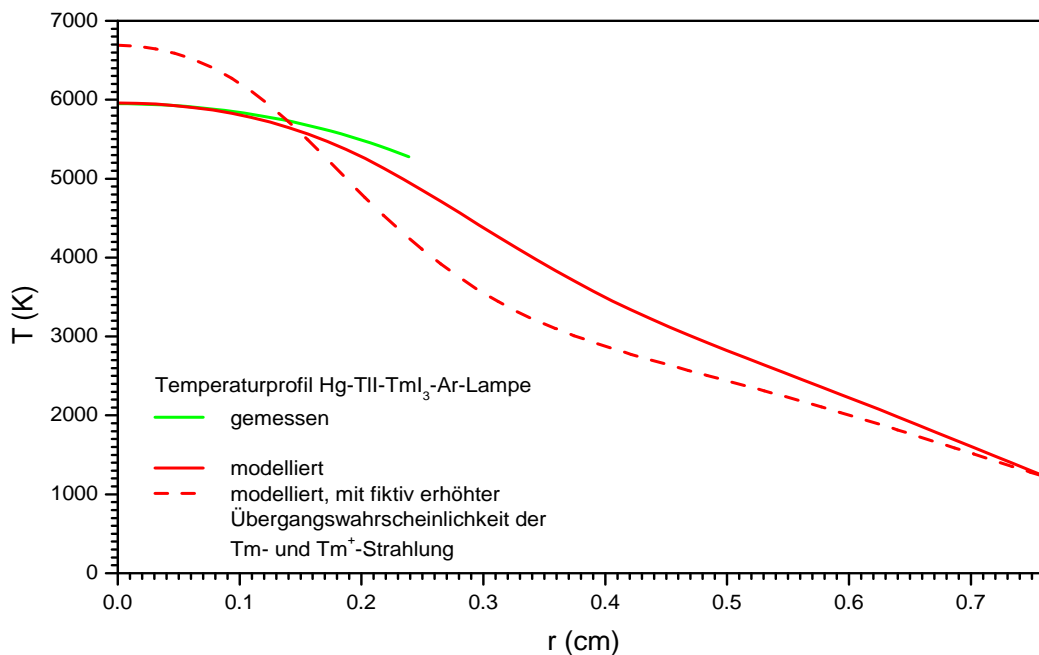


Abbildung 50: Gemessenes und modelliertes Temperaturprofil der Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampe. Die Modellierung erfolgte mit verschiedenen Übergangswahrscheinlichkeiten für Tm- und Tm⁺-Strahlung. Dadurch werden verschieden starke Einschnürungen erreicht.

wurde auf die durch die stärkere Ionisation in thalliumhaltigen Füllungen höhere elektrische Leitfähigkeit zurückgeführt.

Für thuliumhaltige Füllungen wird zunächst der selbe Effekt vermutet. In der Tat zeigen Modellrechnungen für Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampen ohne Berücksichtigung der Strahlung der Tm-Komponenten einen gegenüber den Hg-TII-Ar-Lampen weiteren Temperaturabfall in der Bogenmitte.

Dies steht jedoch im Widerspruch zu den Messungen. Abbildung 44 zeigte, dass die Temperatur in der Bogenmitte einer Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampe größer ist als in einer Hg-TII-Ar-Lampe. Der mit der stärkeren Ionisation in der Tm-haltigen Füllung verbundene Temperaturabfall wird also durch andere Prozesse überkompensiert.

Diese Prozesse sind die Strahlung des TmI-Moleküls sowie die Atom- und Ionenlinien des Tm und des Tm⁺.

Im Vergleich zu den bisher behandelten Strahlungsprozessen der anderen Komponenten verhalten sich lediglich die Tm⁺-Ionen auf die gleiche Weise: Ihre Strahlung kühlt die Bogenmitte.

Für Tm und TmI hingegen ist bei den Temperaturen in der Bogenmitte das Anzahldichtemaximum bereits überschritten. Durch ihre Strahlung werden also vermehrt die Bereiche bei mittleren Radien im Bogensaum gekühlt.

Werden die Strahlungsprozesse von TmI, Tm und Tm⁺ berücksichtigt, ergibt die Modellierung des Temperaturprofils die in Abbildung 50 gezeigte Übereinstimmung mit der Messung. Dies wird erreicht durch die Behandlung der Strahlung der Tm-Komponenten wie folgt:

- Die Berücksichtigung der TmI-Molekülstrahlung in Form von zwei optisch dünnen Beiträgen für die Quasikontinua bei 550 nm und 600 nm. Diese Quasikontinua sowie deren Parameter wurden in [68, 72, 73] untersucht.
- In einer ersten Näherung wird die Strahlung des Tm und des Tm⁺ mit einem sehr einfachen Ansatz berücksichtigt: Aus den Termschemata wird eine mittlere Anregungsenergie bestimmt. Die gesamte Strahlung des Tm sowie des Tm⁺ wird zu jeweils einer repräsentativen Linie zusammengefasst. Die Übergangswahrscheinlichkeit für die Tm und für die Tm⁺-Linie wird dabei wegen der Ähnlichkeiten in den Termschemata als gleich angesetzt. Die Bestimmung der anzusetzenden Übergangswahrscheinlichkeit erfolgt über Anpassung der Modellrechnungen an das Experiment.

Die Strahlungsprozesse führen nun wegen des Überschreitens des Anzahldichtemaximums von TmI und Tm vor allem zu einer Kühlung des Bogens bei mittleren Radien.

Zur Erklärung, wie dies zum beobachteten Temperaturanstieg in der Bogenmitte führt, muß noch die integrale elektrische Leitfähigkeit diskutiert werden. Das Verhältnis aus Strom und elektrischer Feldstärke ergibt sich aus einer Aufintegration der elektrischen Leitfähigkeit über den Bogenquerschnitt. Sinkt die Temperatur und damit die elektrische Leitfähigkeit in den mittleren Bogenbereichen durch die Strahlung des Tm und des TmI, so muß bei konstantem Strom die elektrische Feldstärke steigen. Dies führt über die Ohmsche Aufheizung zu einem Temperaturanstieg vor allem in der Bogenmitte.

Der Einfluss der Strahlung des Tm und des Tm⁺ lässt sich auch durch eine fiktive Erhöhung der Übergangswahrscheinlichkeit demonstrieren. Im Temperaturprofil in Abbildung 50 führt dies zu einer stärkeren Einschnürung. Mit dieser verknüpft ist eine Erhöhung der Säulenspannung in Abbildung 51.

Der Vergleich des aus dem Modell erhaltenen Temperaturprofils sowie der berechneten Säulenspannung mit entsprechenden Messwerten in den Abbildungen 50 und 51 zeigt, dass das Temperaturprofil etwas zu eingeschnürt berechnet wird und im Modell eine zu kleine Säulenspannung erreicht wird.

Als Möglichkeiten für diese Abweichungen wurden folgende Punkte untersucht, die jedoch alle für eine vollständige Erklärung nicht ausreichten.

- Fehler im Experiment, deren Behebung zu einer stärkeren Einschnürung des experimentellen Temperaturprofils führt: Ein merklicher Einfluss der Krümmung des Entladungsgefäßes oder ein Breitlaufen der Linie Hg 577/579 nm durch das Apparateprofil konnte ausgeschlossen werden.
- Fehler im Modell, deren Behebung zu einer geringeren Einschnürung des modellierten Temperaturprofils führt: Der Einfluss eines Energietransport aus der Bogenmitte in weiter außen liegende Bereiche bei Berücksichtigung der Tm-Strahlung im Strahlungstransport, also nicht nur als reiner Energieverlustterm, war nicht groß genug, um den Widerspruch zu beheben.
- Fehler im Modell, deren Behebung zu einer größeren elektrischen Feldstärke im Modell führt: Ein Einfluss der Impulsaustauschquerschnitte von Tl und Tm ist nicht zu erwarten, da die Anzahldichten von Tl und Tm gegenüber Hg und I so klein sind, dass die

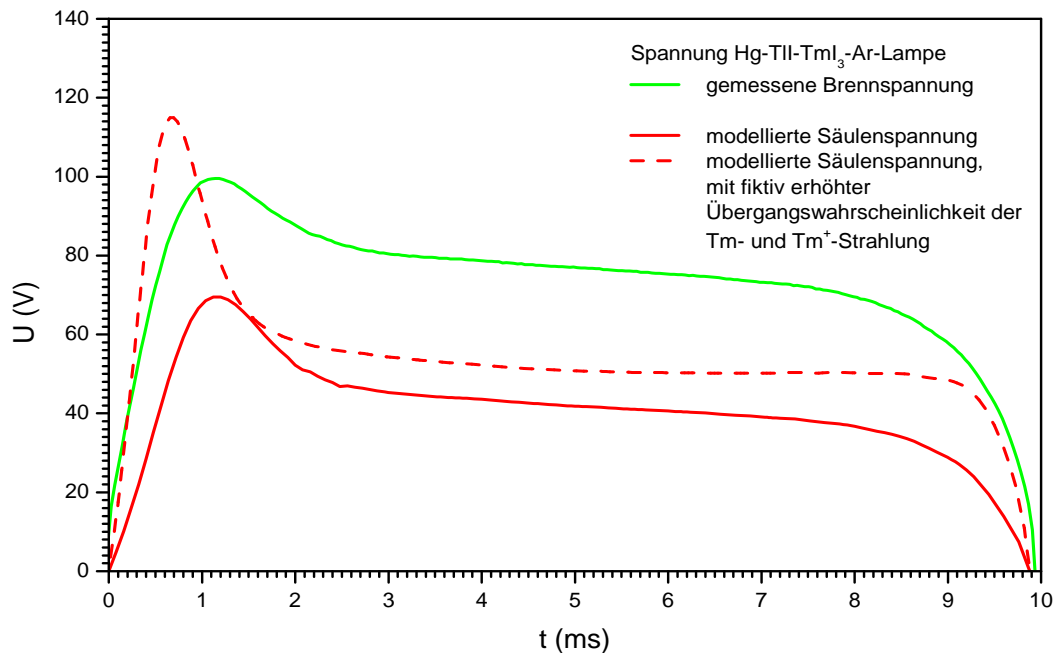


Abbildung 51: Gemessene Brennspannung und modellierte Säulenspannung der Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampe. Eine höhere Übergangswahrscheinlichkeit für die Tm- und Tm⁺-Strahlung führt zu einer höheren Brennspannung.

entsprechenden Impulsaustauschquerschnitte um Größenordnungen über denen des Hg liegen müssten, um eine schlechtere elektrische Leitfähigkeit und damit größere elektrische Feldstärke zu bewirken.

Für das Temperaturprofil sind die Abweichungen zwischen Modell und Experiment im tatsächlich der Messung zugänglichen Bereich (nur dieser ist in Abbildung 50 eingezeichnet, die Extrapolation zur Wandtemperatur wurde weggelassen) nur gering. Die Unterschiede zeigen sich vor allem in der Säulenspannung.

Diese ist aber für die vorliegenden Hg-TII-TmI₃-Ar-Lampen nur sehr ungenau bekannt, da die elektrische Feldstärke nicht gemessen werden konnte.

Für weitere Untersuchungen ist zunächst eine genauere Bestimmung der Feldstärke in Tm-haltigen Lampen notwendig. Hierbei sind Maßnahmen zu ergreifen, die die axiale Entmischung unterbinden.

7. Diskussion der Ergebnisse

Ziel der in den vorigen Kapiteln dargestellten Untersuchungen war ein Verständnis der physikalischen Prozesse, die in Entladungsplasmen von Metallhalogenidlampen ablaufen.

Dieses Verständnis wurde entwickelt mit Hilfe eines Modells für die Leistungsbilanz des Bogens. In dieses Modell geht der Strahlungstransport im Entladungplasma ein. Da insbesondere in weiter außen liegenden Bogenbereichen die Absorption von Strahlung, die an anderen Orten im Plasma emittiert wurde, eine entscheidende Rolle spielt, wird die Lösung der Leistungsbilanzgleichung zu einem nichtlokalen Problem.

Ergebnis der Modellrechnungen sind Temperaturprofil und elektrische Feldstärke, welche mit entsprechenden experimentellen Werten verglichen wurden. Übereinstimmung konnte erst erzielt werden, nachdem alle wichtigen physikalischen Prozesse im Modell korrekt berücksichtigt waren.

Diese Arbeit stellt die Fortführung des in [11] begonnenen Ansatzes zur Behandlung von Hochdruckentladungen für die Lichterzeugung dar. Es wurde zunächst versucht, auch die komplexeren Füllungen Hg-HgI₂-Ar, Hg-HgI₂-TII-Ar, Hg-TII-Ar und Hg-TII-TmI₃-Ar in analoger Weise zum Hg-Ar-Bogen in [11] zu beschreiben. Die Hinzugabe der weiteren Füllungskomponenten führte aber dazu, dass mit ihnen verbundene physikalische Prozesse für die Entladung wichtig wurden, die in der Hg-Ar-Füllung nicht auftreten. Zur korrekten Behandlung dieser physikalischen Prozesse wurde in dieser Arbeit auch der verwendete Modellansatz weiterentwickelt.

Zusätzlich mussten die experimentellen Methoden ergänzt werden, um die notwendigen Eingangs- und Vergleichsgrößen für die Modellrechnungen bestimmen zu können.

Als wichtiger Teil des verbesserten Modellansatzes erwies sich die Berücksichtigung der radialen Entmischung bei der Berechnung der Plasmazusammensetzung:

Die behandelten Plasmen sind durch die hohen Drücke stoßdominiert. So ist an jeder Stelle der Entladung die Einstellung eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts sichergestellt. Die Plasmazusammensetzung kann durch Minimierung der freien Energie berechnet werden. Als Randbedingung gehen dabei die molaren Verhältnisse der Elemente ein. Diese werden üblicherweise im Sinne einer vollständigen Durchmischung für jeden Ort im Plasma gleich angesetzt.

Die Vorstellung einer vollständigen Durchmischung trifft auf die untersuchten Plasmen allerdings nicht zu: Durch die Temperaturgradienten und die damit verbundenen Anzahldichtegradienten treten Diffusionsprozesse auf. Diese Prozesse sind Nichtgleichgewichtsprozesse. Durch den hohen Druck stören sie zwar nicht die Einstellung des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts, aber benachbarte Orte im Plasma sind nicht mehr unabhängig voneinander, sondern über die Diffusionsgleichungen gekoppelt. Die Randbedingung für das lokale thermodynamische Gleichgewicht, die molaren Verhältnisse der Elemente, werden damit ortsabhängig und stellen sich so ein, dass die Diffusionsprozesse ein dynamisches Gleichgewicht ausbilden.

In den untersuchten, nahezu zylindersymmetrischen Plasmen sind die Temperaturgradienten besonders in radialer Richtung sehr groß. Die Betrachtungen beschränken sich deshalb auf eine Berücksichtigung der radialen Entmischung. Durch den gewählten Ansatz kann die Angabe

der Plasmazusammensetzung formal als Funktion der lokalen Temperatur beibehalten werden. Dies ist wichtig für den Modellansatz zur Bestimmung von Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke, da dieser ansonsten nicht weiter eindimensional verwendet werden könnte. Für vollständig verdampfende Komponenten ergibt sich aus dem notwendigen Iterationsverfahren allerdings eine implizite Abhängigkeit der Plasmazusammensetzung von der Temperaturverteilung im gesamten Plasmavolumen.

Besonders betroffen von der radialen Entmischung sind die Elemente, welche in den Randbereichen als Moleküle vorliegen. Diese Moleküle dissoziieren zur Bogenmitte hin auf Grund der steigenden Temperatur. Durch die großen Anzahldichtegradienten in den Dissoziationsbereichen kommt es zu starken Diffusionsprozessen, die wegen der großen Massenunterschiede zwischen den Molekülen und den einzelnen Atomen, aus denen diese bestehen, zu einer deutlichen Entmischung führen.

Bei noch höheren Temperaturen ergeben sich darüber hinaus merkliche Einflüsse für die ionisierten Komponenten durch die Diffusion der Elektronen. Die in den untersuchten Metallhalogenidlampen erreichten Temperaturen und damit Ionisationsgrade sind aber so klein, dass die dadurch hervorgerufene radiale Entmischung deutlich kleiner ist als die durch die Dissoziation der Moleküle.

Die radiale Entmischung führt dazu, dass der molare Anteil der betroffenen Elemente in der Bogenmitte deutlich kleiner ist als in den Randbereichen. Da gerade die für die Abstrahlung der Lampe und den Strahlungstransport in der Bogenmitte mit entscheidenden Elemente - Thallium und Thulium - am Rand in Form von Molekülen - TlI und TmI_3 - vorliegen, hat die Berücksichtigung der radialen Entmischung für diese Elemente und ihre Verbindungen deutliche Auswirkungen und ist damit für ein Verständnis der Prozesse im Bogenplasma unverzichtbar.

Durch die radiale Entmischung unterscheiden sich die molaren Anteile von Thallium und Thulium zwischen Bogenmitte und Rand um Faktoren in der Größenordnung von 2 bis 3. Die Parameter der dafür verantwortlichen Diffusionsprozesse sind nur ungenau bekannt. Zudem ist anzunehmen, dass es neben der radialen Entmischung noch weitere Entmischungseffekte in axialer Richtung gibt. Diese können im gewählten Modellansatz nicht berücksichtigt werden. Somit kann der Zusammenhang zwischen den molaren Anteilen der betroffenen Elemente in der für das Verständnis der Lampen entscheidenden Bogenmitte und den Randbereichen nicht mehr zuverlässig angegeben werden.

Daraus ergibt sich ein starker Vorbehalt gegenüber der Anwendbarkeit der Cold-Spot-Methode zur Behandlung von Komponenten, die nur teilweise verdampfen. Bei dieser Methode wird zunächst die Thermodynamik des Systems Kondensat-Dampf an der kältesten Stelle im Entladungsvolumen bei der Cold-Spot-Temperatur behandelt. Die resultierenden molaren Anteile der Elemente im Dampf dienen dann als Ausgangspunkt für die Berechnung der Plasmazusammensetzung über den gesamten Temperaturbereich. Wird radiale Entmischung berücksichtigt, geht in diese Berechnung der Temperaturverlauf der Diffusionsgleichungen und der darin enthaltenen Parameter ein. Somit enthält die Berechnung der Plasmazusammensetzung in der Bogenmitte alle Unsicherheiten in der Beschreibung der auftretenden Diffusionsprozesse. Bei den vorliegenden Unsicherheiten in den Parametern und auch dem Ansatz zur Beschreibung der Entmischung ergäben sich aus der Cold-Spot-Methode so große Ungenauigkeiten, dass sogar ein qualitatives Verständnis der wichtigen Prozesse im Plasma von Metall-

halogenidlampen in Frage gestellt sein würde.

Zudem ist die Bestimmung der Cold-Spot-Temperatur selbst sehr schwierig bzw. die Existenz einer einzigen Cold-Spot-Temperatur fragwürdig.

Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wurde die Cold-Spot-Methode zur Behandlung von nur teilweise verdampfenden Komponenten deshalb nicht angewandt.

Stattdessen wird zur Bestimmung der molaren Anteile der Elemente, deren Verbindungen in den Randbereichen nur teilweise verdampfen, eine spektroskopische Methode angewandt, die Kuppenabstandsmethode, entwickelt. Diese erlaubt die Bestimmung der molaren Anteile der Elemente in der Bogenmitte. Die Kuppenabstandsmethode nutzt selbstumgekehrte Atomlinien. Durch die hohe Anzahldichte des unteren Niveaus der jeweiligen Linien tritt eine derart starke Absorption in der Linienmitte auf, dass sich als Lösung der Strahlungstransportgleichung entlang des Sichtstrahls durch die Plasmasäule für die Flächenstrahldichte eine so genannte Selbstumkehr ergibt: Es treten zwei Kuppen, links und rechts der Linienmitte, auf. Die Differenz der Wellenlängen dieser Kuppen, der Kuppenabstand, wird für verschiedene molare Anteile des entsprechenden Elements berechnet. Aus einer Anpassung an Messungen der Flächenstrahldichte kann der tatsächlich in der jeweiligen untersuchten Lampen auftretende molare Anteil des entsprechenden Elements bestimmt werden. In die Berechnung geht das gemessene Temperaturprofil ein, wobei die Strahlungstransportgleichung exakt gelöst wird. Es werden keine vereinfachenden Annahmen für den Strahlungstransport der Linie gemacht.

Die Bestimmung der molaren Anteile der Elemente durch die Kuppenabstandsmethode in der Bogenmitte verschiebt gegenüber der Cold-Spot-Methode die Unsicherheit in der berechneten Plasmazusammensetzung, die durch die radiale Entmischung bedingt ist, von der Bogenmitte in die Randbereiche. Dies ist für ein Verständnis der Plasmasäule von Metallhalogenidlampen aber weitaus weniger hinderlich, da die Prozesse in den Randbereichen keine entscheidenden Einflüsse auf die Ausbildung des Temperaturprofils in der Bogenmitte haben.

Auch bei den komplexen Füllungen wird die elektrische Leitfähigkeit der Metallhalogenidlampen weitgehend durch den Impulsaustauschquerschnitt der Quecksilberatome bestimmt. Aufgrund viel kleinerer Anzahldichten und kleinerer Impulsaustauschquerschnitte tragen die anderen Komponenten nicht merklich bei. Lediglich das Iodatome hat einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss. Sein Impulsaustauschquerschnitt wurde untersucht. Der Wert nach [50] wurde gegenüber anderen Werten durch Untersuchungen an Hg-HgI₂-Ar-Lampen abgesichert. Damit wurde sichergestellt, dass die elektrische Leitfähigkeit auch von iodhaltigen Füllungen zuverlässig beschrieben werden kann.

Für die Ausbildung von Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke entscheidend sind die Strahlungsprozesse. Bei der Strahlung der Atome und Ionen ist zu unterscheiden zwischen Linien, die eine merkliche Selbstabsorption zeigen und Linien, für die das Plasma optisch dünn ist. Letztere stellen in der Leistungsbilanz lediglich einen Verlustterm dar und können somit für jede Komponente zu einer temperaturabhängigen Größe zusammengefasst werden. Für die selbstabsorbierten Linien hingegen ist eine genaue Berechnung des Strahlungstransports nötig, da diese Linien nicht nur in ihren Flügeln, in deren Wellenlängenbereich das Plasma optisch dünn ist, einen Verlustterm in der Leistungsbilanz darstellen, sondern im Mittenbereich einen Energietransport innerhalb des Bogenplasmas bewirken. Entscheidend sind hierbei vor allem die Wellenlängenbereiche, für die das Plasma noch nicht vollständig optisch dick ist. In

diesen Übergangsbereichen wird die emittierte Energie nicht sofort wieder am Ort absorbiert, sondern erst in merklicher Entfernung.

Es wurde dargelegt, dass für die korrekte Beschreibung des Strahlungstransports der Hg-Linie bei 185 nm eine genaue Betrachtung notwendig ist. Diese Linie zeigt eine Verbreiterung gegenüber der Mittenwellenlänge derart, dass die in den Formeln für Emissions- und effektiven Absorptionskoeffizient oft verwendete Näherung $\lambda = \lambda_0$ nicht erlaubt ist. Es ist genau zu unterscheiden, wann die Mittenwellenlänge der Linie (λ_0) und wann die Wellenlänge des emittierten bzw. absorbierten Photons (λ) verwendet werden muss. Eine korrekte Behandlung zeigt, dass im Kirchhoffschen Strahlungsgesetz, das die Beziehung zwischen Emissions- und effektivem Absorptionskoeffizient herstellt, nicht die Planck-Funktion für die jeweilige Wellenlänge λ , sondern für die Wellenlänge λ_0 der Linienmitte anzusetzen ist.

Neben der Atomstrahlung ist die Molekülstrahlung von entscheidender Bedeutung. Zur Abstrahlung der Lampe tragen beide Prozesse jeweils etwa zur Hälfte bei.

Geht es nur um den Einfluss der Molekülstrahlung auf die Ausbildung des Temperaturprofils in der Bogenmitte, so reicht es aus, für die Strahlung der in diesem Temperaturbereich mit ausreichender Anzahldichte vorhandenen Moleküle ein optisch dünnes Plasma anzunehmen. Der Beitrag der Moleküle in der Leistungsbilanz kann als reiner Verlustterm behandelt werden. Eine genaue Beschreibung im Strahlungstransport würde eine genaue Kenntnis der Absorptionskoeffizienten der beteiligten Moleküle erfordern. Diese ist aber gerade für die in Metallhalogenidlampen wichtigen Moleküle der Seltenen Erden nicht gegeben. Wichtig wird der Beitrag der Absorption von Strahlung durch Moleküle erst in den Randbereichen. Der Einfluss auf die Ausbildung des Temperaturprofils in der Bogenmitte ist aber klein, so dass diese Absorption vernachlässigt wird.

Der gewählte eindimensionale Modellansatz zur Bestimmung von Temperaturprofil und elektrischer Feldstärke ermöglicht eine genaue Berücksichtigung des Strahlungstransports. Da gerade die Umverteilung von Energie durch Emission und Absorption von Strahlung innerhalb des Bogens ein wichtiger Prozess ist, darf auf seine Behandlung nicht verzichtet werden. Der Übergang zu höheren Dimensionen würde entweder die Notwendigkeit des Verzichts auf eine genaue Beschreibung des Strahlungstransports bedeuten oder den Rechenaufwand derart in die Höhe treiben, dass eine Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit nicht mehr möglich wäre. Temperaturprofil und elektrische Feldstärke zeigen im Experiment eine Zeitabhängigkeit. Bei deren Berücksichtigung im Modell ist die Energiebilanz nicht zu jedem Zeitpunkt ausgeglichen. Im Modell muss deshalb statt der Energiebilanz die zeitabhängige Leistungsbilanz betrachtet werden, die zeitliche Änderung der Enthalpie ist ungleich Null. Damit ist der berechnete Zeitverlauf für Temperaturprofil und elektrische Feldstärke nicht derselbe wie der nach einem quasistationären Ansatz.

Aus den Untersuchungen zu den verschiedenen Füllungen ergibt sich folgende Beschreibung des Funktionsprinzips von Hg-TII-TmI₃-Ar-Metallhalogenidlampen:

Das Temperaturprofil in der Bogenmitte ist durch die Leistungsbilanz zwischen ohmscher Aufheizung auf der einen Seite und Strahlung sowie Wärmeleitfähigkeit auf der anderen Seite bestimmt. Dabei spielt die Wärmeleitfähigkeit nur eine untergeordnete Rolle. In der Strahlung sind sowohl Emission als auch Absorption von Strahlung aus anderen Bogenbereichen zu berücksichtigen. Die Leistungsbilanzgleichung enthält die Strahlungstransportgleichung und

wird zu einer Integro-Differentialgleichung.

Für weiter außen liegende Bereiche wird die Emission durch die mit der Temperatur abnehmende Besetzung angeregter Niveaus immer unwichtiger. Auch die elektrische Leitfähigkeit und damit der ohmsche Aufheizterm nehmen exponentiell ab. In den Randbereichen ist die Leistungsbilanz schließlich durch das Gleichgewicht zwischen Absorption von Strahlung und Wärmeleitung gegeben.

Durch die Verhältnisse in den Randbereichen sowie die Wandtemperatur ergeben sich Einflüsse auf die Bogenmitte. Diese sind jedoch klein, auch große Änderungen z.B. der Wärmeleitfähigkeit in den Randbereichen oder der Wandtemperatur ändern das resultierende Temperaturprofil im Zentrum der Entladung nicht deutlich. Somit kann die Bogenmitte als hinreichend isoliert von den Randbereichen betrachtet werden, das Plasma ist nicht wandstabilisiert. Die Beiträge der Komponenten zur Leistungsbilanz sind im einzelnen:

- Quecksilber trägt vor allem über seine selbstabsorbierten Resonanzlinien bei 185 nm und bei 254 nm zur Energieumverteilung innerhalb des Bogens bei. Die Flügel dieser Linien ergeben zusammen mit weiteren Linien im sichtbaren sowie im infraroten Wellenlängenbereich einen Verlustterm für die Leistungsbilanz. Die Abstrahlung wird von Quecksilber nur unwesentlich beeinflusst. Mit Abstrahlung ist hier wie im folgenden die Abstrahlung im sichtbaren Wellenlängenbereich gemeint, da es um die Funktion der Lampe als Lichtquelle geht.

Die wichtigste Rolle des Quecksilbers ist seine Funktion als Stoßpartner der Elektronen bei der Ausbildung der elektrischen Leitfähigkeit. Dies beruht auf seinem gegenüber den anderen Komponenten großen Impulsaustauschquerschnitt sowie seiner gegenüber den anderen Komponenten großen Anzahldichte. Diese kommt durch den hohen Dampfdruck des Quecksilbers zustande. Die elektrische Leitfähigkeit ist also direkt mit der Anzahldichte des Quecksilbers gekoppelt. Die oft verwendete Bezeichnung von Quecksilber als Spannungsbildner ist dadurch begründet.

- Von den Strahlungsbeiträgen des Iod sind nur Linien im infraroten Wellenlängenbereich für die Leistungsbilanz wichtig. Die Resonanzlinien sind zu schmal, die Linien im Sichtbaren haben eine zu kleine Übergangswahrscheinlichkeit, um merkliche Beiträge zu liefern.

Auf Grund seiner Anzahldichte ist Iod nach Quecksilber der zweitwichtigste Stoßpartner der Elektronen bei der Ausbildung der elektrischen Leitfähigkeit. Sein Impulsaustauschquerschnitt ist kleiner als der des Quecksilbers, so dass die Stöße der Elektronen mit Iod gegenüber denen mit Quecksilber nur eine kleine, aber dennoch nicht zu vernachlässigende Rolle spielen.

- Thallium und Thulium haben gegenüber den anderen Komponenten die niedrigsten Ionisierungsenergien. Die Elektronenzahldichte ist fast ausschließlich auf ihre Ionisation zurückzuführen. Thallium und Thulium beeinflussen so über die elektrische Leitfähigkeit den ohmschen Aufheizterm, der bestimmt, wie groß die Temperatur in der Bogenmitte wird. Die Strahlung des Thallium enthält mit den selbstabsorbierten Resonanzlinien bei 377 nm und bei 535 nm Beiträge, die Energie im Bogen umverteilen. Die Linie bei

535 nm ist auch für die Abstrahlung von Wichtigkeit. Als Verlustterm sind die weiteren Thallium-Linien im Sichtbaren und im Infraroten zu berücksichtigen.

Thuliumatom und Thuliumion haben eine Vielzahl von Linien im gesamten sichtbaren Wellenlängenbereich. Beide spielen also eine wichtige Rolle sowohl für die Abstrahlung als auch für die Leistungsbilanz. Dasselbe gilt für die Molekülstrahlung des Thuliummonoiodids. Wegen der bestimmenden Beiträge der Thallium- und Thuliumverbindungen zur Abstrahlung werden diese oft als Leuchtzusätze bezeichnet.

- Die Untersuchungen zur thuliumhaltigen Lampe zeigen aber, dass die Rollenverteilung zwischen Quecksilber als Spannungsbildner und Thallium- und Thuliumverbindungen als Leuchtzusätze nicht streng genommen werden darf. Vielmehr wirkt auch Thulium als Spannungsbildner. Dies geschieht über die aus der Strahlung des Tm-Atoms und des TmI-Moleküls resultierende Einschnürung des Temperaturprofils und der damit verbundenen Verschlechterung der integralen elektrischen Leitfähigkeit. Diese führt zu einer Erhöhung der Brennspannung. Über die dadurch größere Leistungseinkopplung steigt die Temperatur in den kalten Bogenbereichen und damit die Verdampfung des Kondensates, das u.a. TmI_3 enthält.

Der Prozess der Einschnürung durch Tm und TmI beruht darauf, dass für Tm und TmI die Normtemperatur überschritten wird. Damit liegt für diese Teilchen das Strahlungsmaximum nicht in der heißen Bogenmitte, sondern in weiter außen liegenden Bereichen. Die durch die Strahlung von Tm und TmI in diesen Bereichen hervorgerufene Kühlung erhöht den Widerstand des Plasmas und erhöht damit die ohmsche Aufheizung der Bogenmitte. Der dadurch ausgelöste Temperaturanstieg in der Bogenmitte wird begrenzt durch die mit steigender Temperatur ebenfalls steigende Abstrahlung der Teilchen, für welche die Normtemperatur nicht überschritten wird. Das sind Hg, Tl, I und die Tm-Ionen.

Der Effekt der Erhöhung von Brennspannung und Leistungseintrag durch Tm und TmI ist somit begrenzt selbstverstärkend. Durch den damit verbundenen Anstieg der Anzahldichten sämtlicher Thuliumverbindungen wirkt sich dies positiv auf die Abstrahlung aus.

Unter Berücksichtigung der beschriebenen physikalischen Prozesse gelang für die Hg-HgI₂-Ar-, die Hg-TlI-Ar- sowie die Hg-TlI-TmI₃-Ar-Lampen die Modellierung von Temperaturprofilen und elektrischen Feldstärken, die mit entsprechenden Messungen gut übereinstimmen. Dies zeigt, dass die verwendeten Ansätze sämtliche relevanten Prozesse enthalten und richtig berücksichtigen.

8. Ausblick

Das in dieser Arbeit weiterentwickelte Verständnis von quecksilberhaltigen Metallhalogenidlampen, die Thallium- und Thuliumiodide enthalten, stellt eine gute Grundlage für zukünftige Betrachtungen dar.

Gegenstand aktueller Untersuchungen sind beispielsweise energieeffiziente, quecksilberfreie Hochdrucklampen. Die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse zur Rolle von Thallium und Thulium können weiter angewandt werden, da diese Füllungskomponenten auch in den quecksilberfreien Systemen vorhanden sind. In der Hg-TII-TmI₃-Füllung beschränkt sich der Einfluss des Quecksilbers weitgehend auf seine Rolle als Stoßpartner der Elektronen bei der Ausbildung der elektrischen Leitfähigkeit. Wird nun Quecksilber mit seinem vergleichsweise großen Impulsaustauschquerschnitt aus der Füllung entfernt, so gewinnen die Impulsaustauschquerschnitte der anderen Komponenten an Gewicht. Dies gilt insbesondere für Iod, da weiterhin viele Komponenten als Iodide eingefüllt werden. Die in dieser Arbeit durchgeführte Bewertung verschiedener Impulsaustauschquerschnitte gewinnt damit an Bedeutung. Die durchgeführten Berechnungen von Impulsaustauschquerschnitten aus Wechselwirkungspotentialen sind auf weitere Komponenten übertragbar. Auch ohne entsprechende Literaturwerte bzw. zur Absicherung dieser kann damit ein möglicher Einfluss von Stößen zwischen Elektronen und Thallium- bzw. Thulium-Atomen auf die elektrische Leitfähigkeit in quecksilberfreien Lampen untersucht werden.

In den aktuell verfolgten Ansätzen für quecksilberfreie Lampen wird z.T. versucht, die Rolle des Quecksilbers als Stoßpartner der Elektronen von anderen Komponenten mit einem ähnlich hohen Impulsaustauschquerschnitt, z.B. Zink, übernehmen zu lassen.

Eine andere Möglichkeit ist in Fortführung des hier entwickelten Verständnisses der Hg-TII-TmI₃-Entladung die Nutzung des Zusammenhangs zwischen der Einschnürung des Temperaturprofils und dem damit verbundenen Anstieg der elektrischen Feldstärke.

Zusammenfassung

Die entscheidenden Prozesse, die zur Ausbildung der Temperaturverteilung und der elektrischer Feldstärke in quecksilberhaltigen Metallhalogenidlampen führen, wurden identifiziert. Dazu wurde eine repräsentative Untermenge der Füllungskomponenten von aktuellen kommerziellen Metallhalogenidlampen untersucht.

Ein Verständnis dieser Füllung ergab sich aus einem Vergleich zwischen gemessenen Werten für Temperaturprofil bzw. elektrische Feldstärke und Ergebnissen eines eindimensionalen, zeitabhängigen Modells.

Das eindimensionale Modell ermöglicht die zeitabhängige Lösung der Leistungsbilanz und des Strahlungstransports.

Mit diesem konnte die untersuchte Füllung Hg-TII-TmI₃-Ar beschrieben werden. Alle wichtigen Prozesse wurden dabei identifiziert, wie die Übereinstimmung zwischen gemessenem und berechnetem Temperaturprofil am Ende zeigte. Zur Bestimmung der Rolle der einzelnen Füllungskomponenten wurden diese schrittweise hinzugefügt.

Es zeigte sich, dass ein Verständnis von Füllungen, die molekulare Bestandteile enthalten, nur möglich ist, wenn der Einfluss zumindest der radialen Entmischung berücksichtigt wird. Diese führt zu einem Abfall der Anzahldichte der atomaren Bestandteile der Moleküle in der Bogenmitte.

Für die Temperaturverteilung in der Bogenmitte ist die Bilanz zwischen der Ohmschen Aufheizung und der Strahlung entscheidend. Die ohmsche Aufheizung ist bestimmt durch die elektrische Leitfähigkeit. In diese gehen neben der Elektronenzahldichte die Impulsaustauschquerschnitte der wichtigen Stoßpartner ein. In quecksilberhaltigen Lampen ist dies vor allem Hg. Daneben wurde der Einfluss des I untersucht. Der verwendete Impulsaustauschquerschnitt des I ist nun abgesichert, er ist für die Beschreibung von Metallhalogenidlampen geeignet. Die wichtigen Strahlungsprozesse sind zum einen die der Atome. Hier ist eine genaue Behandlung der optischen Tiefe des Plasmas notwendig, da ein Teil der Strahlung im Plasma wieder absorbiert wird. Die Orte der Emission und der Absorption sind dabei räumlich voneinander so weit getrennt, dass Näherungsmethoden nicht ausreichend sind. Das gewählte eindimensionale Modell ermöglicht eine exakte Berücksichtigung des Strahlungstransports. Zum anderen ist eine Berücksichtigung der Molekülstrahlung unumgänglich. In der Füllung Hg-TII-TmI₃-Ar führt die Strahlung des TmI zu einer Einschnürung des Temperaturprofils. Über die Leistungsbilanz damit verbunden ist ein Anstieg der elektrischen Feldstärke und der Temperatur im Bogenkern. Nur bei Berücksichtigung der Strahlung des TmI können TmI₃-haltige Lampen korrekt beschrieben und verstanden werden.

Die hier dargestellten Untersuchungen führten zu einem Verständnis des Funktionsprinzips des Entladungplasmas quecksilberhaltiger Metallhalogenidlampen. Die Ergebnisse stellen eine wichtige Grundlage zur weiteren Verbesserung von Hochdrucklampen dar.

A. Ansatz zur Berücksichtigung der radialen Entmischung

Der hier dargestellte Ansatz zur Berücksichtigung der radialen Entmischung geht auf R. W. Liebermann zurück [45].

Ergebnis werden die temperaturabhängigen molaren Anteile der Elemente sein. Diese werden zur Behandlung der radialen Entmischung benötigt, wie in Kapitel 5.1 dargestellt wurde.

Die folgenden Gleichungen sind allgemein für vektorielle Größen formuliert. Da hier die radiale Entmischung in zylindersymmetrischen Plasmasäulen diskutiert werden soll, wird bei den Umformungen teilweise davon ausgegangen, dass die Vektoren parallel sind und in radiale Richtung zeigen.

Die in diesem Anhang verwendeten Formelzeichen sind:

$\vec{\nabla}s$	Gradient der skalaren Größe s
$\eta_{\beta,i}$	stöchiometrischer Koeffizient für Komponente i in Reaktion β
μ_i	molares chemisches Potential der Komponente i
π	Kreiszahl
ρ	Massendichte
a_0	siehe (115)
$a_{i,\alpha}$	Zahl der Atome der Sorte α in der Komponente i
\vec{d}_i	siehe (111) und (113)
D_{ij}	Diffusionskoeffizient für gewöhnliche Diffusion von Komponente i in Komponente j
$D_{T,i}$	Diffusionskoeffizient für thermische Diffusion der Komponente i
e	Elementarladung
\vec{E}_a	ambipolares elektrisches Feld
f_β	siehe (122)
\vec{F}_i	externe Kraft auf die Komponente i
\vec{g}	Gravitationsvektor
\vec{j}_i	Massenflussvektor
k	Boltzmannkonstante
K_β	Gleichgewichtskonstante der Reaktion β
m_i	Masse der Komponente i
M_α	molarer Anteil des Elements α
n_i	Teilchenzahldichte der Komponente i
n	gesamte Teilchenzahldichte
p	Gesamtdruck
p_0	Standarddruck
q_i	Ladung der Komponente i , $q_i = ez_i$
$Q_{ij}^{(1,1)}$	gemittelter Stoßquerschnitt nach Chapman-Enskog-Näherung 1. Ordnung

R	molare Gaskonstante
$S_i(\eta_\beta)$	siehe (123)
$S_i(\bar{y})$	siehe (120)
T	Temperatur
T_0	Standardtemperatur
ΔT	Temperaturdifferenz
$\vec{v}_{D,i}$	Diffusionsgeschwindigkeit der Komponente i
x_i	Molenbruch der Komponente i
\bar{y}_i	siehe (114)
y_i^*	siehe (130)
z_i	Ladungszahl der Komponente i , $q_i = ez_i$

Betrachtet wird ein System aus v Komponenten (Indices i, j, k). Der Massenflussvektor \vec{j}_i ist gegeben durch

$$\vec{j}_i = m_i n_i \vec{v}_{D,i} = \frac{n^2 m_i}{\rho} \sum_{j=1}^v m_j D_{ij} \vec{d}_j - D_{T,i} \vec{\nabla} \ln \frac{T}{T_0}, \quad i = 1..v \quad (110)$$

mit

$$\vec{d}_j = \vec{\nabla} x_j + x_j \left(1 - \frac{nm_j}{\rho}\right) \vec{\nabla} \ln \frac{p}{p_0} - \left(\frac{x_j m_j}{kT\rho}\right) \left(\frac{\rho \vec{F}_j}{m_j} - n \sum_{k=1}^v x_k \vec{F}_k\right) \quad (111)$$

und der externen Kraft

$$\vec{F}_k = ez_k \vec{E} + m_k \vec{g} + ez_k \vec{v}_{D,k} \times \vec{B}. \quad (112)$$

Der erste Term in der Summe in (110) beschreibt die gewöhnliche Diffusion und über die externe Kraft die ambipolare Diffusion. Der zweite Term steht für die thermische Diffusion. Für die Anwendung auf die in dieser Arbeit untersuchten Lampen werden in (112) der Konvektionsterm $m_k \vec{g}$ (zylindersymmetrischer Bogen in senkrechter Brennlage) sowie der Einfluss eines Magnetfelds (siehe Kapitel 3.5) vernachlässigt.

Für verdünnte Gase gilt nach der Chapman-Enskog-Näherung für \vec{d}_j [25]

$$\vec{d}_j = \sum_{k=1}^v \frac{n_j \vec{y}_k - n_k \vec{y}_j}{na_0 \sqrt{T}} \frac{m_j m_k}{m_j + m_k} Q_{jk}^{(1,1)}, \quad j \neq k, \quad (113)$$

$$\vec{y}_k = n_k \vec{v}_{D,k} + \frac{D_{T,k}}{m_k} \vec{\nabla} \ln \frac{T}{T_0}, \quad (114)$$

$$a_0 = \frac{3\sqrt{2\pi k}}{16}. \quad (115)$$

(111) und (113) zusammen ergeben für den Gradienten des Molenbruchs x_j

$$\begin{aligned}\vec{\nabla}x_j &= \sum_{k=1}^{\nu} \frac{n_j \vec{y}_k - n_k \vec{y}_j}{na_0 \sqrt{T}} \frac{m_j m_k}{m_j + m_k} Q_{jk}^{(1,1)} - \\ &x_j \left(1 - \frac{nm_j}{\rho}\right) \vec{\nabla} \ln \frac{p}{p_0} + \\ &\frac{x_j m_j}{kT \rho} \left(\frac{\rho \vec{F}_j}{m_j} - \sum_{k=1}^{\nu} n_k \vec{F}_k \right), \quad j = 1..v.\end{aligned}\quad (116)$$

Das thermodynamische Gleichgewicht kann formuliert werden über die κ Reaktionsgleichungen (Index β)

$$\ln(K_\beta) = \sum_{i=1}^{\nu} \eta_{\beta,i} \ln \frac{x_i p}{p_0} = - \sum_{i=1}^{\nu} \eta_{\beta,i} \frac{\mu_i}{RT}, \quad \beta = 1.. \kappa. \quad (117)$$

Nach [31, 32] wird von diesen Reaktionsgleichungen der Gradient bestimmt und dabei der Gradient der Molenbrüche über die Diffusionsgleichungen weiter oben festgelegt.

Zunächst folgt aus (117) durch Gradientenbildung

$$\frac{d}{dT}(\ln(K_\beta)) \vec{\nabla}T = \sum_{i=1}^{\nu} \frac{\eta_{\beta,i} \vec{\nabla}x_i}{x_i} = \sum_{i=1}^{\nu} \eta_{\beta,i} \frac{\mu_i}{RT^2} \vec{\nabla}T. \quad (118)$$

In diese Gleichung wird nun $\vec{\nabla}x_i$ nach (116) eingesetzt. Da im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht die stöchiometrische Summe für die Masse und die Ladung bei jeder Reaktion gleich Null ist, tragen der zweite und dritte Term in (116) zur Summe über alle Komponenten in (118) nicht bei, es ist also nur der erste Term in (116) zu berücksichtigen.

$$\sum_{i=1}^{\nu} \frac{\eta_{\beta,i} \vec{\nabla}x_i}{x_i} = \sum_{i=1}^{\nu} \frac{\eta_{\beta,i}}{x_i a_0 \sqrt{T}} S_i(\vec{y}) = \sum_{i=1}^{\nu} \eta_{\beta,i} \frac{\mu_i}{RT^2} \vec{\nabla}T, \quad (119)$$

$$S_i(\vec{y}) = \sum_{j=1}^{\nu} \frac{m_i m_j}{m_i + m_j} Q_{ij}^{(1,1)} (x_i \vec{y}_j - x_j \vec{y}_i). \quad (120)$$

Durch Umstellung kann diese Gleichung in folgende Form gebracht werden:

$$\sum_{i=1}^{\nu} \frac{n_i \vec{D}_{D,i}}{x_i \vec{\nabla}T} S_i(\eta_\beta) = f_\beta(T) \quad (121)$$

$$f_\beta(T) = a_0 \sqrt{T} \sum_{i=1}^{\nu} \eta_{\beta,i} \frac{\mu_i}{RT^2} - \frac{1}{T} \sum_{i=1}^{\nu} \frac{D_{T,i}}{x_i m_i} S_i(\eta_\beta) \quad (122)$$

$$S_i(\eta_\beta) = \sum_{j=1}^{\nu} \frac{m_i m_j}{m_i + m_j} Q_{ij}^{(1,1)}(x_i \eta_{\beta,j} - x_j \eta_{\beta,i}) \quad (123)$$

Die Gleichungen (121) für alle Reaktionen $\beta = 1.. \kappa$ stellen ein Gleichungssystem dar, das die Diffusionsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Temperaturgradient festlegt. Zur Lösung müssen zusätzlich bekannt sein:

- die lokale Temperatur,
- die Plasmazusammensetzung,
- die Stoßquerschnitte und
- die thermischen Diffusionskoeffizienten.

Zusätzlich zu (121) müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

Die Komponenten bestehen aus ε verschiedenen Atomen (Index α). Die Zahl der Atome der Sorte α in der Komponente i ist $a_{i,\alpha}$. Im stationären Fall bleibt die Gesamtzahl jeder Atomsorte an jedem Ort konstant:

$$\sum_{i=1}^{\nu} a_{i,\alpha} \vec{v}_{D,i} = 0. \quad (124)$$

Die ambipolare Diffusion führt dazu, dass keine Ströme fließen:

$$\sum_{i=1}^{\nu} e z_i \vec{v}_{D,i} = 0. \quad (125)$$

Ausgehend von einer Temperatur T , bei der die Plasmazusammensetzung bekannt ist, sollen die aus (121), (124) und (125) resultierenden Diffusionsgeschwindigkeiten nun dazu verwendet werden, auch bei einer Temperatur $T + \Delta T$ die Plasmazusammensetzung zu bestimmen. Dazu muss zunächst das ambipolare elektrische Feld bestimmt werden. Damit die Quasineutralität erfüllt ist, muss

$$\sum_{i=1}^{\nu} z_i \vec{\nabla} x_i = 0 \quad (126)$$

gelten. Nach (116) gilt auch

$$\sum_{i=1}^{\nu} z_i \vec{\nabla} x_i = \sum_{i=1}^{\nu} \frac{z_i S_i(\vec{y})}{a_0 \sqrt{T}} + \frac{e \vec{E}_a}{kT} \sum_{i=1}^{\nu} z_i^2 x_i \quad (127)$$

und damit

$$\vec{E}_a = -16 \frac{\sqrt{\frac{kT}{2\pi}}}{3 \sum_{i=1}^{\nu} e z_i^2 x_i} \sum_{i=1}^{\nu} z_i S_i(\vec{y}). \quad (128)$$

Setzt man diesen Ausdruck für das ambipolare elektrische Feld in (116) ein, erhält man

$$\vec{\nabla}x_i = \frac{S_i(\vec{y}) - \frac{z_i x_i \sum_{j=1}^v z_j S_j(\vec{y})}{\sum_{j=1}^v z_j^2 x_j}}{a_0 \sqrt{T}}. \quad (129)$$

Durch die Substitution

$$y^* = \frac{\vec{y}}{\vec{\nabla}T} \quad (130)$$

wird daraus

$$\frac{dx_i}{dT} = \frac{S_i(y^*) - \frac{z_i x_i \sum_{j=1}^v z_j S_j(y^*)}{\sum_{j=1}^v z_j^2 x_j}}{a_0 \sqrt{T}}. \quad (131)$$

Aus diesen Ableitungen der Molenbrüche nach der Temperatur kann durch Integration von einer Temperatur T auf eine eng benachbarte Temperatur $T + \Delta T$ geschlossen werden:

$$x_i(T + \Delta T) = x_i(T) + \frac{dx_i}{dT} \Delta T \quad (132)$$

Sind die molaren Anteile $M_\alpha(T)$ der Elemente bei einer Temperatur bekannt, so gilt für die Temperatur $T + \Delta T$:

$$\begin{aligned} M_\alpha(T + \Delta T) &= \sum_{i=1}^v a_{i,\alpha} x_i(T + \Delta T) \\ &= M_\alpha(T) + \left(\sum_{i=1}^v a_{i,\alpha} S_i(y^*) - \sum_{i=1}^v \frac{a_{i,\alpha} z_i x_i \sum_{j=1}^v z_j S_j(y^*)}{\sum_{j=1}^v z_j^2 x_j} \right) \frac{\Delta T}{a_0 \sqrt{T}}. \end{aligned} \quad (133)$$

B. Parameter der Modellrechnungen

In diesem Anhang sind die Parameter für die Strahlungsprozesse zusammengetragen, wie sie den Rechnungen zum Strahlungstransport zu Grunde liegen.

B.1. Atomlinien mit Verbreiterung

Für diese Atomlinien wird der Strahlungstransport vollständig gerechnet, d.h. Emission und Absorption berücksichtigt. Die Parameter der Hg-Linien sind [11] entnommen, nur für die Hg-Linie bei 185 nm erfolgte eine Anpassung (siehe Abschnitt 5.4). Die Parameter der Tl- und der Tm-Linien sind, sofern sie nicht aus der Literatur bekannt sind, selbst angepasst (siehe Kapitel 6).

	λ nm	oberes Niveau cm^{-1}	gA s^{-1}	C_R m^4	C_S m^4	C_W m^7
Hg	184.950	54068.781	$22.2 \cdot 10^8$	$4.79 \cdot 10^{-37}$	0	$1.13 \cdot 10^{-64}$
Hg	253.652	39412.300	$0.24 \cdot 10^8$	$2.15 \cdot 10^{-38}$	$5 \cdot 10^{-35}$	$4.3 \cdot 10^{-64}$
Hg	265.204	77107.917	$1.94 \cdot 10^8$	$6.15 \cdot 10^{-38}$	0	$9.95 \cdot 10^{-63}$
Hg	265.369	77084.632	$0.48 \cdot 10^8$	$6.2 \cdot 10^{-38}$	0	$9.3 \cdot 10^{-63}$
Hg	265.513	77064.097	$0.55 \cdot 10^8$	$6.19 \cdot 10^{-38}$	0	$9.92 \cdot 10^{-63}$
Tl	276.787	36117.900	$5.04 \cdot 10^8$	$2.56 \cdot 10^{-37}$	0	$2.56 \cdot 10^{-65}$
Hg	312.567	71396.220	$3.28 \cdot 10^8$	$8.59 \cdot 10^{-38}$	$4.89 \cdot 10^{-34}$	$3.37 \cdot 10^{-63}$
Hg	313.155	71336.164	$1.3 \cdot 10^8$	$8.62 \cdot 10^{-38}$	$4.91 \cdot 10^{-34}$	$3.3 \cdot 10^{-63}$
Hg	313.184	71333.182	$2.6 \cdot 10^8$	$8.62 \cdot 10^{-38}$	$4.91 \cdot 10^{-34}$	$3.25 \cdot 10^{-63}$
Hg	334.148	73961.298	$0.504 \cdot 10^8$	$3.5 \cdot 10^{-37}$	$2 \cdot 10^{-33}$	$2.5 \cdot 10^{-62}$
Tl	351.924	36199.900	$7.44 \cdot 10^8$	$1.12 \cdot 10^{-34}$	0	$3.3 \cdot 10^{-63}$
Tl	352.943	36117.900	$0.88 \cdot 10^8$	$1.13 \cdot 10^{-34}$	0	$3.32 \cdot 10^{-63}$
Hg	365.015	71431.311	$9.1 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^{-36}$	0	$1.5 \cdot 10^{-62}$
Hg	365.484	71396.220	$0.9 \cdot 10^8$	$1.5 \cdot 10^{-36}$	0	$1.2 \cdot 10^{-62}$
Hg	366.288	71336.160	$0.09 \cdot 10^8$	$1.5 \cdot 10^{-36}$	0	$9 \cdot 10^{-62}$
Hg	366.328	71333.182	$0.62 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^{-36}$	0	$1 \cdot 10^{-62}$
Tl	377.572	26477.500	$1.25 \cdot 10^8$	$2.22 \cdot 10^{-35}$	0	$7.51 \cdot 10^{-63}$
Hg	404.656	62350.456	$0.63 \cdot 10^8$	$1.44 \cdot 10^{-37}$	0	$5.21 \cdot 10^{-63}$
Hg	407.783	63928.000	$0.04 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^{-36}$	0	$1 \cdot 10^{-62}$
Tm	409.418	24418.000	$5.874 \cdot 10^8$	$3.4 \cdot 10^{-36}$	$5.4 \cdot 10^{-35}$	0
Hg	435.833	62350.456	$1.671 \cdot 10^8$	$1.67 \cdot 10^{-37}$	0	$5.92 \cdot 10^{-63}$
Tl	535.046	26477.500	$1.41 \cdot 10^8$	$2.4 \cdot 10^{-34}$	0	$2.8 \cdot 10^{-62}$
Hg	546.074	62350.456	$1.461 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^{-37}$	0	$3 \cdot 10^{-63}$
Hg	576.960	71396.000	$1.18 \cdot 10^8$	$8.88 \cdot 10^{-36}$	$8.88 \cdot 10^{-33}$	$4 \cdot 10^{-62}$
Hg	579.066	71335.100	$1.07 \cdot 10^8$	$8.95 \cdot 10^{-36}$	$8.95 \cdot 10^{-33}$	$4 \cdot 10^{-62}$

B.2. Optisch dünne Atomlinien

Diese Atomlinien werden als optisch dünn angenommen, sie gehen nur als Energieverlust in den Strahlungstransport ein. Die genannten Linien für die verschiedenen Komponenten fassen jeweils alle optisch dünnen Beiträge zusammen. Die Daten für Hg sind wieder [11] entnommen. Die Parameter der anderen Komponenten wurden selbst angepasst (siehe Abschnitt 5.6 und Kapitel 6).

	λ nm	oberes Niveau cm^{-1}	gA s^{-1}
Hg	800.0	68513.0	$8.6 \cdot 10^8$
Tl	655.0	41741.0	$3.14 \cdot 10^9$
I	804.6	67062.1	$7.2 \cdot 10^9$
Tm	409.0	25000.0	$1.6 \cdot 10^8$
Tm ⁺	409.0	30000.0	$1.6 \cdot 10^8$

B.3. Molekülstrahlung

Die Molekülstrahlung des HgI wird über den Absorptionsquerschnitt Q des B-X-Übergangs berücksichtigt (siehe Kapitel 6). Der effektive Absorptionskoeffizient berechnet sich nach $\kappa' = Q \cdot n_{\text{HgI}}$.

λ nm	Q cm^2
410.0	$0.45 \cdot 10^{-16}$
415.0	$0.45 \cdot 10^{-16}$
420.0	$0.47 \cdot 10^{-16}$
425.0	$0.50 \cdot 10^{-16}$
430.0	$0.52 \cdot 10^{-16}$
439.3	$1.00 \cdot 10^{-16}$
441.2	$1.05 \cdot 10^{-16}$
442.8	$1.10 \cdot 10^{-16}$
444.0	$1.10 \cdot 10^{-16}$
445.1	$0.80 \cdot 10^{-16}$
445.9	$0.60 \cdot 10^{-16}$
446.7	$0.40 \cdot 10^{-16}$
448.0	$0.20 \cdot 10^{-16}$

Die Molekülstrahlung des TmI wird als optisch dünner Beitrag berücksichtigt (siehe Kapitel 6).

	λ nm	oberes Niveau cm^{-1}	gA s^{-1}
TmI	540.0	31290.0	$7.5 \cdot 10^8$
TmI	604.0	28503.0	$2.3 \cdot 10^8$

C. Liste der verwendeten Formelzeichen

ϵ_0	elektrische Feldkonstante
π	Kreiszahl
c	Lichtgeschwindigkeit
h, \hbar	Plancksches Wirkungsquantum, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$
e	Elementarladung, Ladung eines Elektrons
k	Boltzmannkonstante
m_e	Elektronenmasse
N_A	Avogadrokonstante
R	molare Gaskonstante
α	atomare Polarisierbarkeit
α	Auskondensationsgrad von Thallium
α_k	Aktivitätskoeffizient der Komponente k
δ_l	Phasenverschiebung
ϵ	Wert bzw. Steigung der Wellenfunktion bei $r \rightarrow 0$
ϵ	Emissionskoeffizient
$\epsilon_\lambda, \epsilon_\nu$	spektraler Emissionskoeffizient
ϵ_N	Nettoemissionskoeffizient
κ	Wärmeleitfähigkeit
κ_T	Wärmeleitfähigkeit durch Translationsbewegung
κ_I	Wärmeleitfähigkeit durch innere Freiheitsgrade
κ_R	Wärmeleitfähigkeit durch Reaktionen
κ'	effektiver Absorptionskoeffizient
λ	Wellenlänge
λ_0	Mittenwellenlänge einer Linie
λ_D	Debye-Länge
λ_e	freie Weglänge der Elektronen
ν	Frequenz
ν_0	Mittenfrequenz einer Linie
$\Delta\lambda$	Kuppenabstand
$\Delta\lambda_{1/2}^R$	Halbwertsbreite Resonanzverbreiterung
$\Delta\lambda_{1/2}^S$	Halbwertsbreite Stark-Verbreiterung
$\Delta\lambda_{1/2}^W$	Halbwertsbreite van-der-Waals-Verbreiterung
μ_k^0	chemisches Potential der Komponente k
Ω	Raumwinkel
$\psi(\vec{r})$	Wellenfunktion
σ, σ_e	elektrische Leitfähigkeit
σ_{eg}	totaler elastischer Querschnitt für Stöße von Elektronen mit Schwerteilchen
τ	optische Tiefe
A_{ij}	Übergangswahrscheinlichkeit
b_k	Beweglichkeit der Komponente k
B, \vec{B}	magnetische Feldstärke

B_λ, B_ν	Planckfunktion
$c_{p,k}$	Wärmekapazität der Komponente k bei konstantem Druck
C_H	Hall-Konstante
C_R	Verbreiterungskonstante Resonanzverbreiterung
C_S	Verbreiterungskonstante Starkverbreiterung
C_W	Verbreiterungskonstante van-der-Waals-Verbreiterung
d	Abschneidelänge
d	Diffusionslänge
d_E	Elektrodenabstand
E, \vec{E}	elektrische Feldstärke
$E_{\text{kin,e}}$	kinetische Energie der Elektronen
E_{21}	Energie des ersten angeregten Niveaus
E_i	Energie des Niveaus i
F	freie Energie
\vec{F}_S	Strahlungsfluss
\vec{F}_W	Wärmefluss
f_k	freie Energie eines Teilchens der Komponente k
f_{ji}	Oszillatorenstärke
g	Energie in Einheiten von kT , $g = E/kT$
g_i	statistisches Gewicht des Niveaus i
$\Delta H_{f,T_0,k}$	Bildungsenthalpie der Komponente k
H	Enthalpie
$H_{T,k}^0$	Enthalpie der Komponente k
$H_{T_0,k}^0$	Enthalpie bei der Referenztemperatur T_0 der Komponente k
I	Strom
j, \vec{j}	Stromdichte
k	Wellenzahl
l	Länge der Plasmasäule
\vec{L}	Drehimpulsoperator
l	Drehimpulsquantenzahl
L_λ	Flächenstrahldichte, Intensität
L_z	z-Komponente des Drehimpulsoperators
m_g	Schwerteilchenmasse, Masse der Gasteilchen
m_l	magnetische Quantenzahl
M_i	molarer Anteil des Elements i
n	Anzahldichte
n_a	Anzahldichte der Atome
n_g	Anzahldichte der Schwerteilchen
n_i	Anzahldichte der Ionen
n_i	Anzahldichte im Niveau i
n_k	Anzahldichte der Komponente k
n_e	Elektronenzahldichte

p_0	Standarddruck
p_k	Partialdruck der Komponente k
p_{ges}	Gesamtdruck
P_λ	Linienformfunktion
P_λ^R	Linienformfunktion Resonanzverbreiterung
P_λ^S	Linienformfunktion Starkverbreiterung
P_λ^W	Linienformfunktion van-der-Waals-Verbreiterung
q_k	Ladung der Komponente k
q_k, Z	Ladungszahl der Komponente k
Q_i	Impulsaustauschquerschnitt der Komponente i
Q_m	Impulsaustauschquerschnitt
r, \vec{r}	Radius, radiale Position
Q_t	totaler elastischer Querschnitt
R	Radius des Entladungsgefäßes
$R(r)$	radialer Anteil der Wellenfunktion
$S_{T_0,k}^0$	Entropie bei der Referenztemperatur T_0 der Komponente k
t	Zeit
T	Temperatur
T_0	Referenztemperatur
T_0	Starttemperatur
T_C	Cold-Spot-Temperatur
T_e	Elektronentemperatur
T_g	Schwerteilchentemperatur, Gastemperatur
T_S	Temperatur des schwarzen Strahlers
$u_l(r)$	radialer Anteil der Wellenfunktion, $u_l(r) = rR(r)$
U	Spannung
U, U_a, U_b	Wechselwirkungspotential
U_p	Polarisationspotential
U_{eff}	effektives Wechselwirkungspotential
U_{ES}	Spannungsabfall an der Elektroden-schicht
U_P	Spannungsabfall an der Plasmasäule
U_S	Energiedichte des Strahlungsfeldes
V_0	Bindungsenergie
V_0^D	Bindungsenergie nach Dickinson
V_0^F	Bindungsenergie nach Foldy
V_0^S	Bindungsenergie nach Scott
v_k, \vec{v}_k	Geschwindigkeit der Komponente k
Y_{lm_l}	Kugelflächenfunktion
Z	Kernladungszahl
Z, q_k	Ladungszahl der Komponente k
$Z(T), Q_i$	Zustandssumme

Literatur

- [1] W. Elenbaas: *The High Pressure Mercury Vapor Discharge*. North-Holland, Amsterdam, 1951.
- [2] W. Elenbaas: *Light Sources*. MacMillan, London, 1972.
- [3] M.F. Hoyaux: *Arc Physics*. Springer, New York, 1968.
- [4] M. Born, *J. Phys. D* **34** (2001), 909.
- [5] J.J. Lowke und E.R. Capriotti, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **9** (1969), 207.
- [6] J.J. Lowke, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **14** (1969), 111.
- [7] J.J. Lowke, R.J. Zollweg und R.W. Liebermann, *J. Appl. Phys.* **46** (1975), 650.
- [8] B.F. Jones und A.J. Mottram, *J. Phys. D* **14** (1981), 1183.
- [9] G. Babucke, G. Hartel und H.G. Kloss, *J. Phys. D* **24** (1991), 1316.
- [10] H.P. Stormberg und R. Schaefer, *J. Appl. Phys.* **54** (1983), 4338.
- [11] G. Hartel, H. Schöpp, H. Hess und L. Hitzschke, *J. Appl. Phys.* **85** (1999), 7076.
- [12] J.P. England und M.T. Elford, *Aust. J. Phys.* **44** (1991), 647.
- [13] S.D. Rockwood, *Phys. Rev. A* **8** (1973), 2348.
- [14] H. Schneidenbach, A. Kloss, H. Schöpp und H. Hess: *Electrode Sheath Voltage and Pressure in Alternating-Current High-Pressure Mercury Arcs*, In *13th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications*, Band I. Glasgow, UK (2000) Seite 186.
- [15] M. Kaening, H. Schneidenbach, A. Kloss und H. Hess: *Temperature distribution in a pulsed high-pressure mercury arc*, In *9th International Symposium on the Science and Technology of Light Sources*. Ithaca, NY, USA (2001) Seiten 55–56.
- [16] A. Kloss, H. Schneidenbach, H. Schöpp, H. Hess, L. Hitzschke und B. Schalk, *J. Appl. Phys.* **88** (2000), 1271.
- [17] A. Kloss, H. Schneidenbach und H. Hess, *Appl. Phys. Letters* **78** (2001), 3027.
- [18] U.H. Bauder und H.P. Schmidt. *Encyclopedia of Applied Physics*, Band 19. VCH, 1997. Kapitel Sparcs, Arcs and other Electric Discharges, Seiten 157–187.
- [19] W. Finkelnburg und H. Maecker. *Handbuch der Physik*, Band 22. Springer, Heidelberg, 1957. Kapitel Elektrische Bögen und thermisches Plasma, Seiten 254–444.
- [20] H.R. Griem: *Plasma Spectroscopy*. McGraw-Hill, New York, 1964.

- [21] D.P. Duclos. *The Equation of State of an Ionized Gas*. Technischer Bericht AEDC-TN-60-192, 1960.
- [22] W.D. Kraeft, D. Kremp, W. Ebeling und G. Röpke: *Quantum Statistics of Charged Particle Systems*. Plenum, New York, 1986.
- [23] J. M. W. Chase: *NIST-JANAF Thermochemical Tables*. 4. Auflage. American Chemical Society, 1998.
- [24] I. Barin: *Thermochemical Data of Pure Substances*. 2. Auflage. VCH, Weinheim, 1993.
- [25] J.O. Hirschfelder, C.F. Curtiss und R.F. Bird: *Molecular Theory of Gases and Liquids*. Wiley, New York, 1964.
- [26] S. Chapman und T.G. Cowling: *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*. Cambridge University Press, New York, 1952.
- [27] D. Enskog, *Archiv for Matematik, Astronomi och Fysik* **16** (1922).
- [28] R. Devoto. *Transport Coefficients of High Pressure Argon in a Magnetic Field*. Technischer Bericht ARL 71-0075, USAF, 1971.
- [29] R.J. Zollweg und R.W. Liebermann, *J. Appl. Phys.* **62** (1987), 3621.
- [30] J.M. Yos. *Applied Research on Electric Arc Phenomena*, ASD-TDR-62-729 (1964).
- [31] J.N. Butler und R.S. Brokaw, *J. Chem. Phys.* **26** (1957), 1636.
- [32] R.S. Brokaw, *J. Chem. Phys.* **32** (1960), 1005.
- [33] W.P. Allis: *Handbuch der Physik*, Band XXI. Springer, Berlin, 1956. Page 413.
- [34] H. Hahn, E.A. Mason und F.J. Smith, *Phys. Fluids* **14** (1971), 278.
- [35] H.P. Stormberg, *J. Appl. Phys.* **51** (1980), 1963.
- [36] A.W. Ali und H.R. Griem, *Phys. Rev.* (1966), 366.
- [37] M. Börner und H.G. Stäblein. *Elektromagnetische Feldtheorie*. Skriptum TU München, WS 1998/99.
- [38] J.V. Villadsen und W.E. Stewart, *Chem. Eng. Sci.* **22** (1967), 1483.
- [39] H. Lee, *J. Phys. D* **18** (1985), 425.
- [40] H. Lee, *J. Phys. D* **16** (1983), 2191.
- [41] B. Schalk, L. Hitzschke und G. Hartel: *Vapor pressure of thallium iodide and its influence on the partial pressure of thallium in metal halide lamps*, In *Proceedings of the 10th International IUPAC Conference*, Band I. Jülich, Germany (2000) Seiten 317–320.

- [42] B. Schalk, L. Hitzschke, G. Hartel und G.H. Lieder, *Bulletin of the American Physical Society* **45** (2000), 49.
- [43] B. Schalk, L. Hitzschke, G.H. Lieder und G. Hartel. *Abschlußbericht BMBF-Projekt 13N7413/7, Teil A*, 2002.
- [44] B. Schalk, L. Hitzschke, G. Hartel und M. Käning: *Radial demixing in plasma composition calculations*, In *26th International Conference on Phenomena in Ionized Gases*, Band II. Greifswald, Germany (2003) Seiten 93–94.
- [45] R.W. Liebermann. private Mitteilung, 2000.
- [46] W. Funk und H.G. Kloss, *Beitr. Plasmaphys.* (1973).
- [47] D. Karabourniotis, S. Couris und C. Karras, *J. Appl. Phys.* **58** (1985), 2786.
- [48] R.W. Liebermann. private Mitteilung, 1995.
- [49] A.G. Engelhart und A.V. Phelps, *Phys. Rev.* **133** (1964), A375.
- [50] E.J. Robinson und S. Geltman, *Phys. Rev.* **153** (1967), 4.
- [51] J.A. Kunc, *J. Phys. B* **32** (1999), 607.
- [52] L.T. Sin Fai Lam, *J. Phys. B* **15** (1982), 119.
- [53] R.P. McEachran und A.D. Stauffer, *J. Phys. B* **20** (1987), 3483.
- [54] M. Hayashi. *Bibliography of Electron and Photon Cross Sections with Atoms and Molecules Published in the 20th Century*. Technischer Bericht NIFS-DATA-079, National Institute for Fusion Science, Gifu, Japan, 2003.
- [55] W. Nolting: *Grundkurs: Theoretische Physik, 5. Quantenmechanik, Teil 2: Methoden und Anwendungen*. 2. Auflage. Verlag Zimmermann-Neufang, Ulmen, 1994.
- [56] B. Schalk: *Rechnung und Interpretation der H₂- und D₂-Kontinuumsstrahlung*. Universität Augsburg, Diplomarbeit, 1998.
- [57] M.H. Mittleman und K.M. Watson, *Phys. Rev.* **113** (1960), 198.
- [58] M.H. Mittleman, *Adv. Theor. Phys.* **1** (1965), 283.
- [59] W.C. Dickinson, *Phys. Rev.* **80** (1950), 563.
- [60] L.L. Foldy, *Phys. Rev.* **83** (1951), 397.
- [61] J.M. Scott, *Phil. Mag.* **43** (1952), 859.
- [62] N.H. March und R.T. White, *J. Phys. B* **5** (1972), 466.
- [63] N.H. March: *Self-Consistent Fields in Atoms*. Pergamon, New York, 1975.

- [64] W. Raith, Herausgeber. *Bergmann, Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 5. Walter de Gruyter, Berlin, 1992. Seite 119 f.
- [65] D.R. Lide, Herausgeber. *Handbook of Chemistry and Physics*. 85. Auflage. CRC, Boca Raton, 2004.
- [66] C.E. Moore: *Atomic Energy Levels*. National Bureau of Standards, Washington, 1958.
- [67] G. Bergmann, *Lichttechnik* (12/1976), 493.
- [68] H. Heß, M. Käning, A. Kloss, H. Schneidenbach, H. Schöpp, H. Strobel, G. Henkel und U. Macherius. *Abschlußbericht BMBF-Projekt 13N7411/5*, 2002.
- [69] G. Hartel, H. Schöpp, L. Holz und P. Oltmanns. *Abschlußbericht BMBF-Projekt 13N6189*, 1997.
- [70] M. Käning, B. Schalk, G. Hartel und L. Hitzschke: *Iodine high-pressure discharges*, In *10th International Symposium on the Science and Technology of Light Sources*. Toulouse, France (2004) Seiten 405–406.
- [71] A. Alonso-Medina und C. Herran-Martinez, *Phys. Scr.* **54** (1996), 332.
- [72] A.A. Likalter, M. Käning, H. Schneidenbach und H. Hess: *Quasi-continuum radiation of metal halides in high-pressure discharges*, In *26th International Conference on Phenomena in Ionized Gases*, Band II. Greifswald, Germany (2003) Seiten 91–92.
- [73] M. Käning, B. Schalk und H. Schneidenbach, *J. Phys. D* **40** (2007), 3815.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Lothar Hitzschke. In seiner Arbeitsgruppe bei der Osram GmbH in München habe ich diese Dissertation im Rahmen der BMBF-Projekte 13N7413/7 und 13N8261 angefertigt. In sehr vielen interessanten Gesprächen mit ihm habe ich viel über Physik im allgemeinen und über Lampen im besonderen, aber auch über die Tätigkeit als Physiker in der Industrie gelernt. Wenn ich Fragen hatte, nahm sich Herr Dr. Hitzschke immer ausreichend Zeit, um diese genau zu beantworten. Ohne sein stetes Interesse und seine konstruktive Kritik wäre diese Arbeit nicht das, was sie geworden ist.

Herr Prof. Dr. Uwe H. Bauder betreute diese Dissertation am Lehrstuhl für Technische Elektrophysik an der Technischen Universität München. Ich danke ihm für sein Interesse an meinen Untersuchungen über die gesamte Laufzeit sowie für die Durchsicht der Arbeit und seine wertvollen Bemerkungen dazu.

Herrn Prof Dr. Gerhard Wachutka danke ich für sein Interesse an meiner Arbeit, das er bei den Vorträgen zeigte, die ich über den Fortgang der Arbeit in seinem Lehrstuhlseminar am Lehrstuhl für Technische Elektrophysik der Technischen Universität München halten durfte.

Herrn Prof. Dr. Bauder, Herrn Prof Dr. Wachutka und Herrn Prof. Dr. Rolf Wilhelm danke ich für die Bereitschaft, diese Dissertation zu begutachten.

Bedanken möchte ich mich neben Herrn Dr. Hitzschke bei allen weiteren Kollegen in der Arbeitsgruppe bei Osram: Herr Dr. Marko Käning und Herr Dr. Gerd H. Lieder trugen die experimentellen Ergebnisse bei, Herr Dr. Gottfried Hartel ist der Autor des verwendeten Programms zur Leistungsbilanz. Ferner danke ich den Kollegen am INP Greifswald, mit denen im Rahmen der oben genannten BMBF-Projekte zusammengearbeitet wurde. Die Erzielung der Ergebnisse dieser Arbeit war nur durch die besonders fruchtbare, intensive Wechselwirkung in der Arbeitsgruppe möglich.

Für wertvolle Hinweise bei der Fertigstellung der Arbeit danke ich Herrn Dr. Hitzschke, Herrn Dr. Käning und Herrn Dr. Andreas Kloss.

Zu guter Letzt möchte ich mich noch bei allen Kollegen bei Osram bedanken. Vor allem durch die angenehme Zusammenarbeit macht meine Tätigkeit in der Abteilung "Research Light Sources" in München sehr viel Spaß.

München, 30. September 2005

Bernhard Schalk