

**Voruntersuchungen für eine mechatronische
Produktentwicklung von elektronischen
Gas-Luft-Verbänden**

der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik und Medientechnik
der Bergischen Universität Wuppertal
vorgelegte

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Ingenieurwissenschaften

von
Sabrina Resch, M. Sc.
aus
Remscheid

Wuppertal 2019

Die Dissertation kann wie folgt zitiert werden:

urn:nbn:de:hbz:468-20200708-103228-0

[<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=urn%3Anbn%3Ade%3Ahbz%3A468-20200708-103228-0>]

DOI: 10.25926/pstq-ze66

[<https://doi.org/10.25926/pstq-ze66>]

Kurzfassung

Die Entwicklung des europäischen Erdgasnetzes in den letzten Jahrzehnten hat dazu geführt, dass Unternehmen wie die Firma Vaillant GmbH vor immer größeren Herausforderungen gestellt werden, um eine stets sichere und effiziente Verbrennung gewährleisten zu können. Die Diversität in der Gasqualität fordert voll-gasadaptive Verbrennungsregelungssysteme in Gas-Heizgeräten. Ziel dieser Arbeit ist es, das bestehende Verbrennungsregelungssystem basierend auf der Messung eines Ionisationsstromes hinsichtlich einer Vergrößerung der Modulationsbandbreite zu optimieren. Dazu wurde das gesamte mechatronische System bestehend aus Brenner, Gebläse, Gasventil und einer Ionisationselektrode zur Überwachung der Verbrennungsgüte auf Größen untersucht, die sich für eine Erweiterung des Systems eignen.

Abstract

In the last few decades, the development of the European natural gas network has posed growing challenges for companies such as Vaillant GmbH in order to ensure a safe and efficient combustion. The diversity in gas quality calls for a full gas-adaptive combustion control system in gas heating appliances. The aim of this work is to optimize the existing combustion control system based on measuring an ionization current in order to increase the modulation bandwidth. For this purpose, the entire mechatronic system consisting of burner, fan, gas valve and an ionization electrode for monitoring the combustion quality was examined for variables suitable for an extension of the system.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	V
Tabellenverzeichnis	IX
1 Einleitung	1
1.1 Entwicklung des europäischen Erdgasnetzes	1
1.2 Pneumatische Gas-Luft-Verbundregelung	2
1.3 Elektronische Gas-Luft-Verbundregelung	4
1.4 Verbrennungsregelungssysteme	7
1.5 Aufbau der Arbeit	9
2 Theoretischer Hintergrund	11
2.1 Allgemeines über die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen	11
2.2 Flammenionisationsmechanismen	15
2.3 Plasmaphysik	22
2.4 Chemilumineszenz in Flammen	46
3 Versuchsaufbau und sensorische Ausrüstung des Prüfstandes	55
3.1 Regelungskonzept eines elektronischen Gas-Luft-Verbundes mit Hilfe des Ionisationsstromes	55
3.2 Aktueller Stand des Versuchsaufbaus	57
3.3 Bestimmung der Einflussfaktoren auf den Ionisationsstrom	60
3.4 Neuer Versuchsaufbau mit passender Sensorik	63
3.5 Versuchsplanung	75

4	Auswertung und Diskussion der Messergebnisse	81
4.1	Versuchsdurchführung	81
4.2	Auswertung der Vorversuche	84
4.3	Auswertung der Messergebnisse	89
5	Zusammenfassung und Ausblick	105
	Literaturverzeichnis	111
	Anhang	119
A.1	Flammenbilder	119

Abbildungsverzeichnis

1.1	Funktionaler Aufbau eines Vaillant Gas-Brennwertgerätes.	5
1.2	Schematischer Aufbau des Gasventils und des Gebläses.	6
2.1	Schema einer technischen Feuerung.	12
2.2	Vereinfachte Darstellung der Reaktionen bei der Verbrennung von Methan mit Sauerstoff.	19
2.3	Übersichtsdiagramm zur Ionenbildung in Kohlenwasserstoffflammen.	21
2.4	Potentialverlauf.	26
2.5	Ionisationsstrommessung mit metallischem Brenner und zylindrischer Ionisationselektrode.	36
2.6	Schematische Darstellung einer symmetrischen kapazitiven Entladung. Die Definition des Stromes wurde zur Vereinfachung der Analysis gewählt.	37
2.7	Potentialverlauf $\Phi(t)$ zwischen zwei Elektroden.	43
2.8	In einem leitungsfähigen Gefäß eingeschlossenes Plasma mit Langmuirsonde.	44
2.9	Typische Stromspannungskurve für eine Langmuirsonde.	45
2.10	Gemessene Stromkurve bei angelegter sinusförmiger Wechselspannung. Bei einer positiven Spannung wird ein Strom gemessen und bei einer negativen Spannung ist nur ein sehr geringer negativer Strom zu messen, der im Vergleich zum positiven Fall deutlich kleiner ist.	46
2.11	Typisches Spektrum einer Kohlenwasserstoffflammen bei Atmosphärendruck.	47
2.12	Energiezustände des OH-Radikals.	49
3.1	Schematische Darstellung der Messung des Effektivstromes in der Serienschaltung.	57

3.2	Schematische Darstellung des Regelkonzepts einer gasadaptiven Ionisationsstromregelung.	58
3.3	Physikalisches Ersatzschaltbild des Gas-Luft-Verbundes.	61
3.4	Übersicht der neuen Schaltung zur linearen Verstärkung einer Eingangsspannung von ± 10 V auf ± 500 V.	65
3.5	Kapazitive Störung in der Strommessung.	66
3.6	Der gemessene Strom (blau) wird mit einem sinusförmigen Signal (rot) korrigiert (gelb), um die kapazitiven Effekte bei höheren Frequenzen aus der Strommessung herauszufiltern. Frequenz der Spannung $f = 100$ Hz, Samplingrate $f_s = 20$ kHz.	68
3.7	Dynamisches Verhalten der Lambdasonde im Vergleich zum Gasanalysator. .	69
3.8	Verhalten der beiden Sensoren bei kurzzeitigen Änderungen.	69
3.9	Übersicht über den Glaseinbau in den Prüfstand, um eine optische Diagnostik und die Positionierung der Kamera auf die Flammenhöhe durchführen zu können.	70
3.10	Darstellung der neuen Brennertür.	71
3.11	Versuchsaufbau mit Sicht auf den Brenner und der neuen Position der Elektrode. .	72
3.12	Einfluss der Brennerleistung auf die Messung mit OH(A-X)-Filter.	73
3.13	Einfluss der Brennerleistung auf die Messung mit CH(A-X)-Filter.	73
3.14	Physikalisches Ersatzschaltbild des Gas-Luft-Verbundes mit aufgerüsteter Sensorik.	74
3.15	Einfluss von äußeren Einflüssen auf die aktuelle Ionisationsstromregelung eines Gas-Luft-Verbundes (Schmitz (2018), Fischer/Paul (2018)).	77
3.16	Stromspannungskurven bei einer Luftzahl von 1.2 für verschiedene Leistungen. .	78
4.1	Abgastemperatur, Gasvolumenstrom und Luftzahl λ in Abhängigkeit von der Zeit nach dem Einschalten des Gerätes.	83
4.2	Lufttemperatur, -druck und -feuchte in Abhängigkeit von der Zeit nach dem Einschalten des Gerätes.	83
4.3	Vor- und Rücklauftemperatur in Abhängigkeit von der Zeit nach dem Einschalten des Gerätes.	84

4.4	Exemplarische Stromspannungskurve bei einer Leistung von $P = 6.8$ kW und einem Lambda von $\lambda = 1.40$	85
4.5	Stromspannungskurven bei einem Lambda von $\lambda = 1.10$ und verschiedenen Leistungsstufen.	87
4.6	Stromspannungskurven bei einem Lambda von $\lambda = 1.60$ und verschiedenen Leistungsstufen.	87
4.7	Stromspannungskurven bei kleinen Spannungen zur Untersuchung des Elektronenanlaufbereichs.	88
4.8	Logarithmische Auftragung des Stromes gegen die Spannung bei einem Lambda von $\lambda = 1.26$ und einer Leistung von 9.9 kW zur Bestimmung der Elektronentemperatur.	89
4.9	Stromspannungskurve mit Hysterese (dunkelrot), die gemittelte und geglättete Stromspannungskurve (blau), die Krümmung (gelb) zur Bestimmung der Fitgrenzen und die angefittete Wurzelfunktion (hellrot).	91
4.10	Residuenquadratsumme zur Beurteilung des Fits in Abhängigkeit von Leistung und Lambda.	91
4.11	Wendepunkt in Abhängigkeit von Leistung und Lambda.	92
4.12	Maximaler (oben) und Minimaler (unten) Krümmungswert in Abhängigkeit von Leistung und Lambda.	94
4.13	Maximaler (oben) und minimaler (unten) Stromwert in Abhängigkeit von Leistung und Lambda.	95
4.14	Fläche zwischen Hysterese in Abhängigkeit von Leistung und Luftzahl.	96
4.15	OH Emission der Flamme für eine Luftzahl von $\lambda = 1.10$. MSP=10 (Links) und MSP=60 (Rechts).	98
4.16	OH Emission der Flamme für eine Luftzahl von $\lambda = 1.60$. MSP=10 (Links) und MSP=60 (Rechts).	98
4.17	OH Emission der Flamme für eine Luftzahl von $\lambda = 1.60$ und MSP=90. Die Farbcodierung der Bilder entspricht den detektierten Helligkeitswerten des Sensors von minimal (blau) bis maximal (gelb).	98

4.18	Beispielhaftes Bild der Kamera ohne OH-Filter zur Bestimmung der Elektrodenposition (links). Die Farbcodierung der Bilder entspricht den detektierten Helligkeitswerten des Sensors von minimal (blau) bis maximal (gelb). Exemplarische Darstellung zur Bestimmung der Flammenhöhen (rechts).	99
4.19	Änderung der Flammenhöhe in Abhängigkeit von der Luftzahl und der Leistung. Oben: Höhe der ersten Flamme. Unten: Höhe der mittleren Flammen. .	100
4.20	Änderung des Abstandes der ersten Flamme zur Brenntür in Abhängigkeit von der Luftzahl und der Leistung.	101
4.21	Exemplarisches Emissionsspektrum der Flamme bei einer Luftzahl von $\lambda = 1.45$ und einer Leistung von $P = 17.4 \text{ kW}$. Mit der gelben Linie wird die Untergrundkorrektur gekennzeichnet.	103
4.22	Änderung des Intensitätsverhältnisses der CH zur OH Emission in Abhängigkeit von der Luftzahl und des Modulation Setpoints (kurz: MSP) (Oben). Unten: Mittelwerte über alle Luftzahlen und MSPs.	104
A.1	Aufnahme der Flamme bei der jeweiligen maximalen Leistung und einer Luftzahl von 1.10 (links) und 1.15 (rechts).	120
A.2	Aufnahme der Flamme bei der jeweiligen maximalen Leistung und einer Luftzahl von 1.20 (links) und 1.25 (rechts).	120
A.3	Aufnahme der Flamme bei der jeweiligen maximalen Leistung und einer Luftzahl von 1.30 (links) und 1.35 (rechts).	120
A.4	Aufnahme der Flamme bei der jeweiligen maximalen Leistung und einer Luftzahl von 1.40 (links) und 1.45 (rechts).	121
A.5	Aufnahme der Flamme bei der jeweiligen maximalen Leistung und einer Luftzahl von 1.50 (links) und 1.55 (rechts).	121
A.6	Aufnahme der Flamme bei der jeweiligen maximalen Leistung und einer Luftzahl von 1.60.	121

Tabellenverzeichnis

2.1	Zusammenfassung der Ergebnisse für die Randschichtdicke und die Stromdichte in Abhängigkeit der getroffenen Annahmen.	36
3.1	Einflussfaktoren auf den Ionisationsstrom.	62
3.2	Weitere eingebaute Sensoren am Prüfstand.	64
3.3	Auflistung der Kapazitäten, durch die die Überschwinger hervorgerufen werden.	67
3.4	Leistungsvariation in kW über die Lüfterdrehzahl in MSP in % in Abhängigkeit von der Luftzahl λ . Die verwendeten Messpunkte sind grau unterlegt. . .	79

1 Einleitung

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen eines Promotionsvorhabens in Zusammenarbeit mit der Firma Vaillant GmbH erstellt und beschäftigt sich mit der automatisch arbeitenden Verbrennungsregelung eines elektronischen Gas-Luft-Verbundes in wandhängenden Gas-Heizgeräten. Ziel dieser Arbeit war es, das bestehende Verbrennungsregelungssystem hinsichtlich einer Vergrößerung der Modulationsbandbreite zu optimieren. Dazu wurde das gesamte mechatronische System bestehend aus Brenner, Gebläse, Gasventil und einem Sensor zur Überwachung der Verbrennungsgüte auf Größen untersucht, die sich für eine Erweiterung des Systems eignen. Das verwendete Gasheizgerät arbeitet mit einer vorgemischten Flamme unter Atmosphärendruck. Eine Aufweitungsmöglichkeit hinsichtlich der Modulationsbandbreite soll geprüft werden.

Zunächst werden in diesem Kapitel die Gründe für ein automatisch arbeitendes Verbrennungsregelungssystem aufgelistet und die Probleme bei den konventionellen Geräten mit einer pneumatischen Gas-Luft-Verbundregelung diskutiert. Im Anschluss daran wird die allgemeine Funktionsweise eines Gas-Heizgerätes mit einem elektronischen Gas-Luft-Verbund erklärt. Verschiedene Verbrennungsregelungssysteme werden vorgestellt und der wissenschaftliche Stand präsentiert. Die Beschreibung des Aufbaus der vorliegenden Arbeit rundet dieses Kapitel ab.

1.1 Entwicklung des europäischen Erdgasnetzes

Seit Mitte der 1990er Jahre wurden insgesamt drei EU-Richtlinien erlassen, die die Liberalisierung und Harmonisierung der EU-Binnenmärkte für Strom und Gas verfolgen. Dies führt dazu, dass die Gasversorgung in der gesamten EU und insbesondere auch in Deutschland aus verschiedenen Gasversorgungen erfolgt, sodass immer eine sichere Versorgung mit Gas gewährleistet werden kann (Stoerring/Horl (2017)). Eine Folge ist die hohe Diversität in der Gas-

qualität, insbesondere variiert dadurch der Methangehalt der Gase (Cerbe/Wilhelms (2005)). In Zukunft werden nicht nur Erdgase von verschiedenen Ländern in die Versorgungsnetze eingespeist, sondern der Wandel wird noch weiter voranschreiten, indem auch Gase aus neuen Gasquellen bzw. Flüssig-Erdgase (LNG Liquefied Natural Gas), Biogase und Wasserstoff aus Power-to-Gas Anlagen hinzugefügt werden (Dzubiella (2012), Dzubiella et al. (2017), Williams et al. (2012)). Auf die dadurch entstehenden unterschiedlichen Gasqualitäten müssen zukünftige Gas-Wärmeerzeuger reagieren und eine sichere Verbrennung mit geringen Schadstoffemissionen zu jeder Zeit garantieren können.

Diese Anforderung an zukünftige Gasgeräte erfüllen die konventionellen Geräte mit einem pneumatischen Gas-Luft-Verbund nicht bzw. nur mit einem erheblichen Umstellungsaufwand. Dennoch weisen diese Geräte auch nach einer erfolgten Umstellung auf das jeweilige Gas erhebliche Nachteile auf, denn diese Geräte können selbst nach der Umstellung nicht auf kurzfristige Schwankungen in der Gasqualität reagieren, was an der generellen Funktionsweise eines Gerätes mit einem pneumatischen Gas-Luft-Verbund liegt (Dzubiella (2012)).

1.2 Pneumatische Gas-Luft-Verbundregelung

Bei Brennwert-Heizgeräten mit einem modulierenden Gasbrenner mit einem pneumatischen Gas-Luft-Verbund wird die Verbrennungsluft durch ein Gebläse angesaugt. Gleichzeitig tritt auf der Ansaugseite des Gebläses das Gas mit Hilfe eines Venturisystems in das Gebläse ein. In einer Vormischkammer werden Gas und Verbrennungsluft vermischt. Das Gas-Luft-Gemisch strömt dann in den Brenner und wird gezündet. Dadurch kann zu jeder Zeit eine optimale Verbrennung (hoher Wärmetransport und geringer CO-Anteil im Abgas) gewährleistet werden. Die Steuergröße für die erforderliche Gasmenge ist die über das Gebläse geförderte Luftmenge und damit erfolgt die Modulation des Brenners ausschließlich über die Änderung des Luftvolumenstroms des Gebläses. Vor der Inbetriebnahme eines jeden Gerätes muss das Gerät allerdings über eine Einstellschraube immer auf eine bestimmte Gasqualität (also Gasart) und damit auf ein bestimmtes Gas-Luftverhältnis eingestellt werden, sodass die Gasmenge der Luftmenge in einem vorgegebenen Verhältnis folgen kann. Nur für diese Gasart und unter Auslegungsbedingungen läuft das Brennwert-Heizgerät optimal (Vaillant GmbH (2002), Bornscheuer/Richter (2017), Dzubiella (2012)).

Sobald sich die Gasart ändert, zum Beispiel beim Wechsel von L-Gas¹ auf H-Gas², muss nicht nur der CO₂-Anteil über die Einstellschraube an der Gasarmatur angepasst werden, der den Querschnitt zwischen der Gasarmatur und dem Venturi und damit die geförderte Gasmenge einstellt, sondern auch die verwendeten Blenden. Bis 2029 soll zum Beispiel in Deutschland der Großteil des Erdgasnetzes von L-Gas auf H-Gas umgestellt werden. Der Grund liegt an den in den nächsten Jahren erschöpften L-Gas-Vorkommen (u.a. in Nordholland), sodass langfristig gesehen auf H-Gas aus u.a. Norwegen, Russland und Großbritannien umgestellt werden muss, um nicht nur die Qualität sondern auch die Sicherheit der Gasversorgung in Zukunft gewährleisten zu können. Betroffen von dieser Umstellung sind vor allem Hessen, Niedersachsen, Nordrhein-Westfalen, Rheinland-Pfalz, Sachsen-Anhalt und Bremen. Die Folge ist, dass die Gas-Brennwertgeräte der betroffenen Regionen, die mit einem pneumatischen Gas-Luft-Verbund arbeiten, durch Fachhandwerker separat auf H-Gas umgestellt werden müssen (Bundesnetzagentur (2017)).

Allerdings können die Brennwert-Heizgeräte mit einem pneumatischen Gas-Luft-Verbund nicht auf Gasqualitätsänderungen reagieren, die durch LN-Gase, Gase nach den EASEE-Spezifikationen (European Association for the Stream-lining of Energy Exchange) oder Biogase hervorgerufen werden, was darauf zurückzuführen ist, dass sowohl eine Erkennung einer Brennwertänderung noch eine Anpassung an die neuen Begebenheiten stattfindet. Die Folgen für die Verbrennung können erheblich sein, wie z.B. eine Beeinträchtigung der Flammenstabilität, ein verändertes Zündverhalten, thermoakustische Effekte, ein erhöhter Emissionsausstoß, ein verminderter Wirkungsgrad, etc. (Dzubiella (2012)).

Sowohl die Liberalisierung und Harmonisierung der EU-Binnenmärkte für Strom und Gas und die damit verbundenen Änderungen in der Gasqualität in den Versorgungsnetzen sowie der Mangel von pneumatischen Geräten sich an diese Änderungen anpassen zu können, führt dazu, dass eine neue Verbrennungsregelung bei Gas-Brennwertgeräten nötig wird, um langfristig gesehen einen nicht nur zuverlässigen und sicheren Betrieb bei der Wärmeerzeugung, sondern auch große Flexibilität in Bezug auf die Gasqualität, hohe Effizienz in der Wärme-gewinnung und eine geringe Schadstoffemission auch in Zukunft gewährleisten zu können. Hinzu kommen noch weitere Geräteanforderungen wie zum Beispiel eine größere Modulationsbandbreite oder Kompaktheit der Geräte, sodass die bisher gängige Regelstrategie, die

¹vom englischen *low (calorific) gas*, auf deutsch: niederkalorisches Gas, niedriger Energiegehalt

²vom englischen *high (calorific) gas*, auf deutsch: hochkalorisches Gas, hoher Energiegehalt; das H-Gas weist also einen höheren Methangehalt und damit einen höheren Brennwert als das L-Gas auf

auf einer festen Kraftstoffzusammensetzung basiert (Dzubiella (2012), Kiefer et al. (2012)), überdacht werden muss.

1.3 Elektronische Gas-Luft-Verbundregelung

Die Lösung obiger Probleme liefern automatisch arbeitende Verbrennungsregelungssysteme, die die Schwankungen in der Gasqualität sowie sich ändernde Umgebungs- und Betriebsbedingungen erkennen und ausregeln. Allerdings muss hierbei die Verbrennungsgüte stets überwacht werden. Als Sensor hat sich vor allem die sogenannte *Ionisationselektrode* durchgesetzt. Sie wird in den Brennraum eingeführt. Die Flamme wird durch die während der Verbrennung entstehenden Elektronen und Ionen elektrisch leitfähig. Wenn zwischen der Elektrode und dem Brenner eine Wechsellspannung aufgeprägt wird, dann kann der sogenannte *Ionisationsstrom*³ gemessen werden, sofern die Flamme Teil des Stromkreises ist. Sowohl die aktuelle Leistung des Gas-Heizgerätes als auch das Gas-Luftverhältnis können so bestimmt werden (Docquier/Candel (2002), Dzubiella (2012), Kiefer et al. (2012), Näslund (2014), Cerbe/Lendt (2016), Dzubiella et al. (2017)).

In der Abbildung 1.1 ist der schematische Aufbau eines wandhängenden Gas-Brennwertgerätes der Firma Vaillant GmbH aufgeführt, das mit einem elektronischen Gas-Luft-Verbund und einer Ionisationselektrode zur Überwachung der Verbrennungsgüte ausgestattet ist. Es stellt Energie in Form von Wärme für Brauchwasser- bzw. Heizwasserbedarf bereit. Sowohl die allgemeine Funktionsweise als auch der elektrische Gas-Luft-Verbund sollen kurz erläutert werden.

Zur Bereitstellung des für die Verbrennung benötigten Gases muss zunächst das Gasventil (6) geöffnet sein. Ausgehend von der geöffneten Gasarmatur strömt das Gas in die Gasbeimischstrecke des Venturirohrs. Sowohl dort als auch im Gebläse (4) findet eine Vermischung des Gases mit der Verbrennungsluft statt. Das Gas-Luft-Gemisch wird dann über das Gebläse weiter in den Brennraum des Primär-Wärmetauschers (1) gefördert. Mit Hilfe einer Zündelektrode (3) kann das Gas-Luft-Gemisch gezündet werden. Die Verbrennung des Gas-Luft-Gemisches wird dabei mit einer Ionisationselektrode (2) stets überwacht und analysiert, sodass der gesamte elektronische Gas-Luft-Verbund über diese Größe geregelt werden kann, doch

³Die Bezeichnung Ionisationsstrom mag irreführend sein. Allerdings hat sich dieser Begriff in der Branche durchgesetzt, sodass in dieser Arbeit der Begriff beibehalten wird.

Funktionaler Aufbau von Gasgeräten mit einer elektronischen Gas-Luft-Verbundregelung mittels einer Ionisationselektrode

Zum Aufbau eines elektronischen Gas-Luft-Verbundes gehört zum einen der Brenner mit einer Zünd- sowie einer Ionisationselektrode, ein Mischrohr, das Gebläse mit einem Luftansaugrohr sowie mit einem Schalldämpfer und eine Gasarmatur mit einem entsprechenden Gaszufuhrrohr. In der Abbildung 1.2 ist sowohl das Gasventil als auch das Gebläse schematisch nochmal genauer dargestellt.

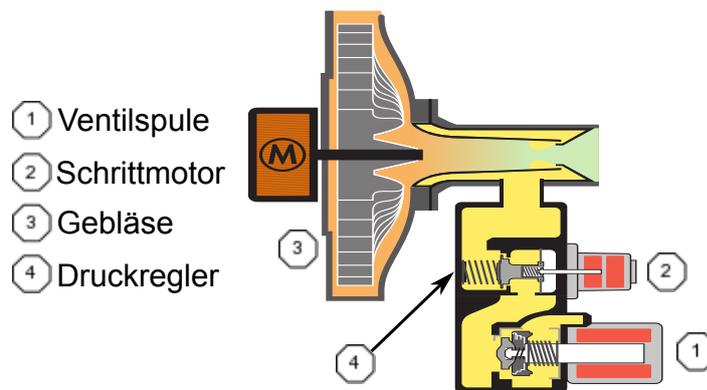


Abbildung 1.2: Schematischer Aufbau des Gasventils und des Gebläses (Vaillant GmbH (2015)).

Liegt eine Wärmeanforderung vor, so öffnet das erste Gasventil in Fließrichtung ganz. Dies geschieht durch eine wechselseitige Bestromung der Ventilspule (1) und den damit erzeugten Magnetfeldern, in dem die Magnetfelder eine Spindel in Bewegung setzen und dadurch ein definierter Hub ausgeführt wird, sodass eine bestimmte Gasmenge durch die Ventilspule freigegeben wird (Vaillant GmbH (2012)). Mit Hilfe des zweiten Gasventils in der Gasarmatur und dessen integriertem Schrittmotor (2) kann die Gasmenge, die durch die Gasarmatur zum Gebläse (3) und dann in den Brenner strömt, geregelt werden. Der Schrittmotor wird dabei über die Geräteelektronik angesteuert und verfährt dann eine vorgegebene Schrittzahl, welche gleichzeitig ein Maß für den Öffnungswinkel des Gasventils und damit auch für die durchgelassene Gasmenge darstellt (Vaillant GmbH (2012); Vaillant GmbH (2015)). Zudem sorgt der in dem zweiten Gasventil integrierte Druckregler (4) dafür, dass auch bei Schwankungen im Eingangsdruck der Gasdruck auf einem geforderten Druckniveau angepasst wird (Vaillant GmbH (2015)).

Über das Gebläse (3) wird nicht nur der für die Verbrennung benötigte Sauerstoff über

das Venturirohr angesaugt, sondern auch das Gas aus der Gasarmatur, wo sich Brenngas und Verbrennungsluft vermischen. Nun wird das Brenngas-/Luftgemisch vom Gebläse durch den Gas-Luft-Kanal (Mischrohr) in einen zylindrisch geformten Brenner gefördert. Eine gleichmäßige Verteilung des Brenngas-/Luftgemisches über der Brenneroberfläche und damit auch eine gleich bleibende Wärmebelastung wird über einen zusätzlichen Einlauftrichter im Inneren des Brenners und einem weiteren zylindrischen Lochblech ermöglicht. Ein Metallzylinder mit einem Lochschlitzbild stellt dabei den Brenner selbst dar (Vaillant GmbH (2015)). Über die Zündelektrode wird das Gemisch gezündet und das durch die Verbrennungsreaktionen entstandene aufgeheizte Abgas sowie die Wärmestrahlung geben die Wärme an den Primär-Wärmetauscher ab.

1.4 Verbrennungsregelungssysteme

Obwohl sich auf dem Markt die Ionisationselektrode durchgesetzt hat, gibt es weitere zahlreiche Möglichkeiten die Verbrennungsgüte zu überwachen. Docquier/Candel (2002) haben eine umfassende Zusammenfassung aller möglichen Techniken und Sensoren zur Überwachung der Verbrennungsgüte erarbeitet. Unter Berücksichtigung der Kostenanforderungen und der Einfachheit der technologischen Regelungslösung zeigt sich, warum sich die Ionisationselektrode durchgesetzt hat. Aber auch die Ausnutzung der Emission der Flamme (Chemilumineszenz) zeigt enorme Vorteile, vor allem weil dies im Gegensatz zur Ionisationselektrode eine nichtinvasive Messmethode darstellt. Deswegen wird sich in dieser Arbeit sowohl mit dem Konzept der Strommessung als auch mit der Chemilumineszenz beschäftigt, um Optimierungsmöglichkeiten für das aktuelle Regelungskonzept systematisch auf die neuen Anforderungen zu untersuchen.

Ionisationsstrom

Ein Ionisationsstrom wird gemessen, wenn eine Spannung zwischen der Elektrode und dem metallischen Brenner angelegt wird. Er ist abhängig von dem Gas-Luft-Verhältnis λ (auch Luftzahl genannt) (Docquier/Candel (2002), Kiefer et al. (2012), Dzubiella (2012), Näslund (2014), Cerbe/Lendt (2016), Dzubiella et al. (2017)). Durch die bei der Verbrennung entstehenden Ionen und Elektronen wird die Flamme leitfähig. (Calcote (1961), Fialkov (1997)).

Für eine magere Methan-Luft-Flamme sind die Hauptladungsträger H_3O^+ , O_2^- und Elektronen (Goodings/Bohme/Ng (1979a), Goodings/Bohme/Ng (1979b)). Einige Studien haben gezeigt, dass das System unfähig ist, das Gas-Luft-Verhältnis anzupassen, wenn bis zu 30 %vol. Wasserstoff dem Gas beigemischt wird (Nitschke-Kowsky/Wessing (2012)). Heumann (1939) (Studie an einer konischen Flamme) und Franke (2002) (Studie an einem Verbrennungsmotor) haben gezeigt, dass die Kathode (also der Brenner) den Verlauf der Stromcharakteristik im Wesentlichen bestimmt. Kiefer et al. (2012) haben den Ionisationsstrom an einem realen Gaskessel gemessen und dabei festgestellt, dass die Stromstärke von der Gasgeschwindigkeit abhängt. Ding (2018) hat in seiner Dissertation u.a. den Ionisationsstrom an einer konischen Flamme untersucht und herausgefunden, dass dieser von vielen verschiedenen Faktoren abhängt, unter anderem von der Gasgeschwindigkeit, der Gaszusammensetzung (Methan-Luft-Gemisch mit Sekundärkomponenten u.a. Wasserstoff), dem Mischungsverhältnis und der Flammenleistung. Bei den Untersuchungen wurde ebenfalls festgestellt, dass die Änderungen im Ionisationsstrom mit dem Totraum zwischen dem Brennerand und der Flamme zusammenhängen. Insgesamt gibt es wenige Untersuchungen zu Verbrennungsregelungssystemen mit Hilfe einer Ionisationselektrode, insbesondere fehlen Untersuchungen an realen Gas-Heizgeräten. Deswegen wird in dieser Arbeit eine umfassende Untersuchung des Systems an realen Gas-Heizgeräten durchgeführt.

Chemilumineszenz

Seit geraumer Zeit ist bekannt, dass die Chemilumineszenz in Flammen zur Emission von OH bei 308 nm, CH bei 430 nm, C_2 bei 516 nm und CO_2 bei 300 bis 600 nm führt (Docquier/Candel (2002)). Die Anwendung der Chemilumineszenz zur Überwachung der Verbrennungsgüte bei echten Verbrennungssystemen wurde von Ballester/García-Armingol (2010) untersucht. Docquier/Lacas/Candel (2002) haben einen Lambdaregler basierend auf einer Lookup-Tabelle für konische Methan-Luft-Flammen entwickelt, die die Intensitätsverhältnisse OH^*/CH^* bzw. CO_2/CH^* auflistet. Orain/Hardalupas (2010) haben festgestellt, dass obiges Intensitätsverhältnis OH^*/CH^* brennstoffabhängig ist. Zudem wurden $\text{CH}_4/\text{CO}_2/\text{H}_2/\text{CO}$ -Flammen untersucht und dabei festgestellt, dass sich das Intensitätsverhältnis OH^*/CH^* lediglich bei CO_2 -Beimischungen zur Detektion der Luftzahl eignet, aber nicht bei Wasserstoffbeimischungen (García-Armingol/Ballester (2014a), García-Armingol/Ballester (2014b)). Ding (2018) hat wei-

terhin an drei verschiedenen Brennerkonfigurationen das Intensitätsverhältnis OH^*/CH^* untersucht und dabei festgestellt, dass sowohl N_2 -, CO_2 - als auch H_2 -Beimischungen zu Methan keine Auswirkungen auf die Detektion der richtigen Luftzahl haben. Allerdings eignet sich diese Größe nicht mehr zur Detektion der Luftzahl, wenn C_2H_6 bzw. C_3H_8 beigemischt wird. Zudem zeigen die Chemilumineszenzsignale eine starke Abhängigkeit von der Sensorposition und dem Blickwinkel. Deswegen schlägt Ding (2018) in seiner Doktorarbeit einen Lambda-regler zur Verwendung vor, der beide Signale, nämlich das Produkt aus dem Ionisationsstrom und dem Intensitätsverhältnis OH^*/CH^* , zur Überwachung der Verbrennungsgüte nutzt. Um zu überprüfen, inwieweit sich die Chemilumineszenz zur Optimierung des bestehenden Regelungskonzeptes mit Hilfe des Ionisationsstromes nutzen lässt, wurde in dieser Arbeit ebenfalls ein Augenmerk darauf gelegt.

1.5 Aufbau der Arbeit

Das erste Kapitel befasst sich unter anderem mit den Grundlagen der Ionisationsmechanismen und den plasmaphysikalischen Effekten in Kohlenwasserstoffflammen. Dies hat den Hintergrund, zu verstehen, wieso mit Hilfe einer Ionisationselektrode ein Strom in Flammen gemessen werden kann. Jener Strom ist abhängig von der Luftzahl und wird zur Regelung eines elektronischen Gas-Luft-Verbundes in wandhängenden Gas-Heizgeräten verwendet. Dieses Wissen ist notwendig, um die mechatronischen Einflussfaktoren auf den Strom identifizieren und somit eine mechatronische Produktentwicklung gewährleisten zu können. Weiterhin wird sich mit den Grundlagen der Chemilumineszenz in Flammen auseinandergesetzt. Dies hat den Hintergrund, weitere Informationen von der Verbrennung zu generieren und um gegebenenfalls diese Informationen zu nutzen, um das aktuelle Regelungsverfahren mit Hilfe einer Ionisationselektrode hinsichtlich der neuen Anforderungen zu optimieren.

Das nächste Kapitel beschreibt den Versuchsaufbau und die sensorische Ausrüstung des Prüfstandes und des Prüflings. Der aktuelle Stand der Regelung mit Hilfe einer Ionisationselektrode wird vorgestellt sowie die möglichen Probleme in Hinblick auf die zukünftigen Anforderungen an Heizgeräte aufgeführt. Diese Überlegungen machen es notwendig, dass sowohl der Prüfstand als auch der Prüfling sensorisch erweitert werden muss. Hier werden alle Umrüstungen beschrieben und erste Untersuchungsergebnisse vorgestellt. Erst so ist eine Untersuchung des gesamten Systems bestehend aus Gebläse, Gasventil, Elektrode und Brenner

möglich. Den Abschluss des Kapitels bildet der Versuchsplan.

Im dritten Kapitel werden die Ergebnisse aus den gemachten Untersuchungen analysiert und bewertet. Sowohl elektrische als auch optische Messungen wurden durchgeführt, um eine systematische Untersuchung des Systems zu gewährleisten. Das Kapitel beschäftigt sich nacheinander zuerst mit der Analyse der Stromspannungskurven, der Flamme und dann des Spektrums. Es wird überprüft, inwiefern sich die Langmuirtheorie auf Flammen unter Atmosphärendruck übertragen lässt und welche Größen sich zur Charakterisierung der Kurven eignen. Allerdings muss beachtet werden, dass die Ergebnisse eine Darstellung des IST-Zustands sind, d.h. es wurde hier nur das schon bestehende System betrachtet und keine Veränderungen vorgenommen. Es wurde untersucht, ob sich Größen finden lassen, um das bestehende Regelsystem zu optimieren.

Das letzte Kapitel befasst sich mit der Zusammenfassung der gemachten Ergebnisse und gibt im Ausblick konkrete Hinweise, wie sich die bestehende Regelung verbessern lässt.

2 Theoretischer Hintergrund

In diesem Kapitel werden zunächst die Grundlagen für die Ionisationsmechanismen und die plasmaphysikalischen Effekte in Kohlenwasserstoffflammen erläutert, um letztendlich verstehen zu können, warum mit Hilfe einer Ionisationselektrode ein Strom in Flammen gemessen werden kann, der zur Regelung eines Gas-Luft-Verbundes genutzt wird, und warum die Flamme ein Diodenverhalten aufweist. Andererseits wird auch die Chemilumineszenz in Flammen betrachtet und die Prozesse, die dahinter stecken, erklärt, um eventuell weitere Informationen aus der Flamme ziehen zu können. Letztendlich kann das aktuelle Regelungsverfahren, wie im vorherigen Kapitel grob erklärt wurde, hinsichtlich der neuen Anforderungen eventuell optimiert und verbessert werden.

2.1 Allgemeines über die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen

Reagieren unterschiedliche Stoffe⁴ mit Sauerstoff O, dann wird dieser Prozess als *Verbrennung* bezeichnet. Unter realen Verbrennungsbedingungen wird statt reinem Sauerstoff allerdings die atmosphärische Luft verwendet, die einen molaren Sauerstoffanteil von x_{O_2} aufweist. In der Abbildung 2.1 ist der prinzipielle Verlauf einer technischen Feuerung, also einer Verbrennung, dargestellt. Als Reaktionsteilnehmer treten sowohl der Brennstoff, also die Kohlenwasserstoffe, als auch die atmosphärische Luft in den Reaktionsraum ein, wo alle Verbrennungsreaktionen stattfinden und auf die in diesem Kapitel genauer eingegangen wird. Ein Reaktionsprodukt stellt zum einen das Verbrennungsgas bzw. Abgas dar. Zudem kommen alle unverbrannten bzw. nicht brennbaren Bestandteile des Brennstoffes, die als Asche bezeichnet werden (Baehr/Kabelac (2012)).

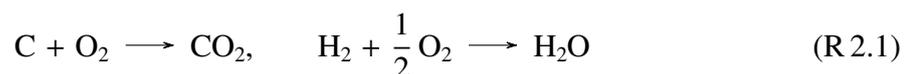
⁴Hier werden ausschließlich Kohlenstoff C und Wasserstoff H, also Kohlenwasserstoffe, betrachtet.



Abbildung 2.1: Schema einer technischen Feuerung (Baehr/Kabelac (2012)).

Die allgemeine Reaktionsgleichung für eine arme Verbrennung von Kohlenwasserstoffen mit Luft

Unter dem Begriff Verbrennung versteht man die Abgabe von chemischer gebundener Energie in Form von Wärme und Licht. Verbrennungsprozesse sind also exotherme Oxidationsreaktionen. Das einfachste Verbrennungsmodell von Kohlenwasserstoffen mit Sauerstoff basiert auf der Annahme einer *vollständigen Verbrennung*, bei der also alle Kohlenstoffanteile (C) des Brennstoffs mit dem Sauerstoff (O) zu Kohlenstoffdioxid (CO₂) und alle Wasserstoffanteile (H) des Brennstoffs mit dem Sauerstoff (O) zu Wasser (H₂O) reagieren. Die dazugehörigen Reaktionsgleichungen sehen wie folgt aus



und werden *Verbrennungsgleichungen* genannt (Baehr/Kabelac (2012)).

Im Allgemeinen kann ein Kohlenwasserstoff durch die folgende Form $\text{C}_\alpha\text{H}_\beta\text{O}_\gamma$ dargestellt werden, mit deren Hilfe eine Vielzahl von Brennstoffen analysiert werden können, einschließlich reiner chemischer Verbindungen und Mischungen von Verbindungen. Der gesamte benötigte Sauerstoffanteil für eine vollständige Verbrennung solcher Kohlenwasserstoffe kann über die benötigten Sauerstoffanteile der einzelnen Elemente bestimmt werden: C_α braucht also α mol Sauerstoff (O₂), um Kohlenstoffdioxid (CO₂) zu bilden, und H_β benötigt $\frac{\beta}{4}$ mol Sauerstoff (O₂), um zu Wasser (H₂O) zu reagieren. Der Sauerstoffanteil, der sich im Brennstoff (O_γ) befindet, wird dabei für diese Umsetzung verwendet. Er stellt allerdings nur einen Teil der benötigten Sauerstoffmenge dar. Aus dieser stöchiometrischen Überlegung ergibt sich nun der benötigte Sauerstoffanteil, der für eine vollständige Verbrennung von Kohlenwasserstoffen

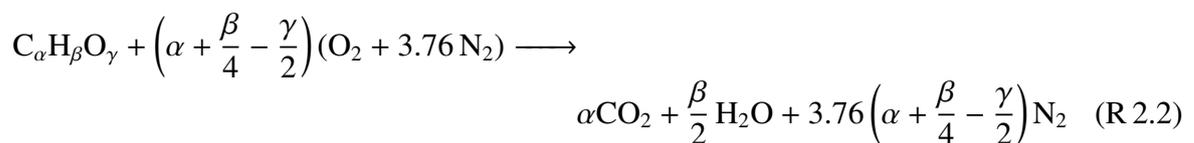
($C_\alpha H_\beta O_\gamma$) benötigt wird (McAllister/Chen/Fernandez-Pello (2011)):

$$x_{O_2,stoich.} = \alpha + \frac{\beta}{4} - \frac{\gamma}{2} \quad (2.1)$$

Es verhält sich jedoch in realen Verbrennungsprozessen so, dass nicht reiner Sauerstoff (O_2) für die Verbrennung verwendet wird, sondern atmosphärische Luft, dessen Hauptbestandteil Stickstoff (N_2) ist. Trockene Luft besteht lediglich zu 21 % aus Sauerstoff; der Rest besteht aus Stickstoff (78 %) und Edelgasen (1 %), wobei hier für eine vereinfachte Betrachtung die Edelgase zum Stickstoff gezählt werden (Warnatz/Maas/Dibble (2001)). Für die Verbrennung an Luft wird zudem noch das Verhältnis zwischen Stick- und Sauerstoff in der Umgebungsluft benötigt. Damit folgt für die Stoffmengenanteile in einem *stöchiometrischen Gemisch*⁵ mit Luft (Warnatz/Maas/Dibble (2001); Pischinger/Klell/Sams (2009)):

$$x_{O_2,stoich.} = \alpha + \frac{\beta}{4} - \frac{\gamma}{2} \quad x_{N_2,stoich.} = \frac{79}{21} \cdot x_{O_2,stoich.} = 3.76x_{O_2,stoich.} \quad (2.2)$$

Die Brutto-Reaktionsgleichung für eine vollständige Verbrennung von Kohlenwasserstoffen ($C_\alpha H_\beta O_\gamma$) mit Luft kann damit ausgedrückt werden als (McAllister/Chen/Fernandez-Pello (2011))



Obige Gleichung gilt jedoch lediglich für einen Brennstoff mit einer Komponente und kann nicht für einen Brennstoff angewendet werden, der aus mehreren Komponenten zusammengesetzt ist⁶. Um dennoch mit einem Brennstoffgemisch umgehen zu können, kann zunächst für jede einzelne Komponente des Brennstoffs die obige Netto-Reaktionsgleichung aufgestellt werden. Im Anschluss daran, wird jede einzelne Netto-Reaktionsgleichung mit dem Stoffmengenanteil der jeweiligen Brennstoffkomponente multipliziert und zum Schluss alle einzelnen Gleichungen aufsummiert (McAllister/Chen/Fernandez-Pello (2011)).

⁵Unter einem stöchiometrischen Gemisch versteht man ein Gemisch, bei dem ein optimales Verhältnis von Bren- und Sauerstoff herrscht, so dass eine vollständige Verbrennung ablaufen kann. Also keines der Edukte übrig bleibt.

⁶Bei Vaillant werden folgende Komponenten berücksichtigt: Kohlenstoffmonoxid (CO), Wasserstoff (H_2), Methan (CH_4), Ethan (C_2H_6), Propan (C_3H_8), Butan (C_4H_{10}), Kohlenstoffdioxid (CO_2), Stickstoff (N_2) und Sauerstoff (O_2)

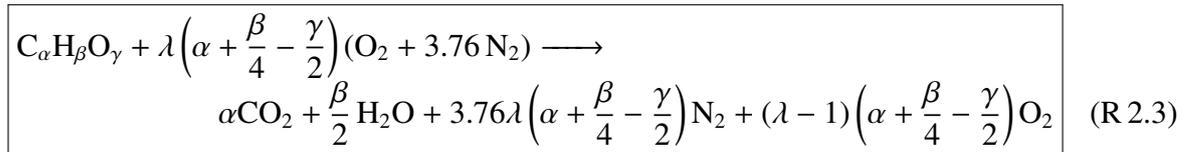
In der Praxis wird jedoch häufig mit einer anderen Luftmenge verbrannt als mit der, die sich aus obiger stöchiometrischen Betrachtung ergibt. Falls weniger Luft als die stöchiometrische Menge verwendet wird, besteht Luftmangel und es wird von einem *reichen* bzw. *fetten* Gemisch gesprochen (McAllister/Chen/Fernandez-Pello (2011); Herwig/Kautz/Moschallski (2016)). Bei so einer Verbrennung spricht man auch von einer *unvollständigen* Verbrennung, bei der die Verbrennungsprodukte noch brennbare Stoffe wie z.B. CO enthalten (Baehr/Kabelac (2012); Cerbe/Wilhelms (2005)). So eine Art von Verbrennung sollte allerdings vermieden werden, da unter anderem die chemische Energie in den unverbrannten Brennstoffen ungenutzt bleibt (Baehr/Kabelac (2012); Cerbe/Wilhelms (2005)) und die Verbrennung in dem Sinne giftig abläuft, dass im Abgas Schadstoffe wie z.B. Kohlenstoffmonoxid (CO) vorhanden ist (Cerbe/Wilhelms (2005)). Wird im Feuerbetrieb jedoch mehr Luft hinzugefügt, als theoretisch erforderlich wäre, besteht Luftüberschuss und das Gemisch wird als *arm* bzw. *mager* bezeichnet (McAllister/Chen/Fernandez-Pello (2011); Herwig/Kautz/Moschallski (2016)). Damit also gewährleistet werden kann, dass alle brennbaren Bestandteile mit dem Sauerstoff oxidieren und somit die Verbrennung nicht giftig abläuft, wird in der Regel mit Luftüberschuss verbrannt. Zudem muss allerdings beachtet werden, dass der Luftüberschuss so gering wie möglich bleibt. Der Grund ist in der über die Abgase abgeführte Energie zu suchen, denn durch die zusätzlich zugeführte Luft entstehen mehr Abgase und damit entsteht auch ein höherer Energieverlust über diese (Cerbe/Wilhelms (2005)). Weiterhin führt ein deutlicher Luftüberschuss dazu, dass die Verbrennungstemperatur sinkt (Herwig/Kautz/Moschallski (2016)).

Das Verhältnis zwischen der tatsächlich zugeführten und der theoretisch für eine vollständige Verbrennung gebrauchten Luftmenge wird als *Luftverhältnis* λ (Cerbe/Wilhelms (2005); Baehr/Kabelac (2012); Herwig/Kautz/Moschallski (2016)) bezeichnet:

$$\lambda = \frac{m_{\text{O}_2}}{m_{\text{O}_2, \text{min}}}. \quad (2.3)$$

Diese Größe stellt einen wesentlichen Parameter für die Verbrennung dar, denn durch ihn wird nicht nur der Ablauf einer Verbrennung, wie oben beschrieben, bestimmt, sondern auch die Eigenschaften des Verbrennungsgases wie z.B. die Menge oder die Zusammensetzung (Baehr/Kabelac (2012)). In der obigen Brutto-Reaktionsgleichung muss also noch das Luftverhältnis λ berücksichtigt werden und damit erhält man die allgemeine Gleichung für eine arme Verbrennung ($\lambda > 1$) von Kohlenwasserstoffen mit Luft (McAllister/Chen/Fernandez-Pello

(2011); Pischinger/Klell/Sams (2009)):



Diese Gleichung beschreibt also den Zusammenhang zwischen den Reaktionsteilnehmern und den Reaktionsprodukten bei einer armen Verbrennung. Diese Betrachtung war auch bei den bisherigen Brennwertgeräten vollkommen ausreichend, da die Verbrennungsgüte über die bisher eingesetzten Sensoren entweder vor der eigentlichen Verbrennung (Massenstromsensor) oder erst nach der Verbrennung im Abgas (CO-Sensor) überwacht wurde.

In dem neuen gasadaptiven Verbrennungssystem verhält es sich allerdings so, dass in dem Reaktionsraum eine sogenannte *Ionisationselektrode* eingebracht wird, um das System über die Aufnahme eines Stromes während der Verbrennung analysieren zu können. Das bedeutet jedoch, dass es nun nicht mehr ausreicht nur die Reaktionsteilnehmer und Reaktionsprodukte zu betrachten. Es muss sich auch mit den Reaktionen und Prozessen während der Verbrennung auseinandergesetzt werden; dazu gehört sowohl die Chemie als auch die Physik, um die komplexen Prozesse während einer Verbrennung von Kohlenwasserstoffen und die Anwendung einer Ionisationselektrode zur Überwachung der Verbrennungsgüte überhaupt verstehen zu können. Deshalb soll im ersten Schritt der Ionisationsprozess in Flammen als Quelle für die freien Ladungsträger betrachtet und im nächsten Kapitel (2.3) sich mit der Plasmaphysik beschäftigt werden, die beschreibt, wieso mit Hilfe einer Elektrode in ionisierten Gasen Ströme gemessen werden können und welche Informationen sich über diesen Strom über das ionisierte Gas und damit auch über die Verbrennungsgüte ablesen lassen.

2.2 Flammenionisationsmechanismen

Flammen können durch die Anwendung eines externen elektrischen Feldes beeinflusst werden. Diese Erkenntnis ist mittlerweile seit mehr als 100 Jahren bekannt. Auch wenn die Konzentration der Ionen generell klein ist, kann die elektrische Leitfähigkeit der Flammen einfach gemessen werden. Zudem stellt sie Informationen über den Verbrennungsprozess bereit. (Prager/Riedel/Warnatz (2007), Prager (2005), Ding et al. (2018), Ding (2018)). In Heizgeräten wurde die elektrische Leitfähigkeit der Flammen lange nur als Bestandteil der Sicherheitsket-

te für die Flammenerkennung genutzt, indem eine Wechselspannung zwischen Zündelektrode und Brenner angelegt und dann ein pulsierender Gleichstrom gemessen wurde. Mit diesem Signal wird die Anwesenheit einer Flamme gekennzeichnet. Hierbei ist zwingend notwendig, dass die Flamme Teil des Stromkreises ist (Rusche (2001), Dzubiella et al. (2017), Ding (2018)). Mit dem „neuen“ Regelungskonzept⁷, das gerade auf dieser elektrischen Leitfähigkeit der Flammen basiert, sollen nun auch die bereitgestellten Informationen über den Verbrennungsprozess genutzt werden. Der Ionisationsstrom kann so zur Luftzahlermittlung und somit auch zur Regelung verwendet werden. Wie das ganze tatsächlich funktioniert und welche Informationen sich aus dem Strom ablesen lassen können, wird Bestandteil der nächsten Kapitel.

Die Hauptfrage, die in diesem Kapitel geklärt werden soll, ist allerdings zunächst, wie überhaupt elektrisch geladene Spezies in einer Flamme entstehen und welche Ionisationsprozesse dahinterstecken (Prager (2005)). Zunächst soll allgemein auf die Klassifizierung von Ionisationsprozessen in Flammen eingegangen werden, wobei dieser Abschnitt sich hauptsächlich an Boček/Janák (1971) orientiert, bevor die Ionisation in Kohlenwasserstoffflammen genauer betrachtet wird.

Klassifizierung von Ionisationsprozessen

Ionisationsprozesse können je nach Blickwinkel unterschiedlich klassifiziert werden. So unterscheiden zum Beispiel Boček und Janák nach zwei verschiedenen Kriterien die Ionisationsprozesse:

1. Einerseits entsprechend ihrer Beziehung zu den Verbrennungsprozessen in *natürliche* und *additive Ionisation* und
2. andererseits nach der zeitlichen Abfolge von Prozessen, die in einer Flamme stattfinden können, in *Primärionisation*, *Ladungstransfer* und *Rekombinationsprozesse*

Einige der Typen lassen sich weiterhin unterteilen wie die Primärionisation in *thermische* und *chemische Ionisation* und die Rekombinationsprozesse in *direkte* und *indirekte* Prozesse. Hier ist vor allem die chemische Ionisation von besonderem Interesse, da diese für die Ionenbildung in Kohlenwasserstoffflammen eine entscheidende Rolle spielt, trotzdem soll der Vollständigkeit halber auf alle Klassifizierungstypen kurz eingegangen werden.

⁷Seit einigen Jahren sind Geräte mit diesem Konzept auf dem Markt

Angefangen bei der natürlichen und additiven Ionisation lassen diese sich durch ihre verbrannten Substanzen unterscheiden. So beschreibt die natürliche Ionisation das Ergebnis der Verbrennung von ionisierenden Substanzen in der Flamme wie zum Beispiel organische Substanzen und die additive Ionisation die Verbrennung von der Flamme hinzugefügten ionisierenden Substanzen wie zum Beispiel Alkali-Salzen (Boček/Janák (1971)).

Die Primärionisation beschreibt allgemein den Prozess der Bildung von geladenen Partikeln aus neutralen Partikeln, der, wie oben schon erwähnt wurde, weiter unterteilt werden kann in thermische und chemische Ionisation (Boček/Janák (1971)).

Die thermische Ionisation ist mit der Energie der thermischen Bewegungen der Partikel verbunden und wird durch die Temperatur des Gases und den Ionisationspotentialen seiner Komponenten bestimmt (Semenov/Sokolik (1970)). D.h. die neutralen Moleküle erhalten als Konsequenz der Temperaturerhöhung während der Verbrennung zusätzliche Energie. Falls diese höher als die Ionisationsenergie des Moleküls ist, wird das Molekül ionisiert. Dieser Prozess kann durch die Dissoziation eines neutralen Moleküls M zu einem Ion M^+ und einem Elektron e^- durch die folgende Reaktion beschrieben werden (Glavmo/Spadafora/Bosch (1999), Boček/Janák (1971), Semenov/Sokolik (1970)):



wobei E_{Ion} die Ionisationsenergie des Moleküls ist.

Die chemische Ionisation ist ein Nicht-Gleichgewichts-Prozess (Boček/Janák (1971)) und eine charakteristische Eigenschaft von Kohlenwasserstoffflammen (Semenov/Sokolik (1970)), bei dem zwei neutrale Partikel exotherm miteinander reagieren. Diese chemischen Reaktionen führen zu einem Kation und einem Anion, bei Temperaturen, die zu gering für die thermische Ionisation sind (Prager (2005)). Deswegen findet die chemische Ionisation auch vor der thermischen Ionisation statt. Die dabei entstehende Reaktionswärme bleibt dabei in den Reaktionsprodukten enthalten (Boček/Janák (1971)). Wie die Ionenbildung in Kohlenwasserstoffflammen genau aussieht, wird im nächsten Abschnitt erklärt.

Beim Ladungstransfer reagieren geladene mit neutralen Partikeln, wobei die Ladung insgesamt erhalten bleibt. Diese Art von Reaktion ist am Anfang, wenn die ersten Ionen gebildet wurden, am häufigsten.

Der Rekombinationsprozess steht im Gegensatz zur Primärionisation, da durch diesen Pro-

zess die freien Ladungsträger in der Flamme wieder verringert werden. Auf Grund der Kinetik lassen sich hier zwei Typen unterscheiden: Einmal die direkte und einmal die indirekte Rekombination.

Der direkte Rekombinationsprozess beschreibt die Reaktion eines Ions M^+ mit einem Elektron e^- gemäß



wobei die frei werdende Energie E wieder zu Ionisationsprozessen genutzt werden kann.

Der indirekte Rekombinationsprozess setzt sich hingegen aus zwei Reaktionen zusammen. Einer Ion-Ion-Reaktion geht ein Elektroneneinfang voraus, um ein neutrales Partikel negativ aufzuladen und so ein negatives Ion N^- zu bilden, welches dann in einer weiteren Reaktion mit einem positiven Ion M^+ rekombinieren kann. Der gesamte Mechanismus sieht dann wie folgt aus:



Ionisation in Kohlenwasserstoffflammen

Es ist mittlerweile weitgehend akzeptiert, dass nicht, wie lange Zeit angenommen, die thermische Ionisation für die Ionenbildung in Kohlenwasserstoffflammen verantwortlich ist, sondern die chemische Ionisation (Prager (2005), Prager/Riedel/Warnatz (2007), Pedersen (1991), Glavmo/Spadafora/Bosch (1999), Starik/Titova (2002), Goodings/Tanner/Bohme (1982), Ding (2018) u.v.m.). Der Prozess der Ionenbildung in Kohlenwasserstoffflammen wurde seit mehreren Jahrzehnten studiert. Diese Studien haben sich hauptsächlich mit dem Messen von Ladungsträgerdichten sowie mit der Analyse von bestimmten Kanälen für ihre Bildung unter verschiedenen Verbrennungsbedingungen beschäftigt (Starik/Titova (2002)). Es konnte festgestellt werden, dass der Mechanismus für die Bildung von CH-Radikalen im Grundzustand und im angeregten Zustand (CH^*), die für die Ionenbildung während der Verbrennung von $C_\alpha H_\beta O_\gamma + O_2$ -Gemischen verantwortlich sind, für alle Kohlenwasserstoffe gleich sind, obwohl sich die dynamische Charakteristik bei der Verbrennung von Methan und anderen gesättigten Kohlenwasserstoffen deutlich unterscheiden kann (Starik/Titova (2002)). Ein Beispiel für die Entstehung der CH-Radikalen im Grundzustand und im angeregten Zustand (CH^*) zeigt die

Abbildung 2.2 an Hand der Verbrennung von Methan.

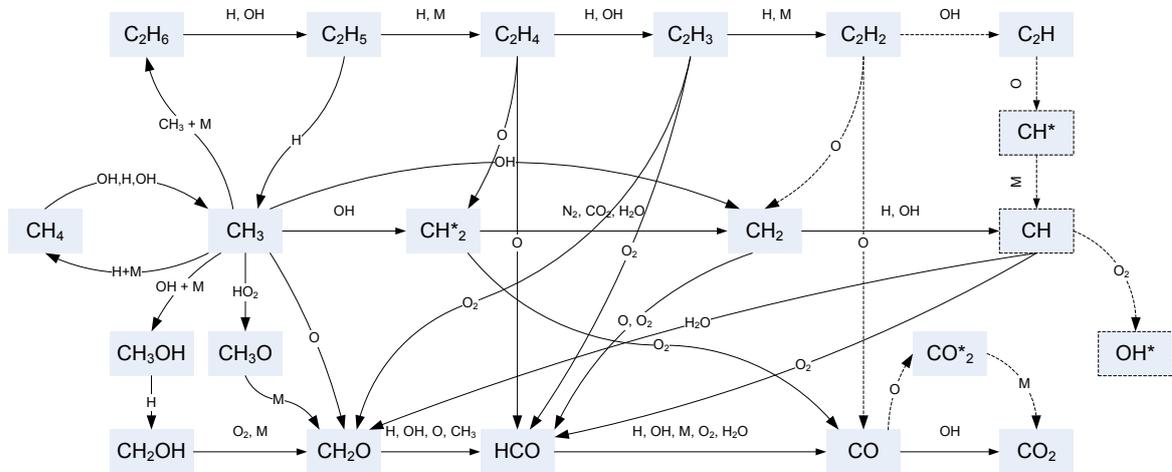


Abbildung 2.2: Vereinfachte Darstellung der Reaktionen bei der Verbrennung von Methan mit Sauerstoff, wobei nur die Hauptreaktionswege gezeigt sind. Weiterhin sind die Reaktionswege dargestellt, die zu chemilumineszierenden Spezies (OH^* , CH^* und CO_2^*) führen und mit gestrichelten Pfeilen markiert sind (Hentschel (2006), Ding et al. (2018), Ding (2018)).

Es gibt eine Vielzahl von chemischen Reaktionsgleichungen, die bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen auftreten und die mitunter sehr komplex sein können. Viele von diesen Reaktionen haben gemeinsam, dass sie freie Elektronen durch chemische Ionisation produzieren. Die chemische Ionisation tritt dabei während exothermer Reaktionen auf, sofern die freigesetzte Reaktionsenergie groß genug ist, um eines der Reaktionsprodukte zu ionisieren. Die Hauptquelle von Ionen in Kohlenwasserstoffverbrennungen sind die Reaktionen (Glavmo/Spadafora/Bosch (1999), Prager/Riedel/Warnatz (2007), Semenov/Sokolik (1970), Starik/Titova (2002), Prager (2005), Pedersen (1991), Pedersen/Brown (1993), Goodings/Bohme/Ng (1979a), Bradley (1986), Ding (2018) uvm.):



und



die zu einem CHO^+ -Ion und einem Elektron e^- führen. Das CHO^+ -Ion ist allerdings nicht das dominierende Ion in Kohlenwasserstoffflammen. Dieses erste Kation kann nämlich über verschiedene Ion-Molekül-Reaktionen verbraucht werden, was für eine große Vielfalt von po-

sitiven Ionen sorgt:



Der Protonenaustausch scheint dabei der dominierende Prozess zu sein (Goodings/Bohme/Ng (1979a)).

In allen Kohlenwasserstoffflammen lässt sich also neben dem CHO^+ -Ion eine Vielzahl von Ionen identifizieren, wobei die Existenz des CHO^+ -Ions Voraussetzung für die Produktion der anderen Ionen in Flammen ist. Die folgenden Ionen konnten in den Jahrzehnten der Analyse der Flammenchemie als echte Flammenionen identifiziert werden: CHO^+ , H_3O^+ , C_3H_3^+ , CH_3^+ und $\text{C}_2\text{H}_3\text{O}^+$. Die weiteren Ionen werden als sekundäre Ionen bezeichnet (Pedersen/Brown (1993), Pedersen (1991), Starik/Titova (2002), Goodings/Bohme/Ng (1979a)).

Auch negative Ladungsträger sind in Kohlenwasserstoffflammen vorhanden und setzen sich aus den Elektronen und Anionen (negativ geladene Ionen) zusammen (Goodings/Bohme/Ng (1979b), Ding (2018)). Das wichtigste negative Ion neben dem Elektron stellt dabei der molekulare Sauerstoff O_2^- dar, der aus der Reaktionsgleichung (Goodings/Bohme/Ng (1979b), Fialkov (1997), Franke (2002), Starik/Titova (2002), uvm.)



gebildet wird und aus dem weitere negative Ionen hervorgehen. Allerdings sind die Konzentrationen der negativen Ionen im Vergleich zu den positiven H_3O^+ -Ionen und den Elektronen deutlich geringer (Prager (2005)), sodass die positiven Ionen und Elektronen, die während der Verbrennung entstehen, die elektrischen Eigenschaften der Flamme bestimmen.

In armen Methan-Flammen ist die folgende Reaktion für den Abbau des Ions CHO^+ verantwortlich (Pedersen (1991), Goodings/Bohme/Ng (1979a), Glavmo/Spadafora/Bosch (1999), uvm.):



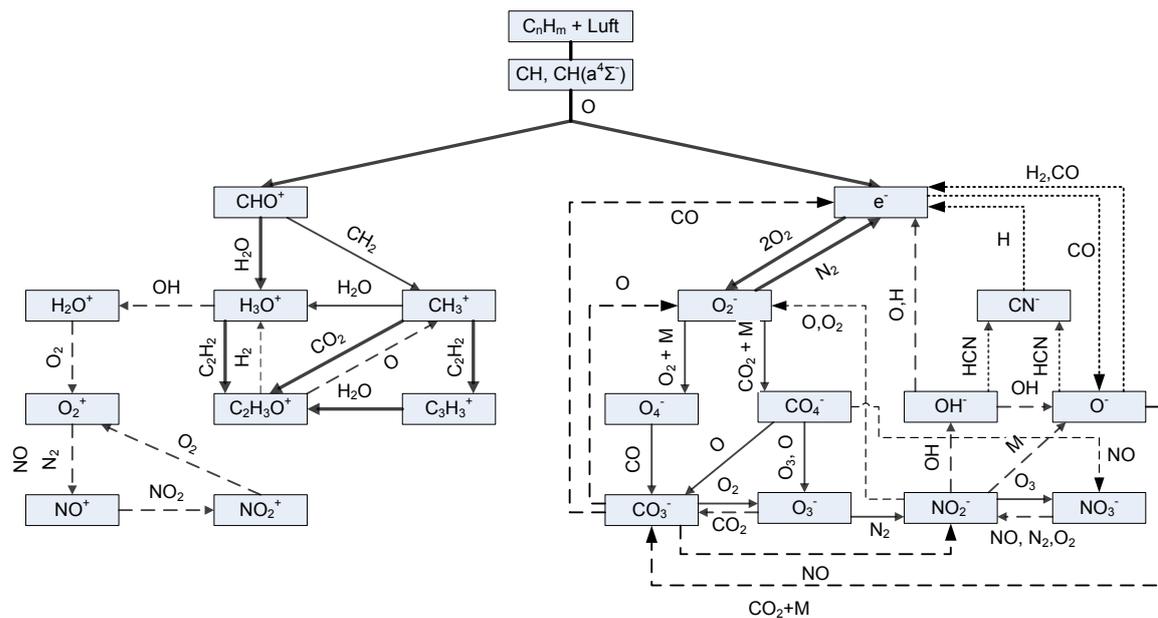
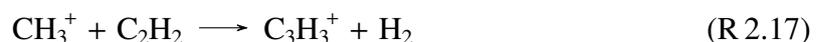


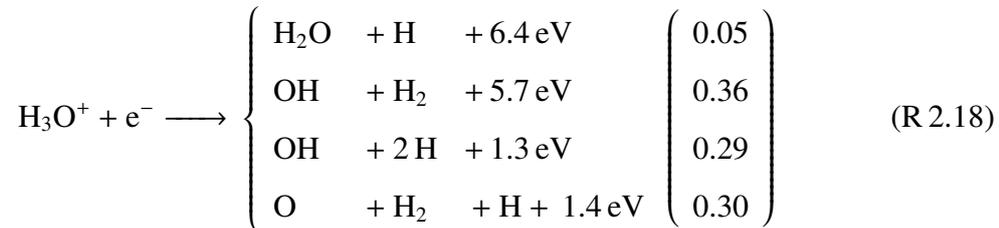
Abbildung 2.3: Übersichtsdiagramm zur Ionenbildung in Kohlenwasserstoffflammen (Starik/Titova (2002)). Die durchgezogenen Linien stellen die dominanten Prozesse der Ionenbildung dar, wenn $t < \tau_{ind}$ ist (dicke Linien entsprechen dabei schnelleren und dünne Kurven den langsameren Reaktionen). Für $t \geq \tau_{ind}$, d.h. wenn die Temperatur des Gemisches deutlich angestiegen ist und sich ein Großteil der Radikale und Ionen gebildet hat, dann werden die Prozesse dominant, die durch die gestrichelten Linien dargestellt sind.

Da die Reaktion der Reduktion von CHO^+ (Reaktion R 2.16) deutlich schneller abläuft als dessen Produktion (Reaktion R 2.8 und R 2.9), ist das H_3O^+ -Ion das dominierende Ion in armen Methan-Flammen. Das H_3O^+ -Ion kann über eine Reihe von Ion-Molekül-Reaktionen weitere Flammenionen formen (Pedersen (1991), Pedersen/Brown (1993)). Sobald die Verbrennung allerdings fetter abläuft, wird statt dem H_3O^+ -Ion das C_3H_3^+ -Ion zum dominierenden Ion (Pedersen (1991), Pedersen/Brown (1993), Goodings/Tanner/Bohme (1982) uvm.), welches über die folgende Reaktion produziert wird (Pedersen (1991)):



Je nachdem welche Flamme betrachtet wird, lassen sich unterschiedliche dominierende Ionen in der Flamme identifizieren, allerdings ist die Quelle der Ionen stets die Produktion des CHO^+ -Ions. Die Konzentration der Ionen kann jedoch durch Diffusion und Rekombination

reduziert werden⁸ (Neau et al. (2000), Ganguly (2007)):



2.3 Plasmaphysik

Wie bisher aufgezeigt wurde, befinden sich in Flammen freie Ladungsträger, die durch chemische Ionisationsprozesse erzeugt werden. Bei der Verbrennung von Gasen liegt also ein ionisiertes Gas vor (Heumann (1939)). Dieser Umstand ist schon seit längerem bekannt und im Laufe der Zeit haben sich viele Forscher mit den elektrischen Eigenschaften einer Flamme beschäftigt (Calcote (1948), Calcote (1951), Boček/Janák (1971), Bradley (1986), Marcum/Ganguly (2005), Ganguly (2007)).

Wie unter anderem Fialkov (Fialkov (1997), Goodings/Bohme/Ng (1979b), Ding (2018)) berichtet, können Methoden, die zur Untersuchung von geladenen Spezies in leicht ionisierten Niedertemperaturplasmen verwendet werden, auch auf Flammen angewandt werden. Deswegen werden im Laufe des Kapitels die Methoden der Plasmadiagnostik betrachtet. Es muss allerdings berücksichtigt werden, dass sich Flammen durch ihre spezifischen Eigenschaften dennoch von Plasmen unterscheiden und die Theorien nicht eins zu eins auf die Flammen übertragen werden können. Der größte Unterschied zwischen Flammen und Plasmen liegt zum Beispiel darin, dass es in Flammen nur einen beschränkten Bereich gibt, die sogenannte *Flammenzone*, in der die chemische Ionisation auftritt und die dafür verantwortlich ist, dass es überhaupt freie Ladungsträger in der Flamme gibt. Zudem liegen nicht nur im Temperatursondern auch im Konzentrationsverlauf steile Gradienten vor und weiter befinden sich neben den Elektronen auch negative Ionen in der Flamme. Trotz dieser Unterschiede können vereinfacht die für Niedertemperaturplasmen verwendeten Methoden zur Plasmadiagnostik auf die Flammendiagnostik angewendet werden, um mehr Informationen über die Flamme und dessen Eigenschaften zu erhalten. Im Weiteren wird sich in dieser Arbeit lediglich mit der Diagnose von elektrischen Parametern mit Hilfe von sogenannten *Langmuirsonden* beschäftigt und nicht auf weitere Diagnostiken eingegangen.

⁸Die Zahlen in den Klammern geben die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess an (Ganguly (2007)).

In diesem Sinne soll in diesem Kapitel ein Überblick über die Deutung der Stromspannungskurven mittels der *Langmuirschen* Sondentheorie gegeben und damit gleichzeitig der sogenannte „Diodeneffekt“ von Flammen erklärt werden, der die Basis für die Lambda-Regelung eines elektronischen Gas-Luft-Verbundes mit Hilfe einer Ionisationselektrode ist.

Die Plasma-Randschicht

Als Plasma-Randschicht, auch Raumladungszone, wird der Übergangsbereich eines Plasmas zu einer begrenzenden Oberfläche bezeichnet (Xu (2014)). Die Entstehung einer solchen Raumladungszone soll nun qualitativ beschrieben werden. Eine Flamme ist ein schwach ionisiertes Plasma, dessen freie Ladungsträger, die Elektronen und positiven Ionen, in der Reaktionszone der Flamme durch chemische Ionisation entstehen. Unter der Annahme eines thermodynamischen Gleichgewichtes haben nach Xu die geladenen Partikel bei Flammentemperaturen von 2210 K ohne die Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes geringe Energien von 0,19 eV (Xu (2014)). Der ungerichtete Strom durch eine Flächeneinheit kann nun unter der Voraussetzung einer *Maxwellschen* Geschwindigkeitsverteilung und der Annahme, dass $T_i \approx T_e$ und damit auch gleichzeitig der Gastemperatur ist, mit

$$\begin{aligned} j_i &= \frac{1}{4} n_i e v_i = n_i e \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi M}} \\ j_e &= \frac{1}{4} n_e e v_e = n_e e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}} \end{aligned} \quad (2.4)$$

angegeben werden, wobei j der Stromfluss pro Fläche, e die Elementarladung, k die Boltzmannkonstante, n die Dichten, v die thermischen Geschwindigkeiten, T die Temperaturen und m die Masse der Elektronen und M die Masse der Ionen ist (Heumann (1939), Merlino (2007)). Mit der Annahme, dass Quasineutralität im Plasma herrscht, also $n_i \approx n_e$ gilt, ergibt sich das Verhältnis der beiden Flüsse aus dem Geschwindigkeitsverhältnis und damit aus der Quadratwurzel des Massenverhältnisses:

$$\frac{j_e}{j_i} = \frac{v_e}{v_i} = \sqrt{\frac{M}{m}} \quad (2.5)$$

Auf Grund der Tatsache, dass die Elektronen eine deutlich geringere Masse aufweisen als die positiven Ionen, resultiert ein deutlich größerer Diffusionsstrom der Elektronen als der der

positiven Ionen.

Wird nun eine isolierte Sonde der Größe A im Plasma betrachtet, dann ist der Elektronenstrom

$$I_e = A \cdot j_e, \quad (2.6)$$

der in die Sonde fließt, deutlich größer als der der durch die positiven Ionen verursacht wird (Xu (2014), Heumann (1939)):

$$I_i = A \cdot j_i. \quad (2.7)$$

Dies bedeutet, dass zu dem Zeitpunkt, zu dem die Sondenoberfläche das erste Mal das Plasma berührt, der Flamme mehr negative Elektronen entzogen werden als positive Ionen. Die Sondenoberfläche lädt sich also im Vergleich zum Plasma negativ auf, sodass Elektronen durch das sich ausbildende negative Feld abgestoßen und positive Ionen angezogen werden. Der Ioneneinfang verursacht, dass das Oberflächenpotential der Sonde im Vergleich zum initialen negativen Potential ansteigt. Durch diesen Potentialanstieg wird der Elektronenfluss weiter abgebremst und der Ionenfluss weiterhin erhöht, solange bis sich die Flüsse auf die Sondenoberfläche ausgeglichen haben und kein Netto-Strom mehr fließt. Jenes Potential, das sich nun gegenüber dem Plasmapotential eingestellt hat, wird *Floating-Potential* Φ_W genannt. Diese Potentialdifferenz zwischen dem Plasma und der Sonde ist in einer dünnen Schicht, der sogenannten *Randschicht*, vor der Sonde konzentriert. Innerhalb der Randschicht fällt das lokale Potential monoton vom Plasmapotential Φ_P zum Floating-Potential Φ_W ab. Außerdem gilt in der Randschicht keine Quasineutralität mehr. Die Elektronendichte ist gegenüber der Iondichte sehr viel kleiner. Außerhalb der Randschicht ist das Plasma ungestört und die Quasineutralität wird aufrechterhalten. Jeglicher Partikelfluss in die Randschicht ist abhängig von den bloßen zufälligen thermischen Bewegungen der Partikel. D.h. eine in einem Plasma eingeführte Sonde hat keinen Einfluss auf das Plasma-Volumen (Xu (2014), Heumann (1939), Merlino (2007)).

Wird nun eine mit dem Potenzial V vorgespannte Sonde betrachtet, dann wird die positive Elektrode (Anode) einen Netto-Elektronenstrom sammeln und die negative Elektrode (Kathode) einen Netto-Ionenstrom. Allerdings verhält es sich in beiden Situationen so, dass der

thermische Elektronenfluss im Vergleich zu dem der Ionen deutlich größer ist, sodass sich in den meisten Fällen eine negative Randschicht ausbildet, um den Elektronenfluss auf die Sonde zu reduzieren (Xu (2014), Heumann (1939), Merlino (2007)).

Randschichtmodelle

Wie zuvor diskutiert, entsteht zwischen dem Plasmarand und einer begrenzenden Wand ein Potential, was dafür sorgt, dass der Elektronen- und Ionenstrom auf die Fläche ausgeglichen ist, sodass keine Ladung aus dem Plasma gelangt. In einem elektropositiven Plasma⁹, in dem es die gleiche Anzahl an positiven Ionen und negativen Elektronen gibt (Quasineutralität), haben die Elektronen auf Grund ihrer geringeren Masse eine viel höhere Mobilität als die positiven Ionen. Dies ist der Grund, dass sich das Plasma positiv auflädt in Bezug zu einer geerdeten Wand. Die Region, die sich zwischen der Wand und dem Plasma ausbildet, ist die Randschicht oder Raumladungszone (Lieberman/Lichtenberg (1994)).

In diesem Kapitel, was sich komplett an Lieberman/Lichtenberg (1994), Kap. 6, orientiert, soll nun die Randschicht und dessen Potentialverlauf, sowie die Dichteverläufe der Elektronen und Ionen betrachtet werden. Weiterhin wird gezeigt, dass sich zwischen der Randschicht und dem Plasma eine weitere Schicht, die *Vorschicht* ausbildet, um die Kontinuität des Ionenflusses zu gewährleisten. Zu diesem Zweck werden folgende Annahmen getroffen:

1. Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen, die die Temperatur T_e haben
2. kalte Ionen ($T_i = 0$)
3. gleiche Dichteverteilung an der Randschichtkante¹⁰ bei $x = 0$, d.h. $n_e(0) = n_i(0) = n_0$

Zusätzlich wird das Potential an der Randschichtkante auf Null gesetzt, d.h. $\Phi(x = 0) = 0$. Die Ionen haben an dieser Stelle die Geschwindigkeit v_0 . Und die Wand befindet sich in einem Abstand $x = s$ (vgl. Abb. 2.4).

⁹Ein elektropositives Plasma ist ein Plasma ohne eine nennenswerte Anzahl an negativen Ionen. Elektronegative Plasmen sind hingegen dadurch gekennzeichnet, dass negative Ionen anwesend sind (Wagner (2007)).

¹⁰Die Randschichtkante beschreibt den Übergang des Plasmas in die Randschicht.

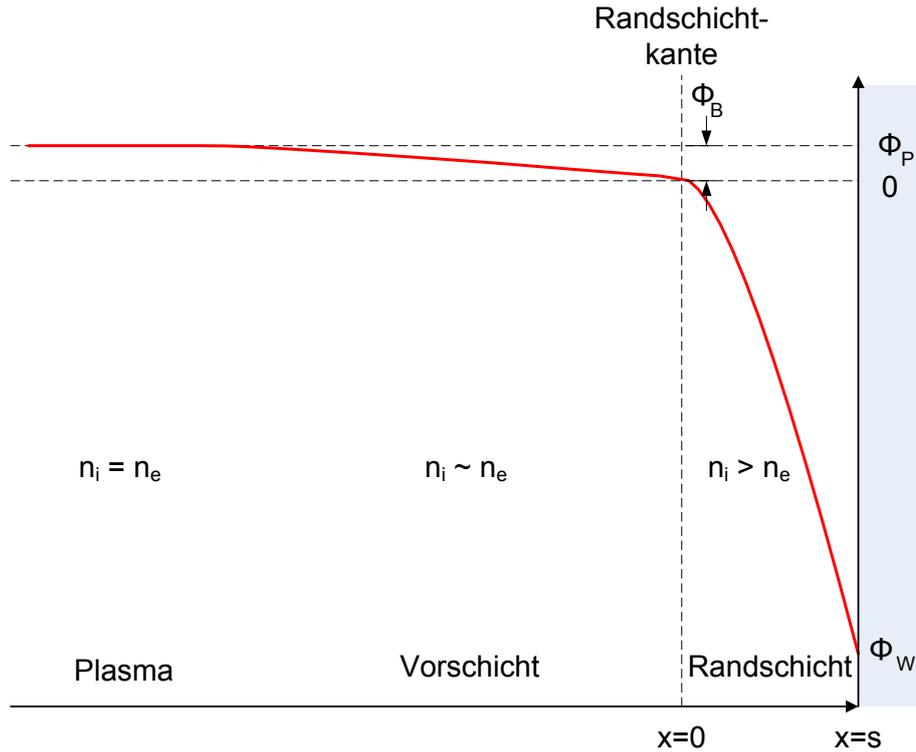


Abbildung 2.4: Potentialverlauf (Lieberman/Lichtenberg (1994), Xu (2014), Stroth (2011)).

Die kollisionsfreie Randschicht

Um den Verlauf der Ionendichte in der Randschicht zu bestimmen, wird die Energieerhaltung der Ionen (ohne Kollisionen) betrachtet:

$$\frac{1}{2} M v_i^2(x) + e\Phi(x) = \frac{1}{2} M v_0^2, \quad (2.8)$$

wobei v_0 die Geschwindigkeit der Ionen ist, mit der sie in die Randschicht eintreten. Weiter gilt Strom-Erhaltung:

$$n_i(x) v_i(x) = n_0 v_0, \quad (2.9)$$

wobei n_0 die Dichte der Ionen ist, wenn sie die Randschicht betreten. Wenn nun die Gleichung 2.8 nach $v_i(x)$ umgestellt und $v_i(x) = v_0 \left(1 - \frac{2e\Phi}{Mv_0^2}\right)^{1/2}$ in Gleichung 2.9 eingesetzt wird, so ergibt sich:

$$n_i(x) = n_0 \left(1 - \frac{2e\Phi}{Mv_0^2}\right)^{-1/2} \quad (2.10)$$

Zur Beschreibung der Elektronendichte wird ausgenutzt, dass die Elektronen auf Grund ihrer hohen Mobilität direkt dem elektrischen Feld folgen, sodass die Boltzmannverteilung ange-

nommen werden darf:

$$n_e(x) = n_0 \exp\left(\frac{e\Phi(x)}{kT_e}\right) \quad (2.11)$$

Wird nun beides in die Poisson-Gleichung eingesetzt, dann ergibt sich eine Differentialgleichung, die den Verlauf des Potentials $\Phi(x)$ innerhalb der Randschicht beschreibt:

$$\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} = e \frac{n_0}{\epsilon_0} \left[\exp\left(\frac{e\Phi(x)}{kT_e}\right) - \left(1 - \frac{2e\Phi(x)}{Mv_0^2}\right)^{-1/2} \right] \quad (2.12)$$

Im Folgenden wird gezeigt, dass diese Gleichung lediglich für genügend große v_0 stabile Lösungen hat. Dazu wird obige Gleichung mit $\frac{d\Phi(x)}{dx}$ multipliziert und über x integriert.

$$\int_0^\Phi \frac{d\Phi(x)}{dx} \frac{d}{dx} \left(\frac{d\Phi(x)}{dx} \right) dx = e \frac{n_0}{\epsilon_0} \int_0^\Phi \frac{d\Phi(x)}{dx} \left[\exp\left(\frac{e\Phi(x)}{kT_e}\right) - \left(1 - \frac{2e\Phi(x)}{Mv_0^2}\right)^{-1/2} \right] dx \quad (2.13)$$

Wenn nun die Integration ausgeführt wird, dann ergibt sich folgende Gleichung:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{dx} \right)^2 = e \frac{n_0}{\epsilon_0} \left[kT_e \exp\left(\frac{e\Phi}{kT_e}\right) - kT_e + 2E_0 \left(1 - \frac{e\Phi}{E_0}\right)^{1/2} - 2E_0 \right] \quad (2.14)$$

mit $E_0 = \frac{1}{2}Mv_0^2$. Dabei wurde $\Phi(0) = 0$ und $\frac{d\Phi(x=0)}{dx} = 0$ gesetzt. Damit sinnvolle Lösungen aus dieser Gleichung herauskommen, muss die rechte Seite größer als Null sein. Dies bedeutet, dass die Elektronendichte stets kleiner als die Ionendichte in der Randschicht sein muss. Mit der Annahme, dass $e\Phi \ll kT_e$, kann die rechte Seite in eine Taylorreihe bis in die zweite Ordnung entwickelt werden und es ergibt sich:

$$kT_e \left(1 + \frac{e\Phi}{kT_e} + \frac{1}{2} \left(\frac{e\Phi}{kT_e} \right)^2 \right) - kT_e + 2E_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{e\Phi}{E_0} - \frac{1}{8} \left(\frac{e\Phi}{E_0} \right)^2 \right) - 2E_0 > 0 \quad (2.15)$$

bzw. in gekürzter Form:

$$\frac{1}{2} \frac{(e\Phi)^2}{kT_e} - \frac{1}{4} \frac{(e\Phi)^2}{E_0} > 0 \quad (2.16)$$

Wird für E_0 wieder $\frac{1}{2}Mv_0^2$ eingesetzt, so ergibt sich für die Eintrittsgeschwindigkeit der Ionen in die Randschicht folgende Bedingung:

$$\boxed{v_0 > \sqrt{\frac{kT_e}{M}} = v_B} \quad (2.17)$$

Diese Bedingung wird *Bohm-Kriterium* genannt und die dazugehörige Geschwindigkeit wird mit *Bohm-Geschwindigkeit* v_B bezeichnet. Diese Geschwindigkeit müssen die Ionen also mindestens an der Randschichtkante aufweisen, um weiter in die Randschicht gelangen zu können. Dafür ist allerdings ein weiteres elektrisches Feld im Plasma notwendig, was sich über einen Bereich erstreckt, der typischerweise größer als die Randschichtdicke ist. Diese nicht feldfreie Region zwischen Plasma und Randschicht, in der die Ionen auf die Bohm-Geschwindigkeit beschleunigt werden, wird als *Vorschicht* bezeichnet. In dieser Region soll Quasineutralität herrschen:

$$n_i(x) = n_e(x) \quad (2.18)$$

Wird diese Beziehung nun logarithmiert und dann abgeleitet, so ergibt sich:

$$\frac{1}{n_i(x)} \frac{dn_i(x)}{dx} = \frac{1}{n_e(x)} \frac{dn_e(x)}{dx} \quad (2.19)$$

Mit dem Ionenstrom $j_i(x) = n_i(x)v_i(x)$ ergibt sich dann:

$$\frac{1}{n_e(x)} \frac{dn_e(x)}{dx} = \frac{ev_i(x)}{j_i(x)} \frac{d}{dx} \left(\frac{j_i(x)}{ev_i(x)} \right) = \frac{1}{j_i(x)} \frac{dj_i(x)}{dx} - \frac{1}{v_i(x)} \frac{dv_i(x)}{dx} \quad (2.20)$$

Wird wieder die Boltzmann-Verteilung $n_e(x) = n_0 \exp\left(\frac{e\Phi(x)}{kT_e}\right)$ für die Elektronen angenommen, so ergibt sich:

$$\frac{1}{v_i(x)} \frac{dv_i(x)}{dx} + \frac{e}{kT_e} \frac{d\Phi(x)}{dx} = \frac{1}{j_i(x)} \frac{dj_i(x)}{dx} \quad (2.21)$$

Wie oben bereits hergeleitet wurde, müssen die Ionen an der Randschichtkante mindestens die Bohm-Geschwindigkeit aufweisen, damit sie in die Randschicht gelangen können. Dies lässt wiederum den Schluss zu, dass die Ionen innerhalb der Vorschicht immer eine kleinere Geschwindigkeit als die Bohmgeschwindigkeit haben, es gilt also $v_i(x) < v_B$ in der Vorschicht.

Aus diesem Grund entsteht aus obiger Gleichung (2.21) die Ungleichung:

$$\boxed{\frac{1}{v_i(x)} \frac{dv_i(x)}{dx} + \frac{e}{kT_e} \frac{d\Phi(x)}{dx} < \frac{1}{j_i(x)} \frac{dj_i(x)}{dx}} \quad (2.22)$$

Diese Ungleichung kann dabei durch mehrere Bedingungen erfüllt werden:

1. Ionenreibung: Wenn von Stromerhaltung, also $\frac{dj_i(x)}{dx} = 0$, ausgegangen wird, dann muss die linke Seite der Ungleichung (2.22) explizit kleiner als Null sein, d.h. $\frac{1}{v_i(x)} \frac{dv_i(x)}{dx} + \frac{e}{kT_e} \frac{d\Phi(x)}{dx} < 0$. Dies wird erreicht, wenn die Geschwindigkeitszunahme der Ionen durch Ionenreibung in der Vorschicht vermindert wird. D.h. die Änderung der Geschwindigkeit $v_i(x)$ ist nicht mehr äquivalent zur Änderung des Potentials $\Phi(x)$.
2. Geometrie, Kontraktion: Durch geometrische Bedingungen kann es sein, dass die Stromdichte in der Randschicht größer wird, d.h. $\frac{dj_i(x)}{dx} > 0$.
3. Ionisation: Genau dasselbe wie durch geometrische Bedingungen kann durch zusätzliche Ionisation in der Vorschicht passieren, sodass auch hier $\frac{dj_i(x)}{dx} > 0$ gilt.

Der Potentialabfall in der Vorschicht, der die Ionen auf die Bohmgeschwindigkeit beschleunigt, lässt sich aus folgender Beziehung ableiten:

$$\frac{1}{2} M v_B^2 = e \Phi_P, \quad (2.23)$$

wobei Φ_P das Plasmapotential in Bezug auf das Potential an der Randschichtkante ist. Mit der Bohmgeschwindigkeit $v_B = \left(\frac{kT_e}{M}\right)^{1/2}$ ergibt sich dann das *Plasmapotential* Φ_P zu:

$$\Phi_P = \frac{kT_e}{2e} \quad (2.24)$$

Die Potentialdifferenz, die sich in der Randschicht ergibt, also zwischen dem Plasma und einer floatenden Oberfläche, kann aus der Tatsache abgeleitet werden, dass der Ionenstrom auf eine floatenden Oberfläche gleich dem Elektronenstrom sein muss. Der Ionenstrom, der in der Randschicht als konstant angenommen wird, ist bestimmt durch die Bohmgeschwindigkeit v_B :

$$\Gamma_i = en_0 v_B \quad (2.25)$$

Der Elektronenstrom wird hingegen durch die Boltzmann-Verteilung bestimmt:

$$\Gamma_e = \frac{1}{4}en_0v_{e,th} \exp\left(\frac{e\Phi_W}{kT_e}\right), \quad (2.26)$$

wobei $v_{e,th} = \left(\frac{8kT_e}{\pi m}\right)^{1/2}$ die mittlere Elektronen-Geschwindigkeit und Φ_W das Potential an der floatenden Oberfläche in Bezug auf das Potential an der Randschichtkante ist. Werden nun beide Ströme gleich gesetzt, so folgt:

$$en_0 \sqrt{\frac{kT_e}{M}} = \frac{1}{4}en_0 \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \exp\left(\frac{e\Phi_W}{kT_e}\right) \quad (2.27)$$

Daraus ergibt sich für das sogenannte *Floating-Potential* Φ_W :

$$\Phi_W = -T_e \ln\left(\frac{M}{2\pi m}\right)^{1/2} \quad (2.28)$$

Oberfläche mit angelegter Spannung

Nun stellt sich die Frage, wie sich die Randschicht verändert, wenn statt der bisher betrachteten geerdeten Oberflächen solche betrachtet werden, an denen eine externe Spannung anliegt. Dieser Fall wird vor allem später eine wichtige Rolle in der Erklärung der beobachtbaren Ergebnisse spielen, wenn die Stromspannungskurven in Flammen gedeutet werden.

Wird nun der einfachste Fall einer Oberfläche betrachtet, an der eine hohe negative Spannung in Bezug auf das Potential an der Randschichtkante angelegt wird, so werden die Elektronen aus der Randschicht gedrängt und es gilt $n_e \propto n_s \exp\left(\frac{e\Phi}{kT_e}\right) \rightarrow 0$, wobei oft angenommen wird, dass $|e\Phi| \gg kT_e$ ist. Die Ionen werden im Gegensatz dazu stark beschleunigt. Mit der Annahme, einer konstanten Ionendichte, $n_I = n_s = konst.$ in der Randschicht, wird diese im einfachsten Fall als *Matrix-Schicht* bezeichnet.

Wird nun die eindimensionale Maxwell Gleichung ($\nabla \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$) betrachtet

$$\frac{dE}{dx} = \frac{en_0}{\epsilon_0}, \quad (2.29)$$

dann ergibt sich für das elektrische Feld $E(x)$ in der Randschicht ein linearer Zusammenhang zum Abstand x der Oberfläche:

$$E(x) = \frac{1}{\epsilon_0}en_0x. \quad (2.30)$$

Wird nun über $\frac{d\Phi}{dx} = -E$ integriert, dann ergibt sich für den Potentialverlauf in der Randschicht:

$$\Phi(x) = -\frac{en_0}{\epsilon_0} \frac{x^2}{2}. \quad (2.31)$$

An der Oberfläche, bei $x = s$, muss das Potential Φ den Wert der negativen Spannung $-V_0$ haben, die an die Oberfläche angelegt wird. Dies in obige Gleichung eingesetzt und nach s aufgelöst, ergibt die Randschichtdicke in Abhängigkeit der Debye-Länge $\lambda_{De} = \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_0}\right)^{1/2}$:

$$s = \left(\frac{2\epsilon_0 V_0}{en_0}\right)^{1/2} = \lambda_{De} \left(\frac{2eV_0}{kT_e}\right)^{1/2} \quad (2.32)$$

D.h. die Randschichtdicke kann mehrere Debye-Längen dick sein. Allerdings wurde hier komplett vernachlässigt, dass die Ionen in einem elektrischen Feld beschleunigt werden würden, was wiederum bei der Annahme einer Stromerhaltung dazu führen würde, dass die Ionendichte in der Randschicht hin zur Oberfläche abnehmen würde. Die Annahme einer konstanten Ionendichte ist allerdings dennoch gültig, wenn Stöße in der Randschicht der Beschleunigung der Ionen durch das elektrische Feld entgegenwirken.

Wird nun allerdings eine stoßfreie Randschicht betrachtet, so wird die Ionendichte hin zur Oberfläche geringer. Aus der Energieerhaltung ergibt sich:

$$\frac{1}{2} M v^2(x) = -e\Phi(x) + \frac{1}{2} M v_0^2, \quad (2.33)$$

wobei der zweite Term auf der rechten Seite vernachlässigt werden kann, da die Ionen in der Randschicht stark beschleunigt werden und ihre Anfangsenergie, beim Eintritt in die Randschicht, klein gegenüber dem Potential ist. Die Stromerhaltung liefert:

$$en(x)v(x) = j_0 \quad (2.34)$$

Wird nun Gleichung 2.33 nach $v(x)$ umgestellt und in die Stromerhaltungsgleichung 2.34 eingesetzt, so ergibt sich:

$$n(x) = \frac{1}{e} j_0 \left(-\frac{2e\Phi(x)}{M}\right)^{-1/2} \quad (2.35)$$

Dies in die Poisson-Gleichung eingesetzt, ergibt:

$$\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} = -\frac{j_0}{\epsilon_0} \left(-\frac{2e\Phi(x)}{M} \right)^{-1/2} \quad (2.36)$$

Wird diese Gleichung mit $\frac{d\Phi(x)}{dx}$ multipliziert und von 0 bis x integriert, wobei $\Phi(0) = 0$ und $\frac{d\Phi(0)}{dx} = -E(0) = 0$ ist:

$$\begin{aligned} \int_0^x \frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} \frac{d\Phi(x')}{dx'} dx' &= - \int_0^x \frac{j_0}{\epsilon_0} \left(-\frac{2e\Phi(x')}{M} \right)^{-1/2} \frac{d\Phi(x')}{dx'} dx' \\ &= - \int_{\Phi(0)}^{\Phi(x)} \frac{j_0}{\epsilon_0} \left(-\frac{2e\Phi(x')}{M} \right)^{-1/2} d\Phi(x') \end{aligned} \quad (2.37)$$

ergibt sich:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi(x)}{dx} \right)^2 = 2 \frac{j_0}{\epsilon_0} \left(\frac{2e}{M} \right)^{-1/2} (-\Phi(x))^{1/2} \quad (2.38)$$

Wird nun die negative Wurzel genommen, da $\frac{d\Phi(x)}{dx}$ negativ ist, und ein weiteres Mal integriert, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi(x)}{dx} &= 2 \left(\frac{j_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \left(\frac{2e}{M} \right)^{-1/4} (-\Phi(x))^{1/4} \\ \int_{\Phi(0)}^{\Phi(x)} (-\Phi(x'))^{-1/4} d\Phi(x') &= \int_0^x 2 \left(\frac{j_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \left(\frac{2e}{M} \right)^{-1/4} dx' \\ (-\Phi(x))^{3/4} &= \frac{3}{2} \left(\frac{j_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \left(\frac{2e}{M} \right)^{-1/4} x \end{aligned} \quad (2.39)$$

An der Oberfläche, also bei $x = s$, gilt, dass $\Phi(s) = -V_0$ ist. Wird dies in obige Gleichung eingesetzt und nach j_0 aufgelöst, so ergibt sich:

$$\boxed{j_0 = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{V_0^{3/2}}{s^2}} \quad (2.40)$$

Diese Gleichung ist bekannt unter dem *Child-Langmuir-Gesetz* bzw. *Raumladungsgesetz*, was den raumladungsbegrenzten Strom beschreibt. Wird nun der explizite Ausdruck $j_0 = en_0 v_B$ in obige Gleichung eingesetzt, dann lässt sich auch für die sogenannte *Child-Langmuir-Schicht*

ein Ausdruck für die Randschichtdicke s in Abhängigkeit der Debye-Länge λ_{De} bestimmen:

$$s = \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_{De} \left(\frac{2eV_0}{kT_e} \right)^{3/4} \quad (2.41)$$

Wenn dies mit der Ausdehnung der Matrix-Schicht $s_{MS} = \lambda_{De} \left(\frac{2eV_0}{kT_e} \right)^{1/2}$ verglichen wird, so zeigt die Child-Langmuir-Schicht eine um den Faktor $\left(\frac{V_0}{T_e} \right)^{1/4}$ größere Ausdehnung. Diese Betrachtungsweise der Randschicht ist gültig, wenn das Randschichtpotential groß im Vergleich zur Elektronentemperatur ist. Sie ist somit nicht anwendbar für den Fall, wenn das Randschichtpotential das Potential zwischen dem Plasma und einer floatenden Elektrode entspricht.

Bisher wurden lediglich stoßfreie Randschichten betrachtet. Als letztes sollen *stoßbestimmte Randschichten* untersucht werden. In diesem Fall wird angenommen, dass die Ionengeschwindigkeit durch Stöße in der Randschicht begrenzt wird. Sofern Ionisationsprozesse in der Randschicht vernachlässigt werden, kann Stromerhaltung in der Randschicht angenommen werden:

$$n_i(x)v_i(x) = n_0v_B. \quad (2.42)$$

Die Ionengeschwindigkeit $v_i(x)$ wird nun durch das elektrische Feld und die Mobilität μ_i bestimmt:

$$v_i(x) = \mu_i E(x) \approx \frac{2e\lambda_i}{\pi M |\vec{v}_i(x)|} E(x), \quad (2.43)$$

wobei sowohl μ_i als auch λ_i abhängig von der Geschwindigkeit sind. Somit lassen sich insgesamt zwei Fälle unterscheiden:

1. **konstante freie Weglänge** $\lambda_i = const.$ Mit der Annahme einer konstanten freien Weglänge λ_i , ergibt sich aus der Gleichung 2.43:

$$v_i(x) = \left(\frac{2e\lambda_i}{\pi M} E(x) \right)^{1/2}. \quad (2.44)$$

Dies eingesetzt in Gleichung 2.42, ergibt die Ionendichte:

$$n_i(x) = \frac{n_0v_B}{(2e\lambda_i E(x)/\pi M)^{1/2}} \quad (2.45)$$

Die Ionendichte wird unter Vernachlässigung der Elektronendichte in die Poissongleichung $\frac{dE(x)}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{en_i(x)}{\epsilon_0}$ eingesetzt:

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{en_0v_B}{\epsilon_0 (2e\lambda_i E(x)/\pi M)^{1/2}} = \frac{j_0}{\epsilon_0 (2e\lambda_i E(x)/\pi M)^{1/2}} \quad (2.46)$$

Separation der Variablen und Integration liefert mit $E(0) \approx 0$:

$$\int_{E(0)}^{E(x)} E(x')^{1/2} dE(x') = \int_0^x \frac{1}{\epsilon_0} \frac{j_0}{(2e\lambda_i/\pi M)^{1/2}} dx'$$

$$E(x) = \left[\frac{3j_0}{2\epsilon_0 (2e\lambda_i/\pi M)^{1/2}} \right]^{2/3} x^{2/3} \quad (2.47)$$

Mit $E(x) = -\frac{d\Phi(x)}{dx}$ und einer weiteren Integration, wobei $\Phi(0) = 0$ ist, ergibt sich:

$$\Phi(x) = -\frac{3}{5} \left(\frac{3}{2\epsilon_0} \right)^{2/3} \frac{j_0^{2/3}}{(2e\lambda_i/\pi M)^{1/3}} \cdot x^{5/3} \quad (2.48)$$

Mit $\Phi(s) = -V_0$ an der Elektrodenposition lässt sich ein Ausdruck für die Stromdichte ableiten:

$$j_0 = \frac{2}{3} \left(\frac{5}{3} \right)^{3/2} \epsilon_0 \left(\frac{2e\lambda_i}{\pi M} \right)^{1/2} \frac{V_0^{3/2}}{s^{5/2}} \quad (2.49)$$

Verglichen mit dem Child-Langmuir-Gesetz (kollisionsfreie Randschicht) ergibt sich ein ähnlicher Zusammenhang zur angelegten Spannung V_0 , allerdings zeigt sich eine andere Abhängigkeit zur Randschichtdicke s . Für den Fall einer konstanten Stromdichte j_0 und einer konstanten Spannung V_0 , skaliert die Randschichtdicke s mit der freien Weglänge λ_i :

$$s \propto \lambda_i^{1/5} \quad (2.50)$$

und daher fällt sie leicht ab, wenn sich der Gasdruck erhöht.

2. **konstante Beweglichkeit** $\mu_i = const.$ Wird nun der Bereich hohen Druckes betrachtet, wird die Stoßfrequenz unabhängig von der Geschwindigkeit und damit auch die Beweglichkeit μ_i . Sie ist also eine Konstante. Gleichung 2.43 in Gleichung 2.42 eingesetzt und

nach $n_i(x)$ aufgelöst, ergibt die Ionendichte:

$$n_i(x) = \frac{n_0 v_B}{\mu_i E(x)} \quad (2.51)$$

Dies in die Poissongleichung eingesetzt ergibt:

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{en_0 v_B}{\epsilon_0 \mu_i E(x)} = \frac{j_0}{\epsilon_0 \mu_i E(x)} \quad (2.52)$$

Separation der Variablen und Integration von 0 bis x liefert mit $E(0) \approx 0$:

$$E(x) = \left(2 \frac{j_0}{\epsilon_0 \mu_i} \right)^{1/2} x^{1/2} \quad (2.53)$$

Mit $E(x) = -\frac{d\Phi(x)}{dx}$ und einer weiteren Integration, wobei $\Phi(0) = 0$ ist, ergibt sich:

$$\Phi(x) = -\frac{2}{3} \left(2 \frac{j_0}{\epsilon_0 \mu_i} \right)^{1/2} x^{3/2} \quad (2.54)$$

Da $\Phi(s) = -V_0$, lässt sich aus obiger Gleichung wieder ein Ausdruck für die Stromdichte j_0 ableiten:

$$\boxed{j_0 = \frac{9}{8} \epsilon_0 \mu_i \frac{V_0^2}{s^3}} \quad (2.55)$$

Zu Erkennen ist diesmal ein ganz neuer Zusammenhang von j_0 zu V_0 und s .

Allgemein lässt sich zusammenfassend festhalten (vgl. Tab. 2.1), dass sich je nach vorausgesetzten Randbedingungen jeweils andere Zusammenhänge zwischen Potential, Stromdichte und Randschichtdicke ergeben. Obwohl sich keine dieser Theorien direkt auf Flammen übertragen lässt, können dennoch die oben diskutierten Erkenntnisse zum qualitativen Verständnisgewinn beitragen, um die Frage zu klären, welche Phänomene in einer Flamme vorstattengehen und somit wie der Diodeneffekt der Flamme zu erklären ist.

Im nachfolgenden Kapitel wird die Langmuir'sche Sondentheorie nun als eine Methode der Plasmadiagnostik thematisiert und damit die mit Hilfe einer Langmuir-Sonde aufgenommenen Stromspannungskurven in Niedertemperaturplasmen eingeführt und erklärt. Die prinzipielle Entstehung dieser Stromspannungskurven kann dann auf Flammen bezogen werden, die sich in gewisser Weise wie Niedertemperaturplasmen betrachten lassen (s.o.).

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Ergebnisse für die Randschichtdicke und die Stromdichte in Abhängigkeit der getroffenen Annahmen.

		Randschichtdicke	Stromdichte
Stoßfrei	Matrixschicht	$s = \lambda_{De} \left(\frac{2eV_0}{kT_e} \right)^{1/2}$	$j_0 = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{V_0^{3/2}}{s^2}$
	C.-L.-Schicht	$s = \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_{De} \left(\frac{2eV_0}{kT_e} \right)^{3/4}$	
Stoßbestimmt	$\lambda_i = const.$	$s \propto \lambda_i^{1/5}$	$j_0 = \frac{2}{3} \left(\frac{5}{3} \right)^{3/2} \epsilon_0 \left(\frac{2e\lambda_i}{\pi M} \right)^{1/2} \frac{V_0^{3/2}}{s^{5/2}}$
	$\mu_i = const.$		$j_0 = \frac{9}{8} \epsilon_0 \mu_i \frac{V_0^2}{s^3}$

Die Flamme ist, wie mehrmals schon erwähnt, nur schwach ionisiert und dennoch gelten Ladungserhaltung und Quasineutralität, sodass sich eben auch Plasmarandschichten an Elektroden, die sich in der Flamme befinden, ausbilden (Xu (2014)). Die Strommessung und damit der Diodeneffekt kann also mit Hilfe der Langmuir'schen Sondentheorie erklärt werden. Doch davor wird noch die Bildung der Randschichten an den beiden Elektroden betrachtet.

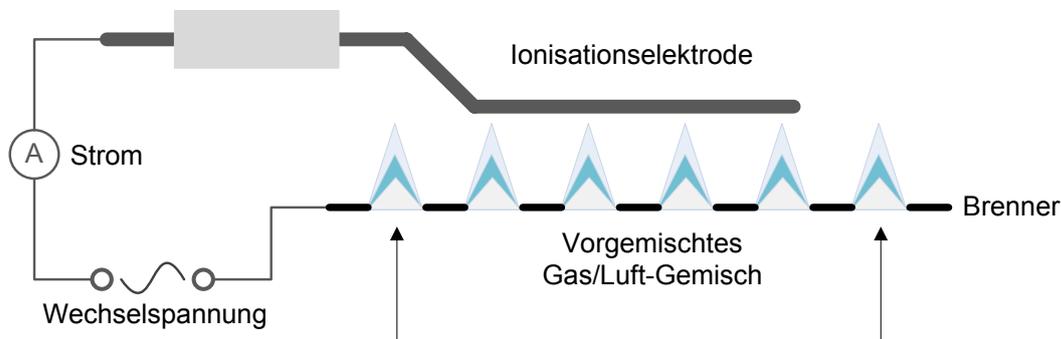


Abbildung 2.5: Ionisationsstrommessung mit metallischem Brenner und zylindrischer Ionisationselektrode (Kiefer et al. (2012)).

Stromspannungskurven in Flammen – Die Langmuir'sche Sondentheorie

Plasmaphysiker verwenden diese Sonden um Niedertemperaturplasmen auf ihre Eigenschaften wie Plasmadichte, Elektronentemperatur und das Plasmapotential hin zu untersuchen. Dabei besteht die Sonde typischerweise aus einem dünnen Draht oder einer metallenen Platte. Die Sonde wird dann in das zu untersuchende Plasma eingeführt und in Bezug zu einer Referenz-

det, ein Plasma mit der Dichte n_i und einer Elektronentemperatur T_e . Es gilt Quasineutralität, $n_i \approx n_e$, außer innerhalb der oszillierenden Randschichten. Dort gilt: $n_e < n_i$. Die momentane Randschichtdicke ist $s(t)$ und ihr zeitlich gemittelter Wert ist \bar{s} . Typischerweise gilt: $s \ll l$. Normalerweise sind sowohl die Dichten als auch die Elektronentemperatur sowohl zeit- als auch ortsabhängig, zur besseren Analyse der Situation werden nun einige Annahmen getroffen (Lieberman/Lichtenberg (1994), Chabert/Braithwaite (2011)):

1. Die Ionen reagieren nur auf das zeitlich gemittelte Potential.
2. Die Elektronen reagieren auf des momentane Potential und tragen den hochfrequenten Entladungsstrom.
3. Die Dichte der Elektronen in den Randschichten ist Null: $n_{e,s} = 0$. Damit ist die Debye-Länge $\lambda_{De} \ll \bar{s}$.
4. Es gibt entlang der Elektroden keine transversale Variation, damit elektromagnetische Effekte auftreten und der Skin-Effekt vernachlässigt werden kann.
5. Die Dichte der Ionen ist überall im Plasma und in den Randschichten homogen und zeitlich konstant: $n_i = n_p = const.$

Nun wird der Strom durch die Randschichten betrachtet und dieser ist fast ausschließlich ein Verschiebungsstrom, der von einem zeitveränderlichen elektrischen Feld abhängt. Dies ist auf Grund der Tatsache, dass der Leitungsstrom hauptsächlich durch die Elektronen getragen wird und die Elektronendichte in der Randschicht Null ist. Allerdings fließt auch ein Leitungsstrom, der von den ständig fließenden Ionen getragen wird, durch die Randschicht, der allerdings viel kleiner als der Verschiebungsstrom ist (Lieberman/Lichtenberg (1994)).

- (a) **Der Verschiebungsstrom.** Der Verschiebungsstrom, der durch die Randschicht a in das Plasma fließt, kann über das elektrische Feld $\vec{E} = \vec{x}E$ bestimmt werden:

$$I_{ap}(t) = \epsilon_0 A \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (2.56)$$

Dabei lässt sich das elektrische Feld $\vec{E} = \vec{x}E$ über die Poisson Gleichung

$$\frac{dE}{dx} = \frac{en}{\epsilon_0}, \quad x \leq s_a(t) \quad (2.57)$$

und dann Integration bestimmen:

$$E(x, t) = \frac{en}{\epsilon_0} (x - s_a(t)), \quad (2.58)$$

wobei die Randbedingung $E \approx 0$ bei $x = s_a$ eingesetzt wurde. Dies liegt daran, dass das elektrische Feld E entlang der Plasma-Randschicht-Schnittstelle kontinuierlich ist und das elektrische Feld im Plasma klein ist. Damit ergibt sich der Verschiebungsstrom zu:

$$I_{ap}(t) = -enA \frac{ds_a(t)}{dt}. \quad (2.59)$$

Nun ist zu beachten, dass die Randschichtdicke $s_a(t)$ mit dem angelegten Strom oszilliert. Wird also $I_{ap}(t) = I_{rf}(t) = I_1 \cos(\omega t)$ gesetzt, dann ergibt sich über Integration der Gleichung 2.59:

$$s_a(t) = \bar{s} - s_0 \sin(\omega t) \quad (2.60)$$

mit

$$s_0 = \frac{I_1}{en\omega A} \quad (2.61)$$

als die sinusförmige Oszillationsamplitude über den DC-Wert \bar{s} . Mit dem elektrischen Feld kann auch die Spannung entlang der Randschicht bestimmt werden:

$$V_{ap}(t) = \int_0^{s_a} E dx = \frac{en}{\epsilon_0} \int_0^{s_a} (x - s_a) dx = -\frac{en}{\epsilon_0} \frac{s_a^2}{2} \quad (2.62)$$

Hier zeigt sich, dass der Spannungsabfall also eine nichtlineare Funktion von s_a und damit auch vom angelegten Strom ist. Wird nun $s_a(t) = \bar{s} - s_0 \sin(\omega t)$ in obige Gleichung eingesetzt und die Doppelwinkelfunktion $\cos(2x) = 1 - 2 \sin^2(x)$ verwendet, dann ergibt sich für den Spannungsabfall in der Randschicht a :

$$V_{ap}(t) = -\frac{en}{2\epsilon_0} \left(\bar{s}^2 + \frac{1}{2} s_0^2 - 2\bar{s}s_0 \sin(\omega t) - \frac{1}{2} s_0^2 \cos(2\omega t) \right) \quad (2.63)$$

D.h. die Nichtlinearität führt zu einer Frequenzverdopplung und einem konstanten Mittelwert. Entsprechendes ergibt sich auch für die Randschicht b (Lieberman/Lichtenberg (1994), Chabert/Braithwaite (2011)). In der Situation, wie sie sich in der Abbildung 2.6 abspielt, können nun die Randschichtpotentiale und damit ihre Dicken mit Hilfe

der Stromerhaltung bestimmt werden, denn für ein geschlossenes System¹² muss der Strom zur Anode gleich dem Strom zur Kathode sein (Lieberman/Lichtenberg (1994), Chabert/Braithwaite (2011), Xu (2014)):

$$I_{bp} = -I_{ap} \quad (2.64)$$

Damit ergibt sich mit der Gleichung 2.62 (Lieberman/Lichtenberg (1994)):

$$\frac{d}{dt}(s_a + s_b) = 0 \quad (2.65)$$

Integration liefert:

$$s_a + s_b = \text{const.} = 2\bar{s} \quad (2.66)$$

D.h. $d = l - 2\bar{s} = \text{const.}$ Damit ergibt sich für die Randschicht b :

$$s_b = \bar{s} + s_0 \sin(\omega t) \quad (2.67)$$

und damit für den nichtlinearen Spannungsabfall in der Schicht:

$$V_{bp}(t) = -\frac{en}{2\epsilon_0} \left(\bar{s}^2 + \frac{1}{2}s_0^2 + 2\bar{s}s_0 \sin(\omega t) - \frac{1}{2}s_0^2 \cos(2\omega t) \right) \quad (2.68)$$

V_{ap} und V_{bp} sind also nichtlineare Funktionen. Der kombinierte Spannungsabfall $V_{ab} = V_{ap} - V_{bp}$ über beide Randschichten liefert allerdings mit 2.63 und 2.68:

$$V_{ab} = \frac{2en\bar{s}s_0}{\epsilon_0} \sin(\omega t) = \frac{en\bar{s}}{\epsilon_0} (s_b - s_a) \quad (2.69)$$

eine lineare Funktion. D.h. jede Randschicht für sich gesehen ist nichtlinear, aber der kombinierte Effekt von beiden Randschichten ist linear, wobei diese Erkenntnis nur für diese Betrachtung einer symmetrischen und homogenen ($n_i = \text{const.}$) Entladung gültig ist (Lieberman/Lichtenberg (1994), Chabert/Braithwaite (2011)). Trotzdem hilft diese Betrachtung dem Verständnis, wie sich die beiden Randschichten in Kombination verhalten, denn der gesamte Potentialverlauf zwischen den beiden Elektroden ergibt

¹²Hier ist zu beachten, dass die Flamme kein ideal geschlossenes System darstellt. Zur Vereinfachung wird dies hier allerdings angenommen.

sich aus der Summe des kombinierten Spannungsabfalls $V_{ab}(t)$ und dem Plasmapotential $\Phi_P(t)$: $\Phi(t) = V_{ab}(t) + \Phi_P(t)$. In der Regel gilt jedoch $\Phi_P(t) \ll V_{ab}(t)$, sodass sich der gesamte Potentialverlauf zwischen den beiden Elektroden schreiben lässt als: $\Phi(t) \approx V_{ab}(t)$ (Lieberman/Lichtenberg (1994), Chabert/Braithwaite (2011)). Um in Gänze das betrachtete System verstehen zu können, muss auch noch kurz der Leitungsstrom betrachtet werden.

- (b) **Der Leitungsstrom.** Zu Beginn wurde gesagt, dass der Leitungsstrom in jeder Schicht klein gegenüber dem Verschiebungsstrom ist. Allerdings ergibt sich die mittlere Dicke der Randschichten \bar{s} aus dem Gleichgewicht der Leitungsströme von Elektronen und Ionen. Aus obiger Annahme des Verschiebungsstroms ergibt sich ein dauerhafter Strom von Ionen, der aus dem Plasma in die Randschicht fließt:

$$\bar{I}_i = env_B A \quad (2.70)$$

Auf Grund des symmetrischen Aufbaus ist zum Beispiel der zeitlich gemittelte Leitungsstrom auf die Elektrode a Null. Allerdings gibt es einen dauerhaften Ionenstrom auf die Elektrode. Aus den anfangs gemachten Bedingungen ist $n_{e,s} = 0$ und damit folgt, dass die Randschichtdicke $s_a(t)$ innerhalb des hochfrequenten Zyklusses irgendwann auf Null absinken muss, damit die Elektronen die Elektrode erreichen können. Damit ergibt sich mit der Gleichung 2.60:

$$\bar{s} = s_0 = \frac{I_1}{en\omega A} \quad (2.71)$$

Dies eingesetzt in die Gleichung 2.63 für den Spannungsabfall in der Randschicht, ergibt sich:

$$V_{pa}(t) = -V_{ap}(t) = \frac{en}{2\epsilon_0} s_0^2 (1 - \sin(\omega t))^2 \quad (2.72)$$

Diese Spannung wird zu dem Zeitpunkt Null, wenn die Elektronen zur Elektrode gelangen, was als eine *ideale Diode* entlang der Randschicht betrachtet werden kann, dessen Durchlassrichtung in Richtung des Plasmas ist. Entsprechende Ergebnisse ergeben sich bei der Betrachtung der Elektrode b . Für den kombinierten Spannungsabfall ergibt sich damit (Lieberman/Lichtenberg (1994), Chabert/Braithwaite (2011)):

$$V_{ab} = V_0 \sin(\omega t) \quad (2.73)$$

mit

$$V_0 = \frac{2en}{\epsilon_0} s_0^2 \quad (2.74)$$

In der Abbildung 2.7 links ist nun für den gesamten hochfrequenten Zyklus die räumliche Variation des gesamten Potentials zwischen zwei symmetrischen Elektroden zu sehen. Die rechte Elektrode (Kathode) wird dabei geerdet, d.h. es gilt: $V = 0$ für den gesamten Zyklus.

Wenn $\omega t = \frac{\pi}{2}$ ist, dann verschwindet die Randschicht a komplett und die Randschicht b ist maximal ausgeprägt, d.h. $s_b = l - 2s_0$. Es besteht keine Spannungsdifferenz zwischen dem Plasma und der getriebenen Elektrode a . Wenn $\omega t = \frac{3\pi}{2}$ ist, dann ist die Randschicht a an ihrem Maximum angekommen und die Randschicht b ist zusammengebrochen. Zu jeder anderen Zeit des Zyklusses ist das Plasmapotential stets größer als die Potentiale der Elektroden. Dies muss so sein, da andernfalls die Elektronen sehr schnell verloren gehen würden und das Plasma somit nicht mehr existieren würde (Chabert/Braithwaite (2011)).

Im asymmetrischen Fall, d.h. unterschiedlich große Elektroden (vgl. Abb. 2.7), sieht das Ganze etwas anders aus. Die Flächen der beiden Elektroden sind unterschiedlich groß, d.h. die Randschichtdicken als auch die Potentiale vor jeder Elektrode müssen ebenfalls unterschiedlich groß sein. Andernfalls würden die beiden Randschichten nicht denselben Strom $I_{rf}(t)$ durchlassen, was wiederum eine Verletzung des Stromerhaltungsgesetzes darstellen würde. Dies lässt sich für ein Modell mit obiger Annahme einer konstanten Ionendichte sowohl im Plasma als auch in den Randschichten sehr schön beweisen, denn gemäß der Gleichung 2.61 verlangt die Kontinuität des Stromes, dass

$$s_{0,a}A_a = s_{0,b}A_b. \quad (2.75)$$

Da $s_m = 2s_0$, folgt:

$$s_{m,a}A_a = s_{m,b}A_b \quad (2.76)$$

und damit dass die zeitlich gemittelte Randschicht¹³ kleiner vor der Elektrode mit der größeren Fläche ist (Chabert/Braithwaite (2011), Lieberman/Lichtenberg (1994)). Das Verhältnis der Potentiale über den Randschichten lässt sich aus obiger Gleichung ebenfalls bestimmen, indem die Randschichtdicke mit Hilfe der Gleichung 2.74 und der Erkenntnis aus der Gleichung

¹³Das ist der Bereich, aus dem die Elektronen während jedem RF-Zyklus herausgefegt werden.

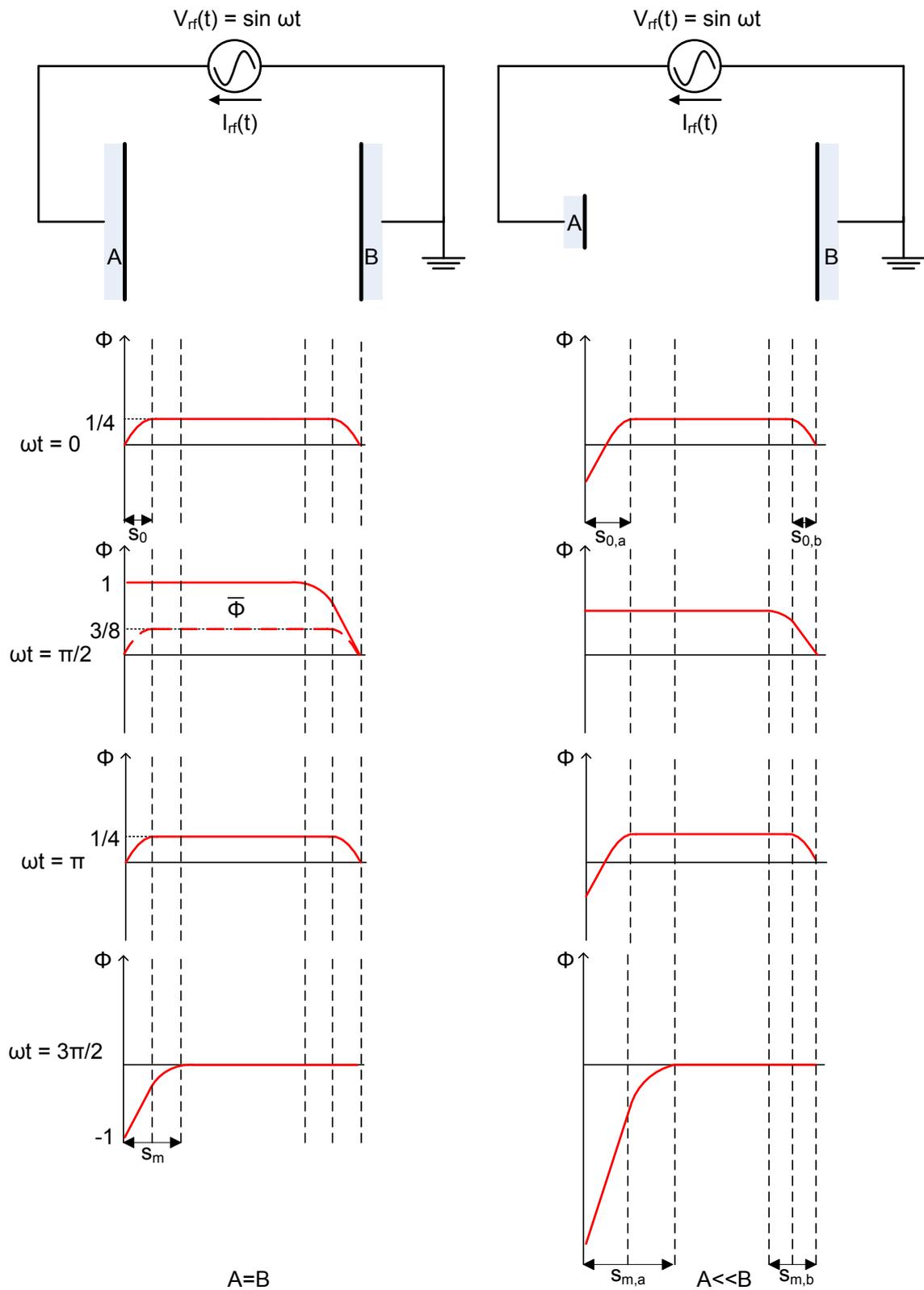


Abbildung 2.7: Potentialverlauf $\Phi(t)$ zwischen zwei Elektroden. Links: für zwei symmetrische Elektroden. Rechts: für zwei asymmetrische Elektroden (Lieberman/Lichtenberg (1994), Chabert/Braithwaite (2011)).

chung 2.72, dass

$$\begin{aligned} -V_{ap}(t) &= \frac{V_0}{4} (1 - \sin(\omega t))^2 \\ &= V_0 \left(\frac{3}{8} - \frac{1}{2} \sin(\omega t) - \frac{1}{8} \cos(2\omega t) \right) \end{aligned} \quad (2.77)$$

und damit für die Gleichspannungskomponente $\overline{V_{ap}} \approx V_0$ gilt¹⁴, ersetzt und umgeordnet wird:

$$\frac{\overline{V}_a}{\overline{V}_b} = \left(\frac{A_b}{A_a} \right)^2 \quad (2.78)$$

D.h. die größere Gleich- bzw. Hochfrequenzspannung liegt an der kleineren Elektrode an (Chabert/Braithwaite (2011), Lieberman/Lichtenberg (1994)). In der Abbildung 2.7 rechts ist der Potentialverlauf zwischen zwei unterschiedlichen Elektroden schematisch dargestellt.

Mit diesen Erkenntnissen lässt sich nun der Diodeeffekt in Flammen mit der Langmuir'schen Sondentheorie deuten: Wird also eine Wechselspannung zwischen der Ionisationselektrode und dem Brenner angelegt (vgl. Abb. 2.5), dann bilden sich entsprechend der Abbildung 2.7 (rechts) Randschichten um diese aus. Der Stromfluss wird dabei lediglich durch die Randschicht bestimmt, die sich an der Ionisationselektrode ausbildet. In der Abbildung 2.9 ist schematisch eine typische Stromspannungskurve dargestellt, die sich ergibt, wenn ein Plasma mit einer Langmuirsonde untersucht wird (Abb. 2.8).

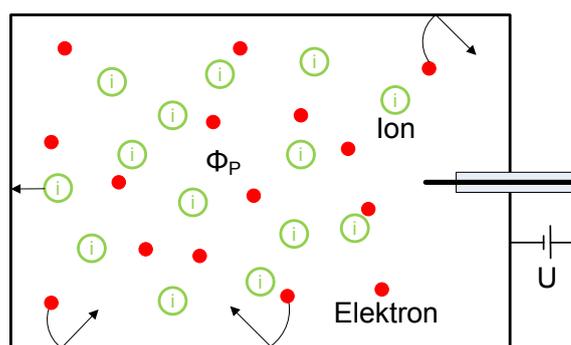


Abbildung 2.8: In einem leitungsfähigen Gefäß eingeschlossenes Plasma mit Langmuirsonde (Stroth (2011)).

Es lassen sich drei Bereiche in der Kurve unterscheiden (Lieberman/Lichtenberg (1994), Stroth (2011), Merlino (2007), u.v.m.):

¹⁴entsprechendes gilt auch für die Randschicht *b*

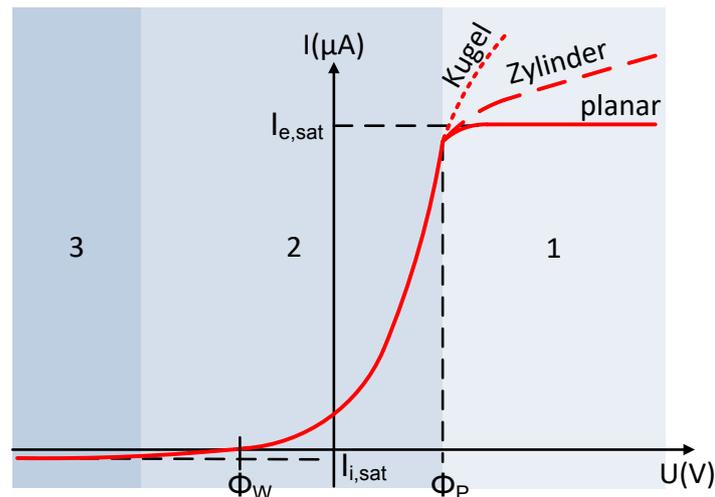


Abbildung 2.9: Typische Stromspannungskurve für eine Langmuirsonde. Ebenfalls ist die Modifikation des Elektronensättigungsstroms durch die Elektrodengeometrie abgebildet (Stroth (2011)).

1. **Elektronensättigungsstrom.** An die Ionisationselektrode wird im Vergleich zum Brenner die Spannung U angelegt und das Plasma ist auf dem Potential Φ_P . Wenn $U = \Phi_P$ ist, dann ist die Elektrode auf dem gleichen Potential wie das Plasma, d.h. die Randschicht vor der Elektrode ist verschwunden. Alle Elektronen können zur Elektrode gelangen und es fließt ein positiver technischer Strom von der Elektrode ins Plasma. Wenn die Spannung erhöht wird, d.h. $U > \Phi_P$, dann fließt ein Elektronensättigungsstrom, der je nach Elektrodengeometrie wegen dem effektiven Einzugsbereich unterschiedlich aussieht (vgl. Abb. 2.9).
2. **Anlaufbereich** Bei Spannungen, die kleiner als das Plasmapotential sind, d.h. $U < \Phi_P$, werden die Elektronen gemäß dem Boltzmann-Gesetz abgestoßen, da die Randschichtdicke stets größer wird. Dies geschieht solange, bis das floating Potential der Elektrode erreicht wird, d.h. $U = \Phi_W$. Am floating Potential gilt wie zuvor gesehen, dass der Elektronenstrom gleich dem Ionenstrom ist und damit $I = 0$.
3. **Ionensättigungsbereich** Für $U < \Phi_W$ ist die Randschichtdicke so groß, dass alle Elektronen abgestoßen werden und zunehmend ein Ionenstrom fließt (negativer technischer Strom ins Plasma) bis ein Ionensättigungsstrom erreicht wird. Dieser kann auch wieder mit der Spannung je nach effektivem Einzugsbereich variieren. Der Ionensättigungsstrom ist wegen der größeren Masse der Ionen deutlich kleiner als der Elektronensättigungsstrom.

Gemäß obiger Beschreibung verschwindet also bei positiver Spannung die Randschicht an der Ionisationselektrode, sodass alle Elektronen zur Elektrode gelangen und somit ein Strom fließt. Bei negativer Spannung ist die Randschicht an der Ionisationselektrode so groß, dass quasi alle Elektronen abgestoßen werden und kein Strom mehr fließt. In der Abb. 2.10 ist nun der Stromverlauf bei angelegter sinusförmiger Wechselspannung zu sehen. Dieses Phänomen wird dann als der Diodeneffekt von Flammen bezeichnet.

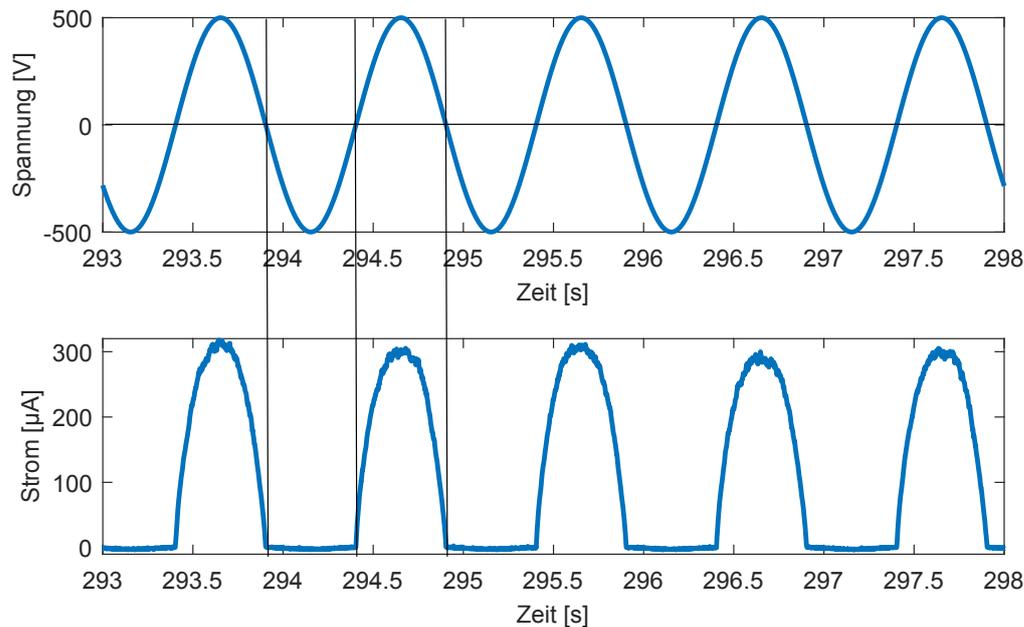


Abbildung 2.10: Gemessene Stromkurve bei angelegter sinusförmiger Wechselspannung. Bei einer positiven Spannung wird ein Strom gemessen und bei einer negativen Spannung ist nur ein sehr geringer negativer Strom zu messen, der im Vergleich zum positiven Fall deutlich kleiner ist.

2.4 Chemilumineszenz in Flammen

Atome, Moleküle oder Radikale emittieren Licht, wenn sie aus einem elektronisch angeregten Zustand in ihren Grundzustand zurückkehren. Dieser Vorgang wird als *Chemilumineszenz* bezeichnet, sofern der elektronisch angeregte Zustand durch chemische Reaktionen hervorgerufen wird. In dem Fall von Flammen sind es elektronisch angeregte Radikale¹⁵, die während der Verbrennung entstehen (vgl. Abb. 2.2 auf Seite 19) und in ihren Grundzustand zurückkeh-

¹⁵Diese Radikale werden mit einem * im Index gekennzeichnet.

ren (Lauer (2011), Ding et al. (2018), Docquier/Candel (2002)). In der Abbildung 2.11 ist ein typisches Spektrum einer vorgemischten, laminaren Erdgasflamme dargestellt. Zu Erkennen

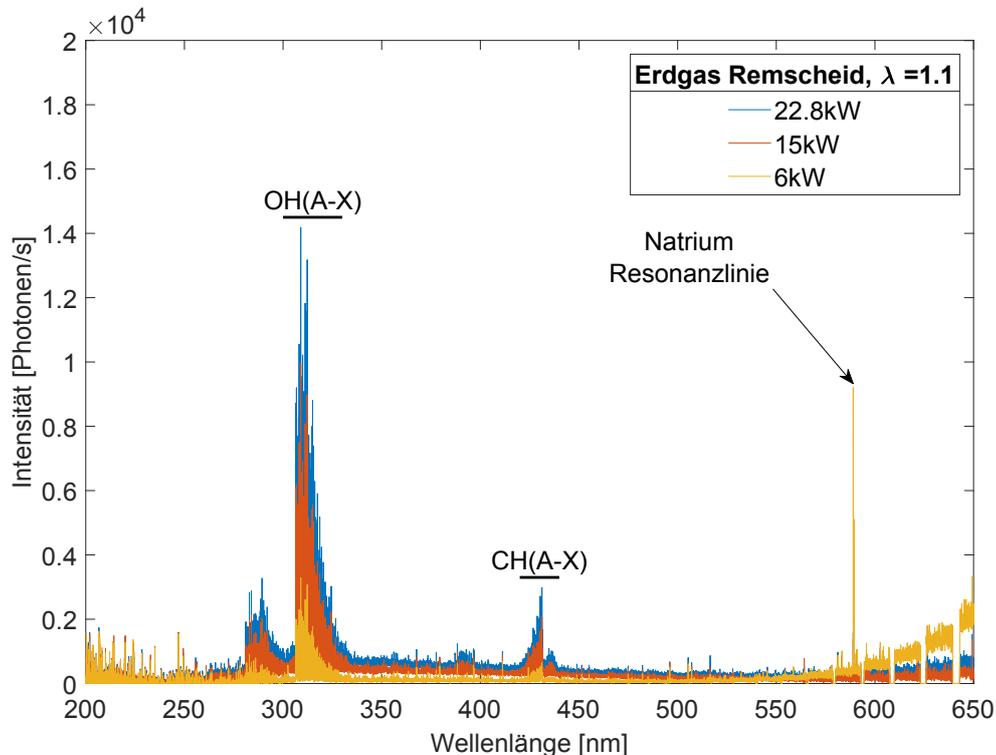


Abbildung 2.11: Typisches Spektrum einer Kohlenwasserstoffflamme bei Atmosphärendruck. Aufgenommen wurde das Spektrum in Kooperation mit dem Lehrstuhl für *Allgemeine Elektrotechnik und Plasmatechnik* von Prof. Dr.-Ing. Peter Awakowicz der Ruhr-Universität Bochum mit einem hochauflösenden Echelle-Spektrometer.

ist die Lichtemission von verschiedenen Radikalen, die typisch für Kohlenwasserstoffflammen sind. Ab 550 nm ist die Schwarzkörperstrahlung des Brenners zu sehen. Außerdem ist bei 589 nm die Natrium Resonanzlinie sichtbar, die von Salzabscheidungen auf der Brenneroberfläche resultiert. Vor allem bei kleinen Leistungen und somit hohen Temperaturen am Brenner ist diese Linie sichtbar. Die weiteren schmalbandigen Spektralbänder gehören zu der Emission von OH bei 309 nm und CH bei 431 nm. Die Untergrundstrahlung, die vor allem bei hohen Belastungen gut sichtbar ist, kommt von der Emission von CO_2 (Wellenlängenbereich von 270 nm bis 550 nm). Zudem wird in der Literatur (Lauer (2011), Docquier/Candel (2002), Ding et al. (2018), Brockhinke et al. (2012), Von Drasek/Charon/Marsais (1999), uvm.) ein weiteres schmalbandiges Spektralband von C_2 bei 516 nm angegeben, was mit Hilfe

des verwendeten Spektrometers¹⁶ nicht beobachtet werden konnte. Bei reinen Wasserstoffflammen besteht das Spektrum lediglich aus OH (Lauer (2011)). Generell wird die Emission des OH-Radikals in allen Flammen, die gasförmige Brennstoffe verbrennen, beobachtet (Lauer (2011)).

Im Folgenden soll nun der Mechanismus der Chemilumineszenzemission von Kohlenwasserstoffflammen am Beispiel der OH-Emission erläutert werden. In diesem Rahmen wird auch auf die Molekültheorie sowie kurz auf die chemischen Reaktionen eingegangen.

Molekültheorie

Dass Flammen-Chemilumineszenz eine spontane Lichtemission von Radikalen im angeregten Zustand ist, wurde schon geklärt. Die Frage ist nun, wie sich die Spektren zusammensetzen und erklären lassen. Atomspektren zum Beispiel weisen monochromatische Emissionspeaks auf (Lauer (2011), Ding et al. (2018)). Wie die Abbildung 2.11 aber schon gezeigt hat, sehen die Spektren von Molekülen und Radikalen anders aus. Sie weisen je nach Auflösung des verwendeten Gerätes eine gewisse Breite auf bzw. viele einzelne Linien werden sichtbar. Das beobachtbare Emissionsspektrum resultiert aus der energetischen Struktur des Moleküls bzw. Radikals, welche mit Hilfe einer quantenmechanischen Betrachtung erläutert werden kann. Hier wird allerdings nur grob auf die Quantenmechanik in Molekülen bzw. Radikalen eingegangen und lediglich kurz erläutert, was die Bezeichnungen OH(A-X) und CH(A-X) in der Abbildung 2.11 für eine Bedeutung haben.

Die von den Atomen bekannten elektronischen Energieniveaus entstehen auch bei den Molekülen, allerdings werden diese entsprechend der Born-Oppenheimer-Näherung¹⁷ weiterhin in Schwingungszustände und diese wiederum in Rotationszustände unterteilt (Lauer (2011), Ding et al. (2018)). Es gilt also:

$$E_{Elektron} \gg E_{Vibration} \gg E_{Rotation}, \quad (2.79)$$

¹⁶Ein Echelle Spektrometer (ESA 4000) der Firma LLA Instruments.

¹⁷In der Molekülphysik ist die Born-Oppenheimer-Näherung die fundamentalste Näherung für die Schrödinger-Gleichung eines Moleküls bzw. Radikals. Durch sie lassen sich die Kern- und Elektronenfreiheitsgrade voneinander separieren. Als Lösung der elektronischen Schrödinger-Gleichung ergeben sich von der Kernmasse unabhängige Potentialflächen, auf denen sich die Kerne bewegen. Die Lösung der Kern-Schrödinger-Gleichung ergibt hingegen Funktionen und Energien für die molekularen Schwingungen und Rotationen (Haken/Wolf (2006)).

In der Abbildung 2.12 ist die Aufspaltung der elektronischen Energiezustände des OH-Radikals dargestellt und das resultierende Emissionsspektrum ergibt sich aus dem elektronischen Zustandsübergang von $A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$.

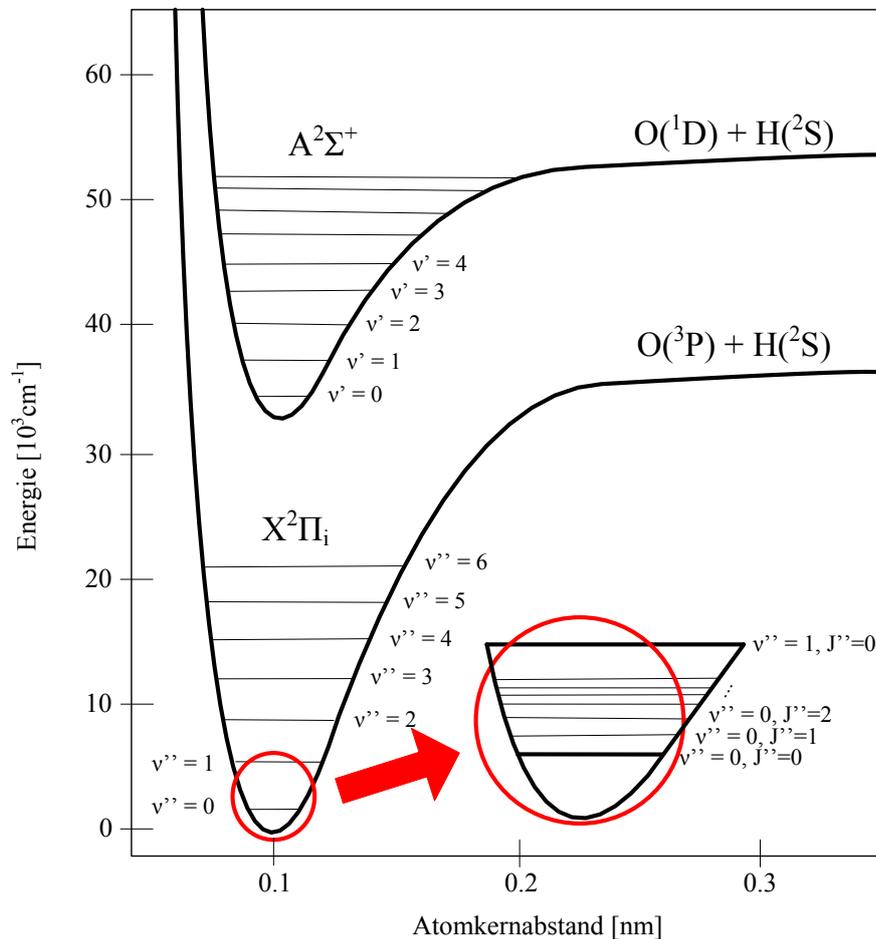


Abbildung 2.12: Energiezustände des OH-Radikals (Lauer (2011)).

Was ist nun unter dem Zustandsübergang zu verstehen? Dazu wird erstmal ein einzelnes Elektron im Potentialfeld eines Atoms oder eines Moleküls betrachtet. Es kann eindeutig über vier Quantenzahlen beschrieben werden, die sich aus der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung ergeben:

- Die *Hauptquantenzahl* n beschreibt die mittlere Distanz zwischen dem Elektron und dem Kern. Sie repräsentiert die Schale oder das Orbital, wobei nur diskrete Orbitale auftreten können. Es gilt: $n = 1, 2, 3, \dots$
- Die *Nebenquantenzahl bzw. Drehimpulsquantenzahl* l beschreibt die Grundform des

Orbitals und damit die Elektronenschale. Es gilt: $0 \leq l < n$. Die Werte für l werden zudem durch historisch festgelegte Buchstaben $s(l = 0)$, $p(l = 1)$, $d(l = 2)$, $f(l = 3)$, $g(l = 4)$ gekennzeichnet.

- Die *magnetische Quantenzahl des Drehimpulses* m_l beschreibt die räumliche Orientierung des Elektronen-Bahndrehimpulses. Für sie gilt: $-l \leq m_l \leq l$.
- Die *Spinquantenzahl* m_s beschreibt den Spin des Elektrons und ist entweder $m_s = -\frac{1}{2}$ oder $m_s = +\frac{1}{2}$.

Insgesamt definieren nun n , l und m_l den Bahndrehimpuls \vec{l} des Elektrons und m_s den Spinvektor \vec{s} , die sich insgesamt zum Gesamtdrehimpuls des Elektrons $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ zusammensetzen (Lauer (2011), Haken/Wolf (2006)).

Für ein Molekül bzw. Radikal sieht das ganze jedoch etwas anders aus, denn hier muss die gegenseitige Kopplung der Elektronen betrachtet werden, um den Gesamtzustand charakterisieren zu können. Und wie beim Atom koppeln die Drehimpulse der einzelnen Elektronen einer abgeschlossenen Schale zu Null, sodass nur die wenigen äußeren Elektronen übrig bleiben. Für diese kann der Bahndrehimpuls aber nur eine eindeutige Orientierung entlang der Kernachse aufweisen. Um nun die energetischen Zustände für ein bestimmtes n und l in einem Molekül unterscheiden zu können, wird eine neue Quantenzahl eingeführt: Λ . Sie ist definiert als $\Lambda = |m_l|$, wobei m_l sowohl positiv als auch negativ sein kann und somit die Entartung des Zustandes angibt. D.h. für eine gegebene Elektronenkonfiguration ergeben sich mehrere verschiedene Gesamtzustände. Ähnlich wie bei der Nebenquantenzahl l (Atom) werden die Zustände mit den Werten $\Lambda = 0, 1, 2, 3$ mit $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi$ gekennzeichnet, wobei der Σ -Term mit $\Lambda = 0$ einfach und alle anderen zweifach entartet sind. Zum Schluss müssen die Spins der Elektronen (die letzte Quantenzahl m_s) berücksichtigt werden. Auch im Molekül koppeln die Einzelspins der Elektronen zu einem Gesamtspin \vec{S} mit der Quantenzahl $S = \sum m_{s_i}$, wobei hier nur die Komponente des resultierenden Spin-Vektors berücksichtigt wird, die entlang der inneren Kernachse des Moleküls verläuft: Σ mit $-S \leq \Sigma \leq S$ (Lauer (2011), Haken/Wolf (2006)). Die Quantenzahl S bestimmt hierbei wegen der magnetischen Spin-Bahn-Kopplung die Multiplizität, $(2S + 1)$, von jedem zu einem bestimmten Wert von Λ gehörenden Term. Jeder Zustand unterscheidet sich hierbei durch die Quantenzahl des resultierenden elektronischen Drehimpulses $\Sigma \leq |\Lambda + \Sigma|$ der Elektronenhülle entlang der Kernachse. Zu Beachten ist

weiterhin, dass Σ nicht den Gesamtdrehimpuls des Moleküls angibt, sondern nur den Anteil von den Elektronen (Lauer (2011), Haken/Wolf (2006)).

Für ein Molekül kann also der elektronische Zustand mit $^{2S+1}\Lambda_{\Sigma}$ beschrieben werden (Haken/Wolf (2006)). Zudem wird im Allgemeinen mit einem vorangestellten Buchstaben X , A , B , C , ... angegeben, ob sich das Molekül in einem Grundzustand (X) oder in einem angeregten Zustand befindet. A beschreibt den ersten, B den zweiten usw. angeregten Zustand (Lauer (2011)). Weiterhin wird mit Σ^+ und Σ^- berücksichtigt, ob die Molekülfunktion symmetrisch (+) oder antisymmetrisch (-) zu einer Ebene durch die Kernachse ist. Zudem werden die Elektronenzustände in Abhängigkeit der Vibration und Rotation des Radikals (s.o.) noch weiter unterteilt (Haken/Wolf (2006)).

D.h. in Abbildung 2.12 sind die beiden Potentiale für den Grundzustand ($X^2\Pi_i$) und den ersten angeregten Zustand ($A^2\Sigma^+$) des OH-Radikals zu sehen. Zudem sind auch für jede Potentialkurve die Schwingungszustände dargestellt: Im Grundzustand wird die Schwingungsebene mit v'' und im angeregten Zustand mit v' angegeben und zudem ab 0 (niedrigste energetische Ebene) mit fortlaufender Nummerierung versehen. Die Schwingungszustände werden weiterhin in Rotationszustände aufgeteilt, die mit J'' für den Grundzustand und mit J' für den angeregten Zustand gekennzeichnet werden. Weiterhin werden die Rotationszustände ebenfalls aufgeteilt durch die Spins der Kerne, was hier in der Abbildung allerdings nicht dargestellt ist (Lauer (2011)).

In der Abbildung 2.11 des Emissionsspektrums der Flamme ergibt sich die intensivste OH-Emission zwischen 300 und 320 nm. Diese entsteht aus den Übergang mit $\Delta v = 0$. Bei 283 nm ist eine weitere OH-Emission zu sehen, die sich aus den Übergängen mit $\Delta v = 1$ ergeben. Die Emissionen, die bei 346 nm erkennbar sein sollten und die Übergänge mit $\Delta v = -1$ beschreiben, sind nicht erkennbar (Lauer (2011), Ding et al. (2018), Docquier/Candel (2002)). Die intensivste CH-Emission ist bei 431 nm und wird dem Übergang $A^2\Delta - X^2\Pi(0-0)$ zugeschrieben (Brockhinke et al. (2012), Ding et al. (2018), Docquier/Candel (2002)). Sie ist zudem verantwortlich für die blaue Färbung der Reaktionszone in Kohlenwasserstoffflammen (Brockhinke et al. (2012)). Zwei weitere schwächere Peaks sind zudem bei 435 nm ($B^2\Sigma^- - X^2\Pi(0-1)$) und bei 389 nm ($B^2\Sigma^- - X^2\Pi(0-0)$) erkennbar (Brockhinke et al. (2012), Ding et al. (2018), Docquier/Candel (2002)).

Chemische Reaktionen

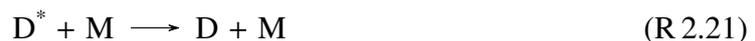
Zuvor wurde in Kapitel 2.2 schon grob auf die chemischen Reaktionsmechanismen in Kohlenwasserstoffflammen eingegangen. Nun soll hier noch einmal speziell auf die Reaktionen eingegangen werden, die zu OH- und CH-Radikalen im angeregten Zustand und dann letztendlich zur Lumineszenz führen. Die Chemilumineszenz und damit auch die Sichtbarkeit der Flamme tritt auf, wenn aus chemischen Reaktionen während der Verbrennung elektronisch angeregte Radikale D^* nach der Reaktionsgleichung



entstehen, die letztendlich wieder in ihren Grundzustand über eine spontane Emission eines Photons ($h\nu = E_2 - E_1$ mit E_2 der Energie des angeregten Zustandes und E_1 der Energie des Grundzustandes)



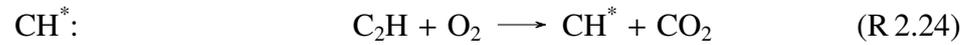
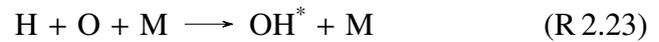
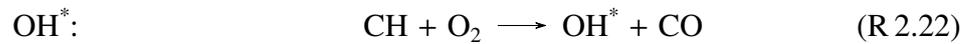
zurückkehren. Allerdings kann das angeregte Radikal auch über Quenching (Effekt der Fluoreszenzlöschung)



in seinen Grundzustand zurückkehren ohne dabei Licht auszusenden (Docquier/Candel (2002), Ding et al. (2018)). Die Emission eines Photons liegt in der Regel im UV- bzw. sichtbaren Bereich. Jedes angeregte Radikal, was über spontane Emission wieder in den Grundzustand zurückkehrt, ist dabei für ein bestimmtes Spektrum verantwortlich. Dies liegt an den quantenmechanischen Eigenschaften und der jeweiligen Energieverteilung (s.o.), sodass jedes Radikal über sein Spektrum leicht identifiziert werden kann (Docquier/Candel (2002)).

Obwohl die Bildungsmechanismen der Radikale in Kohlenwasserstoffflammen noch nicht komplett verstanden sind, lassen sich einige Schlüsselreaktionen identifizieren, die für die Bildung von OH^* und CH^* verantwortlich sind, die sich zum Teil auch in der Abbildung 2.2 ablesen lassen (Docquier/Candel (2002), Dandy/Vosen (1992), Brockhinke et al. (2012), Von

Drasek/Charon/Marsais (1999), Ding et al. (2018)):



Bei Betrachtung der Reaktionskinetik für die Ionisation (vgl. Kap. 2.2) tritt eine weitere mögliche Quelle für die Bildung des OH^* -Radikals auf und zwar die zweite Reaktionsgleichung in R 2.18:



bei der die freigesetzte Energie von 5.7 eV dazu ausreicht, das OH-Radikal in einen angeregten Zustand zu versetzen (Neau et al. (2000), Ganguly (2007)).

Für eine genauere Betrachtung der chemischen Reaktionen, die zur Bildung von OH^* und CH^* führen, kann zusätzlich die Doktorarbeit von Kathrotia (2011) herangezogen werden.

3 Versuchsaufbau und sensorische Ausrüstung des Prüfstandes

In diesem Kapitel wird der aktuelle Stand der Regelung mit Hilfe einer Ionisationselektrode vorgestellt und die möglichen Probleme in Hinblick auf zukünftige Anforderungen aufgeführt. Diese Anforderungen und die damit verbundenen Probleme machen es notwendig, sich mit den mechatronischen Einflussfaktoren auf den Ionisationsstrom zu beschäftigen, um gezielt die aktuelle Regelung in Hinblick auf zum Beispiel höhere Modulationsraten zu optimieren. Damit diese Untersuchung durchgeführt werden kann, muss der aktuelle Versuchsaufbau wesentlich verbessert bzw. sensorisch erweitert werden. Diese Änderungen des Prüfstandes sind Thema dieser Arbeit. Außerdem wird der Versuchsplan vorgestellt, der in Kooperation mit dem Lehrstuhl für Allgemeine Elektrotechnik und Plasmatechnik von Prof. Dr.-Ing. Peter Awakowicz der Ruhr-Universität Bochum durchgeführt werden konnte.

3.1 Regelungskonzept eines elektronischen

Gas-Luft-Verbundes mit Hilfe des Ionisationsstromes

Alle Versuche wurden an einem wandhängenden Gas-Brennwertgerät mit 4 Coils der Firma Vaillant, das mit einer Ionisationselektrode ausgestattet ist, durchgeführt. Als Brenner wurde ein zylindrischer Brenner verwendet. Mit Hilfe der Abbildung 1.1 in Kapitel 1.2 wurde schon allgemein erklärt, wie ein Gas-Brennwertgerät mit Ionisationselektrode prinzipiell funktioniert. In der Abbildung 2.5 ist schematisch die Strommessung ohne Messverstärker dargestellt. Es wird aus entwicklungs-technischen Gründen eine gebogene Elektrode aus Kanthal APM¹⁸ in die Brennkammer eingeführt. Ihr Durchmesser beträgt 3,5 mm. Der Abstand zwi-

¹⁸Kanthal APM ist eine pulvermetallurgische, dispersionsverstärkte, ferritische Eisen-Chrom-Aluminium-Legierung (FeCrAl-Legierung). Sie zeichnet sich vor allem durch eine hohe Formstabilität bei hohen Tem-

schen Elektrode (unterer Teil der Elektrode, der parallel zum Brenner verläuft) und Brenner beträgt dabei 8 mm. Je nach Betriebspunkt des Gasgerätes befindet sich der parallel zum Brenner verlaufende Teil der Elektrode (zumindest bei Methan) entweder oberhalb der Flamme oder Mitten in der Flamme.

Es wird eine Wechselspannung mit einer festen Amplitude und einer Frequenz von ca. 100 Hz erzeugt, die zwischen der Elektrode und dem Brenner angelegt werden soll. Zusätzlich befindet sich zwischen der Elektrode und der Spannungsquelle ein Vorwiderstand, um u.a. die Berührungssicherheit des Anschlusskabels gewährleisten zu können. Je nach Betrieb des Gerätes (Leistungsvariation) verändert sich jedoch der Flammenwiderstand und damit auch der Strom, der über das Gesamtsystem fließt, sodass der Spannungsabfall über den Vorwiderstand von der Leistung des Gerätes abhängt. So kann es schlimmstenfalls dazu kommen, dass nur noch 40 Prozent der erzeugten Spannung zwischen der Elektrode und dem Brenner anliegen. Anstatt den tatsächlichen Stromverlauf (vgl. Abb. 2.10) zu messen, der durch die Sinusspannung erzeugt wird, misst die eingebaute Messschaltung lediglich den Effektivwert des Stromes. Der Messbereich des Stromes liegt im Allgemeinen im μA -Bereich. In der Abbildung 3.1 ist nun schematisch dargestellt, wie die Strommessung in Seriengeräten umgesetzt wird.

Dieser Strom wird dann als Regelgröße verwendet, um eine optimale Verbrennung zu gewährleisten. Das Regelungskonzept basiert auf der Erfassung des Ionisationsstromes, der dann auf einen bestimmten, vorgegebenen Wert geregelt werden soll. Der optimale Wert des Ionisationsstromes entspricht einem optimalen Gas-Luft-Verhältnis λ , der sowohl über das Gebläse als auch das Gasventil eingestellt wird.

In der Abbildung 3.2 ist nun auch schematisch das Regelkonzept einer gasadaptiven Ionisationsstromregelung dargestellt. Die Annahme, die dahinter steckt, ist diejenige, dass die Lüfterdrehzahl proportional zum Volumen-/Massenstrom der Luft und damit zur Leistung des Gerätes ist. Es wird also eine bestimmte Soll-Drehzahl des Lüfters n_{Soll} vorgegeben. Mit Hilfe eines Hall-Sensors wird die Ist-Drehzahl des Lüfters n_{Ist} gemessen. Insgesamt handelt es sich bei dieser Regelung um einen geschlossenen Regelkreis mit zwei Freiheitsgraden, denn die

peraturen aus. Sie bildet zudem eine Aluminiumoxid-Schicht, sodass sie ideal für den Einsatz in heißen und korrosiven Einsatzgebieten ist, wie zum Beispiel dem Brennraum (Kanthal Part of Sandvik Group (2018)). Allerdings verbirgt sich hier auch ein Nachteil des Elektrodenmaterials, da durch die immer dicker werdene Oxidschicht mit jeder Betriebsstunde des Gerätes, der Stromwert immer weiter abnimmt, sodass eine weitere Funktion entwickelt werden musste, um diesem Abfall entgegenzuwirken und somit einen sicheren Betrieb gewährleisten zu können.

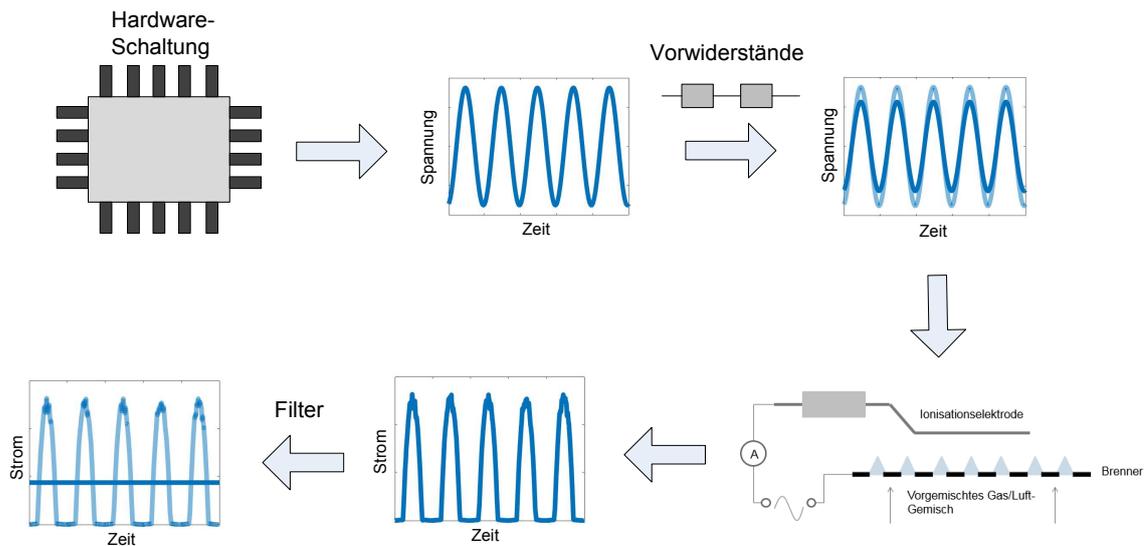


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Messung des Effektivstromes in der Serienschaltung (Resch (2018a)).

Stellgröße pos_{Soll} , also die Gasventilposition, setzt sich aus zwei weiteren Größen zusammen: einmal der Stellgröße $pos_{Soll,Vor}$, die sich aus einer schnellen Vorsteuerung ergibt, und einmal aus der Stellgröße $pos_{Soll,Regler}$, also einer Nachregelung der Gasventilposition mit Hilfe des Ionisationsstromes. Die Vorsteuerung sorgt dafür, dass die Ist-Schrittposition des Gasventils an Hand einer Vorsteuerkennlinie schnell auf die Änderungen der Ist-Drehzahl des Lüfters reagieren kann. Der PI-Regler sorgt letztendlich dafür, dass Störungen im Regelkreis ausgeglichen werden und somit eine optimale Verbrennung stattfindet, denn, wie zuvor erklärt, wird davon ausgegangen, dass das Gas-Luft-Verhältnis λ den größten Einfluss auf den Ionisationsstrom I_{Ist} hat. Über die Regelabweichung $I_{Soll} - I_{Ist}$ wird mit Hilfe des PI-Reglers eine Soll-Schrittzahl $pos_{Soll,Regler}$ für das Gasventil ausgegeben. Letztendlich werden also so die entsprechende Luft- \dot{m}_{Luft} und Gasmenge \dot{m}_{Gas} in das System eingeführt, sodass eine optimale Verbrennung stattfinden kann (Akgün (2017)).

3.2 Aktueller Stand des Versuchsaufbaus

Der Prüfling ist ein Serien-Gasgerät der Firma Vaillant. Dieser wurde an einem Prüfplatz im Vaillant TestCenter aufgehängt, bei dem die hydraulische Versorgung schon vorhanden war, sodass sich vollkommen auf den elektronischen Gas-Luft-Verbund konzentriert werden konnte. Die Steuerung des Prüflings erfolgte mittels eines Rapid Control Prototyping (RCP) Sys-

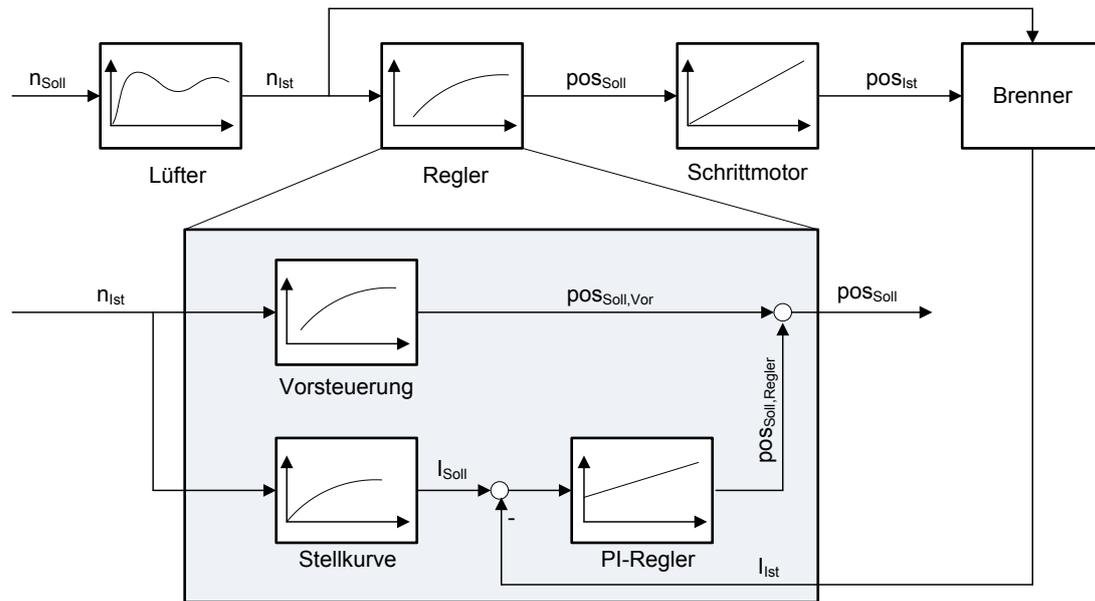


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Regelkonzepts einer gasadaptiven Ionisationsstromregelung (Akgün (2017)).

tem, was von Akgün (2017) im Rahmen seiner Masterarbeit erarbeitet und für diesen Prüfplatz erweitert und angepasst wurde.

Im Allgemeinen werden mittels RCP die Funktionen eines Softwaremodells, in dem ein Regelalgorithmus implementiert ist, an einem Geräteprototypen und somit unter realen Bedingungen getestet. Um überhaupt eine Kommunikation zwischen den Sensoren und Aktoren des Prototypens und der Steuerungssoftware ermöglichen zu können, wird ein leistungsfähiges Entwicklungssystem verwendet. Mit diesem können die Eingangssignale der Sensoren im Prototypen eingelesen, entsprechend des Softwaremodells verarbeitet und letztendlich das Ausgangssignal an den Prototypen zurückgesendet werden. Im Fall der Firma Vaillant wird eine MicroLabBox der Firma dSpace verwendet, die neben mehr als 100 hardwareseitige In- und Output-Kanäle auch verschiedene Softwarewerkzeuge wie zum Beispiel ein Real-Time Interface-Blockset (RTI-Blöcke) für die Nutzung von Softwaremodellen aus Matlab/Simulink oder eine grafische Benutzeroberfläche (ControlDesk) bereitstellt (Akgün (2017), Schmidt (2018)).

In Seriengasheizgeräten dient die Boiler Management Unit (kurz: BMU) als Steuergeräteelektronik, die für die Signalzuordnung, - aufbereitung und - verarbeitung der im Prototypen

vorhandenen Sensoren und Aktoren zuständig ist. Der Mikroprozessor ist dabei das Kernstück der Signalverarbeitung, der die Software des Regelalgorithmus ausführt. Zusätzlich ist eine anwendungsspezifische integrierte Schaltung (ASIC) unter anderem für sicherheitsrelevante Funktionalitäten verantwortlich. Damit nun die MicroLabBox Zugriff auf den Geräteprototypen erhält, wurde der Mikroprozessor auf der BMU entfernt. Über einen Prozessorsockel und -adapter werden die Signale über Flachbandkabel an zwei 50-polige D-Sub-Stecker und dann über einen Kabelbaum an die MicroLabBox geführt. Eine Ethernet-Verbindung zwischen der MicroLabBox und dem Computer sorgt für deren Verbindung, sodass der Prüfstand über die grafische Benutzeroberfläche ControlDesk gesteuert und überwacht werden kann. Dazu muss zunächst mit Matlab/Simulink ein Softwaremodell des Regelalgorithmus erstellt und implementiert werden, was dann mit der automatischen Codegenerierung auf die Plattform übertragen wird. Der Vorteil dieses Fullpass-RCP-Systems, bei dem die Logik der Steuerungselektronik komplett als Softwaremodell nachgebildet werden muss, liegt unter anderem darin, dass weitere Sensoren zur Überwachung des Gasgeräte-Prototypen sehr leicht angeschlossen werden können (Akgün (2017), Schmidt (2018)).

Zur genauen Analyse der Phänomene während der Verbrennung und der Einflussfaktoren auf den Ionisationsstrom wird genau diese Eigenschaft des RCP-Systems benötigt: Es müssen einige weitere Sensoren angebracht und somit der Prüfstand erweitert bzw. Messsysteme im derzeitigen Prüfstand angepasst bzw. ausgetauscht werden.

Bei Betrachtung der Abbildung 3.3, die schematisch ein physikalisches Ersatzschaltbild von der aktuellen Ausrüstung des Prüfstandes zeigt, wird auf den ersten Blick klar, dass viele Größen, die einen möglichen Einfluss auf den Ionisationsstrom haben, nicht berücksichtigt bzw. nicht hinreichend gut gemessen werden. Darunter fällt u.a. die Aufnahme des Stromes und der Spannung. Wie im vorherigen Kapitel 3.1 erklärt wurde, befindet sich zwischen der Elektrode und der Spannungsquelle ein Vorwiderstand, der die erzeugte Spannung beschränkt. D.h. letztendlich ist nicht bekannt, welche Spannung tatsächlich zwischen Elektrode und Brenner anliegt. Zudem wird derzeit nur der Effektivwert des Stromes gemessen. Dies bedeutet, dass weitere Informationen aus der tatsächlichen Strommessung verloren gehen. Es können keine dynamischen Verläufe betrachtet und auch sonst können keine Unregelmäßigkeiten oder weitere Effekte durch die Bildung des Strom-Effektivwertes erkannt werden. Es muss also unabhängig von der Serienschaltung eine Möglichkeit gegeben sein, mit Hilfe des Softwaremodells eine sinusförmige Spannung zu erzeugen, diese auf den gewünschten Wert

zu verstärken und anschließend den realen Wert des Stromes und der Spannung zu messen. Zudem muss die Messung des Gas-Luft-Verhältnisses λ verbessert werden. Aktuell wird dieser Wert über einen Gasanalysator der Firma Rosemount bestimmt. Dieser führt durch die Messung zu einer zeitlichen Verzögerung des λ -Wertes von bis zu 20 s zwischen Start der Messung und der Messwertbereitstellung, was eine genaue Analyse für dynamische Verläufe verhindert. Deswegen muss eine alternative Messmethode gefunden werden. Weiterhin muss geklärt werden, welche zusätzlichen Messgrößen von Interesse sind und somit welche weiteren Sensoren benötigt werden, um eine genaue Analyse durchführen zu können, was mit Hilfe des RCP-Systems sehr einfach lösbar ist.

Im Weiteren wird eine Analyse der Einflussfaktoren auf den Ionisationsstrom durchgeführt und letztendlich der neue Versuchsaufbau mit der zusätzlichen Peripherie dargestellt, bevor die Versuchsplanung und die gesetzten Untersuchungsziele vorgestellt werden.

3.3 Bestimmung der Einflussfaktoren auf den Ionisationsstrom

In der Abbildung 3.3 sind viele Größen aufgezeigt, die möglicherweise einen Einfluss auf die Verbrennung und somit auf den Ionisationsstrom haben, aber noch nicht gemessen werden. Allerdings fehlen dort auch einige Größen, wie zum Beispiel die Aluminiumoxidschicht, die sich sowohl auf der Elektrode als auch auf dem Brenner bilden, und eine Art Schutzschicht darstellen, sodass die Langlebigkeit der Komponenten gewährleistet wird. Allerdings verringert diese Oxidschicht im Laufe der Zeit den gemessenen Strom. Weiterhin ist bisher nicht bekannt, welchen Einfluss z.B. die elektrische Ansteuerung der Elektrode wie Spannungsart, Spannungslevel und Frequenz auf die Ionisationsstrommessung haben. Auch die Einflüsse der Geometrie des Brenners (Länge, Oberfläche, Form, etc.) und die Positionierung und Geometrie der Elektrode (Durchmesser, Länge, Abstand zum Brenner, Form, etc.) sind noch unbekannt. Auf Grund dieser ganzen unbekanntenen mechatronischen Größen, die möglicherweise einen Einfluss auf die Ionisationsstrommessung haben, wird die Entwicklungsarbeit immer komplexer, um den zukünftigen Anforderungen wie zum Beispiel eine höhere Modulationsrate zu entsprechen.

Im Allgemeinen kann also festgehalten werden, dass die Verbrennung von Kohlenwasser-

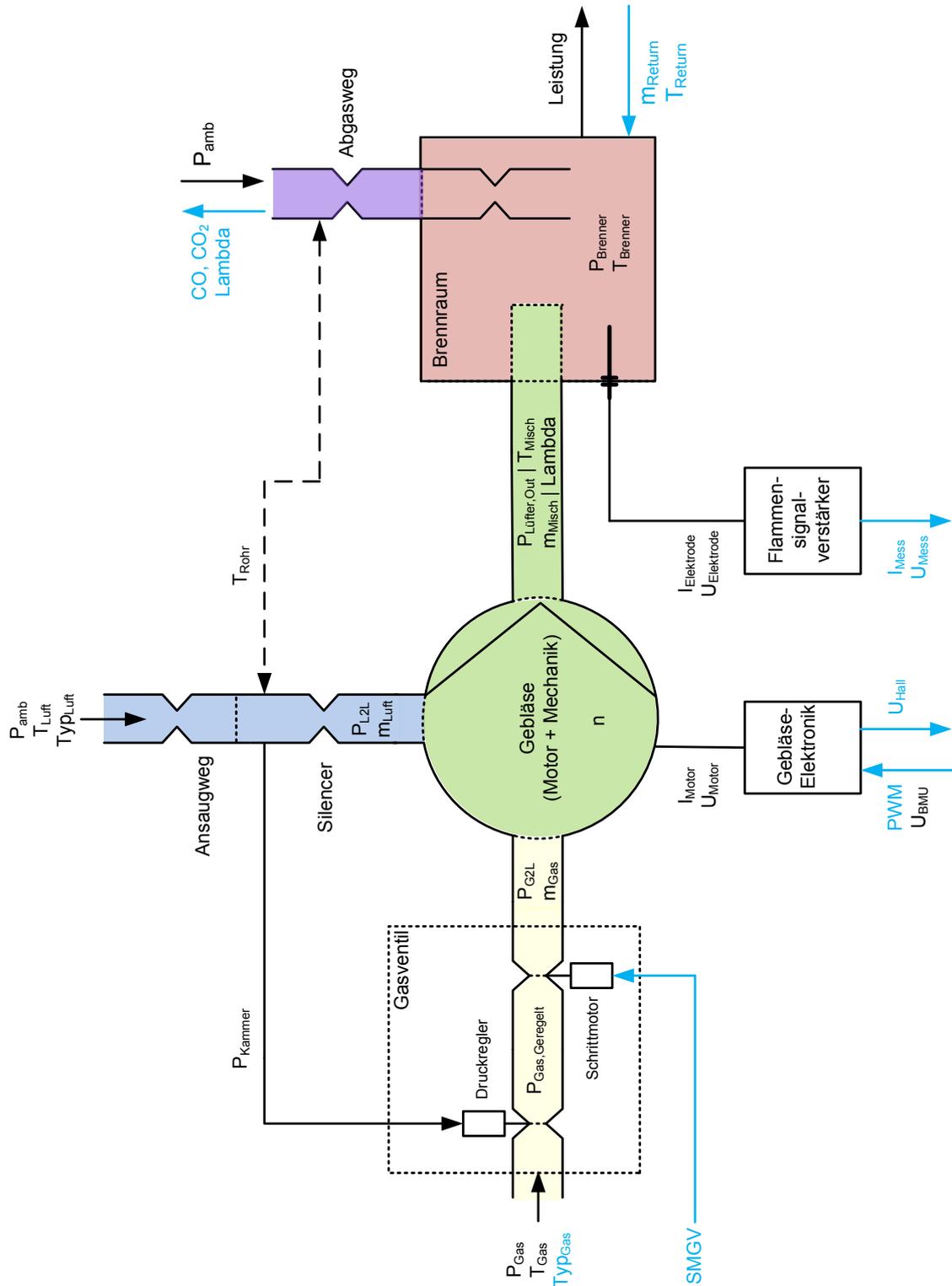


Abbildung 3.3: Physikalisches Ersatzschaltbild des Gas-Luft-Verbundes mit den aktuellen Sensoren und Aktoren (in blau dargestellt) (Resch (2018b)).

stoffen ein hoch komplexes Thema darstellt. Um die aktuelle Regelung optimieren zu können, müssen diese Zusammenhänge untersucht werden und verstanden sein.

Tacke (2018) hat sich im Rahmen seiner Masterarbeit mit den Einflussfaktoren auf den Ionisationsstrom beschäftigt und sich vor allem auf die Elektrodenform konzentriert. Er hat in Zusammenarbeit mit dieser Promotion weitere Größen bestimmt und passende Sensoren zur Messung dieser ausgesucht und in den Prüfstand eingebaut. In Tabelle 3.1 ist eine Zusammenfassung der weiteren Größen aufgelistet, die sich als mögliche Einflussfaktoren herausgestellt haben. Einige von ihnen können nicht direkt beeinflusst werden, wie zum Beispiel die Luftfeuchte, -druck und -temperatur, da der Prüfstand nicht in einer Klimakammer aufgebaut werden konnte. Trotzdem werden diese Größen mitgemessen, um mögliche Unterschiede oder Ausreißer in den Messungen besser zuordnen zu können. Die Sensoren für diese Größen wurden dauerhaft am Prüfstand eingebaut.

Tabelle 3.1: Einflussfaktoren auf den Ionisationsstrom. Um die Sensoren für diese Größen wird der Prüfstand u.a. erweitert (Tacke (2018)).

Größe	Einfluss auf
Luftdruck	laminare Flammengeschwindigkeit
	adiabate Flammentemperatur
	Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizienten der Verbrennungsreaktionen
	Strom-Spannungskurve
Luftfeuchtigkeit	Kennlinie des Lüfters → Luftmenge → Luftzahl → Ionisationsstrom
	spezifische Enthalpie der Luft → adiabate Flammentemperatur
Lufttemperatur	Ionisationsstrom
	Aufwärmphase des Gasgerätes
	Temperatur im Dauerbetrieb
	Dichte → Luftmenge
Luftmassenstrom	adiabate Flammentemperatur
	Luftzahl → Ionisationsstrom
Gasvolumenstrom	Leistung des Gerätes → aktueller Leistungspunkt → Ionisationsstrom
Gasdruck	aktueller Heizwert → aktueller Leistungspunkt
	Mischung des Gas-Luftgemisches
Gastemperatur	aktueller Heizwert → aktueller Leistungspunkt
	Verbrennungstemperatur
Größe	Indikator für
Abgastemperatur	Temperatur des Gerätes
	Beendigung der Aufwärmphase des Gasgerätes

Weiterhin gibt es Größen, die nur in Kooperation mit dem Lehrstuhl für *Allgemeine Elektrotechnik und Plasmatechnik* von Prof. Dr.-Ing. Peter Awakowicz der Ruhr-Universität Bochum

gemessen werden konnten, die die entsprechenden Geräte zur Verfügung gestellt haben. Darunter fällt unter anderem die Flammenhöhe, deren Einfluss im Rahmen dieser Arbeit und damit die Leistung des Gerätes auf die Ionisationsstrommessung bei unterschiedlichen Gaszusammensetzungen und Luftzahlen λ untersucht werden soll. Zudem wird das Emissionsspektrum der Flamme aufgenommen und damit die Intensität der OH- und CH-Radikale. Ein Beispiel eines Emissionsspektrums ist in der Abbildung 2.11 auf der Seite 47 dargestellt. Außerdem wird die lokale Auflösung der Radikale in der Flamme gemessen. Diese Größen dienen zur Analyse der Gaszusammensetzung und der Luftzahl λ auf die Flammenemission und Flammenhöhe zur Evaluierung eines möglichen optischen Regelungssensors und zur Erstellung eines möglicherweise vereinfachten Modells zur Ionisationsstrommessung. Die mit der iCCD-Kamera aufgenommenen Flammenbilder und das Emissionsspektrum sowie die Analyse der aufgenommenen Daten sind sowohl in diesem als auch in Kapitel 4.3 zu finden.

3.4 Neuer Versuchsaufbau mit passender Sensorik

Für die im vorherigen Kapitel angeführten möglichen Einflussgrößen auf den Ionisationsstrom wurden im Anschluss passende Sensoren ausgewählt. Hierbei galt besonderes Augenmerk auf den benötigten Messbereichen, sowie einer möglichst hohen Messgenauigkeit und der Fähigkeit der Sensoren, diese an die MicroLabBox anschließen zu können. Das bedeutet, dass sie ein Signal zwischen -10 und $+10$ V von vornherein bereitstellen müssen oder mit Hilfe einer Signalkonditionierung einen maximalen Spannungswert von ± 10 V liefern.

Tacke (2018) hat in seiner Masterarbeit eine Tabelle (vgl. Tab. 3.2) mit den zusätzlichen Sensoren zusammengestellt, die dauerhaft am Prüfstand eingebaut wurden.

Bei allen Temperatursensoren (Pt100 und Thermoelement) wird zusätzlich noch eine Signalkonditionierung (Universalmessumformer 4114 der Firma PR electronics) benötigt, um die von der MicroLabBox geforderten Signale zu erhalten. Diese Umformer werden in einem Schaltschrank des Prüfstandes untergebracht. Der Luftfeuchtesensor der Firma B+B Sensors wurde vor allem deshalb ausgewählt, weil er vorkalibriert ist und einfach eingebaut werden kann. Zudem liefert er ein Signal von $0 - 10$ V, das direkt an die analogen Eingänge der MicroLabBox angeschlossen werden kann. Außerdem liefert der Sensor zusätzlich noch die Lufttemperatur. Als Luftmassenstromsensor wurde sich für einen der Firma Bosch entschieden, welcher ein typischer Luftmassenstromsensor in der Automobilbranche ist. Der Vorteil

Tabelle 3.2: Weitere eingebaute Sensoren am Prüfstand (Tacke (2018)).

Messgröße	benötigter Messbereich	Sensor	Hersteller	Genauigkeit
Lufttemperatur	10 – 40°C	Pt100	Reckmann GmbH	0.15°C
		FF-GLT-10V-TE1	B+B Sensors	0.7°C
Luftmassenstrom	< 80 m ³ /h	HFM 5	Bosch	3 %
rel. Luftfeuchte	0 – 100 %	FF-GLT-10V-TE1	B+B Sensors	3 %
Luftdruck	800 – 1200 hPa	MPX5100AP	NXP	2.5 %
Gasvolumenstrom	0.1 – 6 m ³ /h	IRM 1	Elster Instrument	1 %
Gastemperatur	0 – 50°C	Pt100	Reckmann GmbH	0.15°C
Gasdruck	0 – 1 bar	PR 23	Keller	0.5 %
Abgastemperatur	10 – 100°C	Typ K TE	Reckmann GmbH	1.5°C

gegenüber anderen Sensoren besteht bei diesem Sensor in dem geringen Druckverlust, so dass das Gerät möglichst wenig durch den Sensor beeinflusst wird. Die Sensoren für Gasvolumenstrom, -temperatur und -druck wurden von der Labormesstechnik der Firma Vaillant zur Verfügung gestellt. Auch bei diesen Sensoren ist eine Signalkonditionierung von Nöten gewesen, um Signale zu erhalten, die die MircoLabBox mit ihren analogen Eingängen verarbeiten kann. Allgemein wurden alle Sensoren an den entsprechenden Stellen am Prüfstand eingebaut (s. Abb. 3.14 auf Seite 74), mit dem passenden Netzteil ausgestattet und an die MircoLabBox über die freien Pins der zwei 50-poligen D-Sub-Stecker angeschlossen. Die entsprechenden Kennlinien der einzelnen Sensoren, um die gewünschten Größen aus den Spannungswerten zu ermitteln, wurden mittels Blockschaltbildern in das schon vorhandene Modell¹⁹ in Matlab/Simulink umgesetzt. Nach erneuter Codegenerierung auf die Plattform, können alle Messwerte über die graphische Benutzeroberfläche ControlDesk abgelesen und mitgeloggt werden (Tacke (2018)).

Neben den neu angebrachten Sensoren wurden auch alte Messgeräte ausgetauscht: Die Strom- und Spannungsmessung und die Messung der Luftzahl wurden verbessert. Wie zuvor erklärt (vgl. Kap. 3.1), weist die Strom- und Spannungsmessung einen Mangel hinsichtlich der Untersuchung der mechatronischen Einflussfaktoren auf den Ionisationsstrom auf. In diesem

¹⁹Bei Interesse für das Basis-Modell kann die Arbeit von Akgün (2017) gelesen werden.

Zusammenhang wird die Erzeugung des Spannungssignals und die Messung von Strom und Spannung auf der BMU ersetzt (vgl. Abb. 3.1 auf Seite 57).

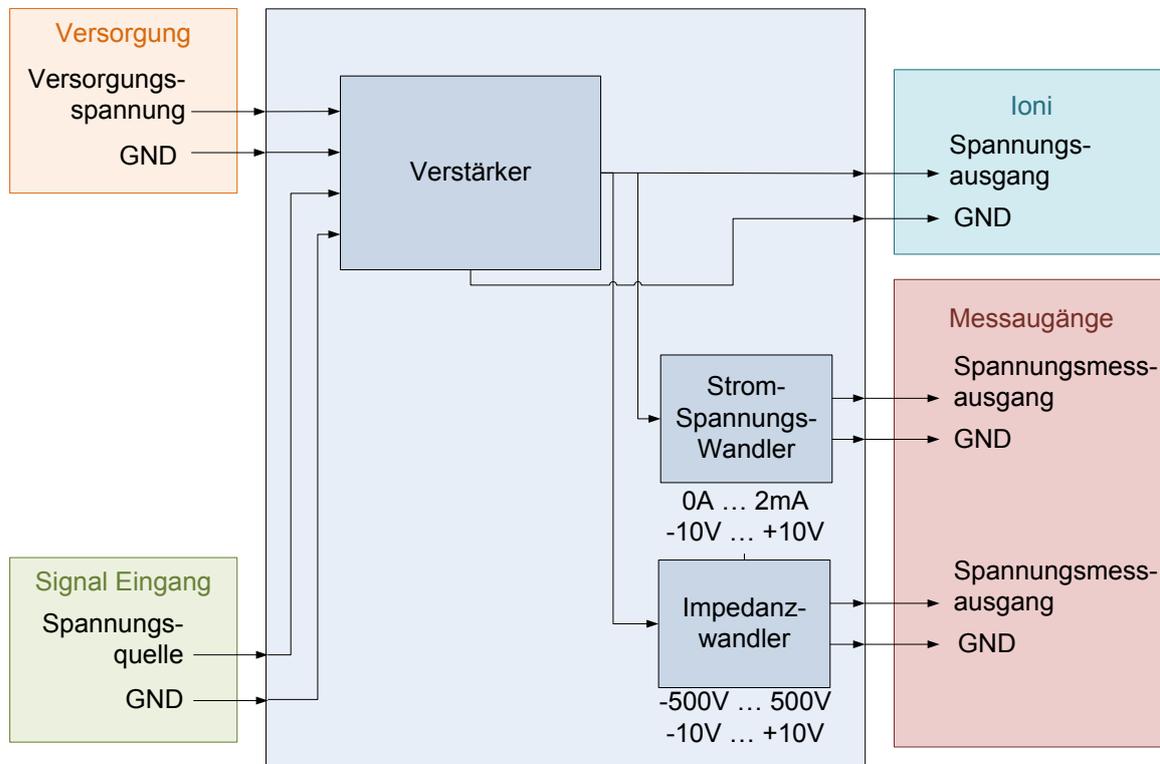


Abbildung 3.4: Übersicht der neuen Schaltung zur linearen Verstärkung einer Eingangsspannung von ± 10 V auf ± 500 V.

In dem Softwaremodell wird ein sinusförmiges Signal vorgegeben und durch die MicroLabBox wird ein Ausgangssignal von maximal ± 10 V erzeugt. Diese Spannung sollte mit Hilfe eines Spannungsverstärkers auf bis zu ± 500 V verstärkt werden. Gleichzeitig sollte der Spannungsverstärker sowohl Strom als auch Spannung messen können. Der Strom sollte bis ca. ± 2 mA gemessen werden können. Diese Anforderungen werden von dem Spannungsverstärker HAR2 der Firma hivolt.de erfüllt (vgl. Abb. 3.4). Damit wird das Ausgangssignal der MicroLabBox (± 10 V) über den Spannungsverstärker auf bis zu ± 500 V verstärkt. Diese Spannung wird über einen SHV-Steckverbinder an die Ionisationselektrode und die Masse an den Brenner angelegt. Die angelegte Spannung und der fließende Strom werden von dem Spannungsverstärker gemessen. Die Signale der beiden Messausgänge des Spannungsverstärkers haben jeweils einen Wert von ± 10 V, welche über die analogen Eingänge wieder an die MicroLabBox übergeben werden. Im Softwaremodell werden wiederum die Kennlinien der beiden Messgrößen mittels Blockschaltbildern umgesetzt, um sowohl den entsprechen-

den Spannungs- als auch den Stromwert zu erhalten. Gleichzeitig wird auch der Effektivwert des Stromes bestimmt, um später die Kennlinien mit den Werten der aktuellen Serienschaltung vergleichen zu können. Zudem musste im Softwaremodell für die Signalerzeugung sowie Strom- und Spannungsmessung eine andere Abtastrate, eine Interrupt Sample Time, gewählt werden, damit auch höhere Frequenzen als 1 Hz untersucht werden können. Die Frequenz der Spannung im Seriengerät beträgt ca. 100 Hz. Um den Einfluss der Frequenz auf den Ionisationsstrom untersuchen zu können, sollten deshalb verschiedene Frequenzen bis zumindest dieser Frequenz messbar sein. Die Basis-Sample Time beträgt 5 ms. Mit der Anpassung des Softwaremodells kann nun eine Samplerate von bis zu $50 \mu\text{s}$ erreicht werden. Diese Rate reicht aus, um auch höhere Frequenzen gut messen zu können.

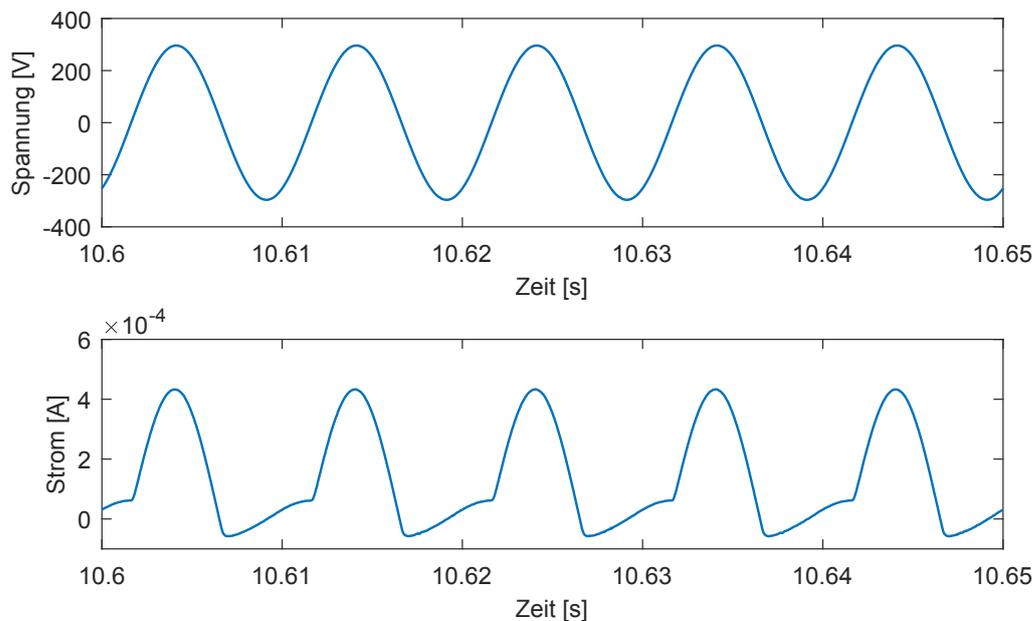


Abbildung 3.5: Kapazitive Störung in der Strommessung mit dem Spannungsverstärker HAR2 der Firma hivolt.de bei hohen Frequenzen. Frequenz der Spannung $f = 100 \text{ Hz}$, Samplingrate $f_s = 20 \text{ kHz}$, Überschwinger $I \approx 50 \mu\text{A}$.

Ein weiteres Problem, was sich erst bei Messungen mit höheren Frequenzen ergeben hat, ist ein Überschwinger in der Strommessung (vgl. Abb. 3.5). Um auszuschließen, dass Flammeffekte für diesen Effekt verantwortlich sind, wurde der reale Versuchsaufbau bestehend aus Elektrode, Flamme und Brenner durch eine Ersatzschaltung bestehend aus Widerständen und einer Diode nachgebaut, um das Flammenverhalten und damit die Strommessung zu simulieren. Durch diesen Versuchsaufbau sollte der Überschwinger auf Grund der verbauten

Diode nicht auftreten. D.h. Flammeneffekte können als Grund für das Überschwingen ausgeschlossen werden, da dieser Effekt wieder aufgetreten ist. Zudem konnte festgestellt werden, dass je höher die Frequenz und je höher die Samplingrate ist, desto ausgeprägter zeigt sich der Effekt des Überschwingens²⁰. Als Ursache für das Auftreten der Überschwinger konnte letztendlich ein kapazitiver Effekt hervorgerufen durch die Kapazitäten in den Kabeln und im Spannungsverstärker identifiziert werden (vgl. Tab. 3.3).

Tabelle 3.3: Auflistung der Kapazitäten, durch die die Überschwinger hervorgerufen werden.

Bauteil	Kapazität	
Koaxialkabel (100 pF pro Meter)	200 pF	
Spannungsverstärker	Interne Ausgangskapazität	1200 pF
	Welligkeit/Rauschen	100 pF
	Leistungsbandbreite	100 pF
	INHIB = HIGH	100 pF
Gesamtkapazität	1700 pF	

Diese Gesamtkapazität in den Bauteilen sorgt dafür, dass sich ein Sinussignal mit dem gemessenen Strom bei hohen Frequenzen überlagert. Es gilt:

$$I(t) = \frac{dQ(t)}{dt} \quad (3.1)$$

Mit $Q(t) = CU(t)$ und $U(t) = \hat{U} \sin(\omega t) = 300 \text{ V} \sin(100 \text{ Hz} \cdot t)$ ergibt sich:

$$I(t) = C\hat{U}\omega \cos(\omega t) = \underbrace{300 \text{ V} \cdot 1700 \text{ pF} \cdot 100 \text{ Hz}}_{51 \mu\text{A}} \cdot \cos(100 \text{ Hz} \cdot t) \quad (3.2)$$

Dieser Wert entspricht dem Maximum der aufgezeichneten Überschwinger. Da auch andere Spannungsverstärker dieses Problem aufweisen und die Ursache für diesen Effekt gefunden werden konnte, wird im Softwaremodell das Stromsignal bei hohen Frequenzen mittels eines sinusförmigen Signals korrigiert. In der Abbildung 3.6 ist dieser Vorgang zu sehen.

Weiterhin wurde die Messung der Luftzahl λ , die bisher mit einem Gasanalysator NGA 2000 der Firma Emerson durchgeführt und aus dem CO_2 -Wert bestimmt wurde, in Hinblick auf Dynamik und Genauigkeit verbessert. Dazu wurde in dem Abgasrohr eine Breitband-Lambdasonde LSU 4.9 von Bosch montiert, die typischerweise im Automotive-Bereich eingesetzt wird. Über ein Lambda-Modul ES630 von Etas wird das Messsignal (der Sauerstoffgehalt

²⁰Die absoluten Werte des Stromes stimmen nicht überein, beschreiben allerdings qualitativ den gleichen Effekt.

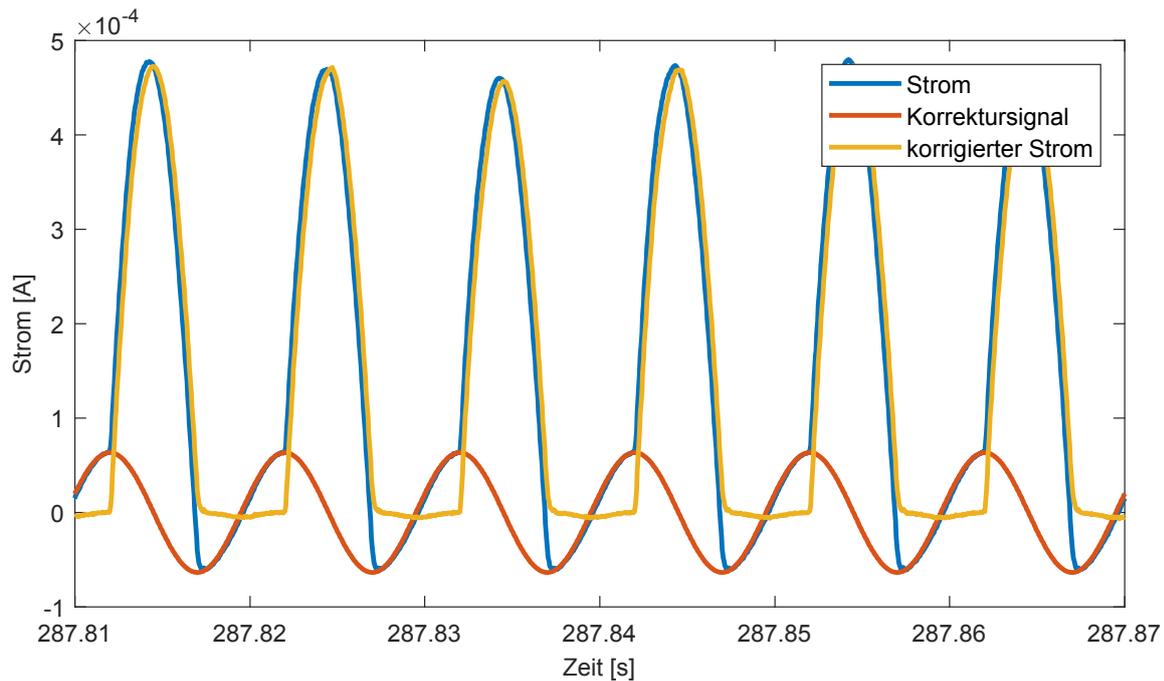


Abbildung 3.6: Der gemessene Strom (blau) wird mit einem sinusförmigen Signal (rot) korrigiert (gelb), um die kapazitiven Effekte bei höheren Frequenzen aus der Strommessung herauszufiltern. Frequenz der Spannung $f = 100$ Hz, Samplingrate $f_s = 20$ kHz.

im Abgas) in ein Analogsignal verarbeitet, welches über einen Analogeingang der MicroLab-Box in das Softwaremodell übergeben wird, wo es dann über die entsprechende Kennlinie in einen Lambdawert umgerechnet wird.

In der Abbildung 3.7 ist zu sehen, dass die Lambdasonde nach einem Sprung in der Schrittmotorposition ein viel schnelleres dynamisches Verhalten zeigt (ca. 0.5 s) als der Gasanalysator (ca. 19 s) und somit viel schneller Änderungen im Lambda detektiert. Dieses Verhalten zieht sich durch die gesamte Messreihe durch. Im statischen Verhalten zeigen beide Sensoren dasselbe Verhalten. Allerdings ist noch festzuhalten, dass der Gasanalysator kurzzeitige Änderungen nicht so deutlich erkennt wie die Lambdasonde (vgl. Abb. 3.8). Zum Teil werden diese vom Gasanalysator auch gar nicht erkannt. Dies ist vor allem ein Problem, wenn sogenannte CO-Peaks kurzfristig entstehen, aber mit dem Gasanalysator nicht detektiert werden. Um eine genaue Analyse durchführen zu können, wurde deshalb der neue Sensor eingebaut. Der Gasanalysator wurde dennoch nicht abgebaut, um CO und CO₂ weiter mitloggen zu können.

Damit die restlichen Größen wie Flammenhöhe und die Emissionsspektren mit den entsprechenden Messgeräten des Lehrstuhls für *Allgemeine Elektrotechnik und Plasmatechnik*

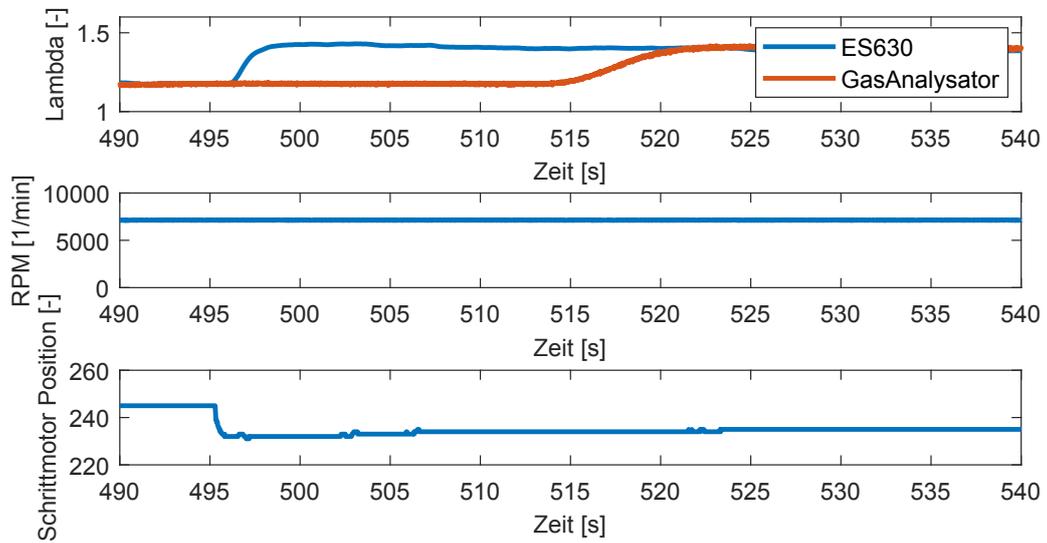


Abbildung 3.7: Dynamisches Verhalten der Lambdasonde im Vergleich zum Gasanalysator. Die Gebläsedrehzahl wurde konstant gehalten und die Schrittmotorposition wurde verändert.

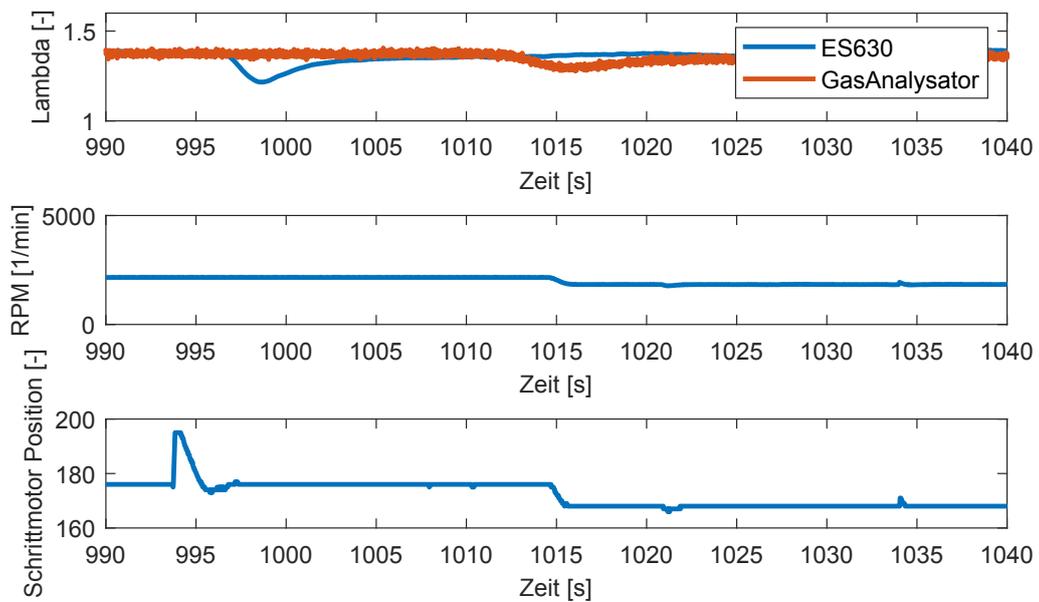


Abbildung 3.8: Verhalten der beiden Sensoren bei kurzzeitigen Änderungen.

von Prof. Dr.-Ing. Peter Awakowicz gemessen werden können, mussten weitere Vorbereitungen getroffen und Umbauten am Prüfstand vorgenommen werden. Die Flammenhöhe und die lokale Auflösung von OH und CH wurde mit einer 4 Picos Ultra High Speed ICCD Kamera der Firma Stanford Computer Optics aufgenommen. Sie hat einen Messbereich von 165 nm bis 820 nm, eine minimale Belichtungszeit von 200 ps und eine Lichtverstärkung von bis zu 1.000.000 mal. Damit die optische Diagnostik und die Positionierung der Kamera auf die Flammenhöhe erfolgen konnte, musste zwischen Brennraum und Brenntür ein zylindrisches Quarzglas (Durchmesser: 20 cm, Dicke 4 mm) eingebaut werden (vgl. Abb. 3.9).

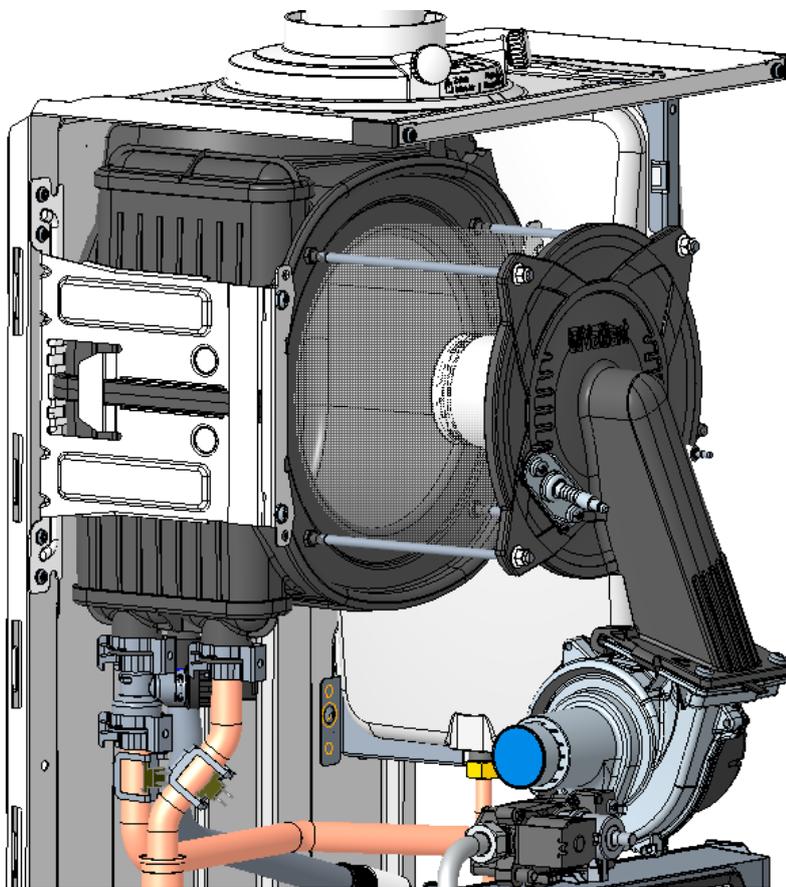


Abbildung 3.9: Übersicht über den Glaseinbau in den Prüfstand, um eine optische Diagnostik und die Positionierung der Kamera auf die Flammenhöhe durchführen zu können.

Dadurch kann sich zwar das Flammenverhalten im Vergleich zum normalen Betrieb verändern, was allerdings zur Untersuchung der mechatronischen Einflussfaktoren, hier speziell die Flammenhöhe, auf den Ionisationsstrom bewusst in Kauf genommen wurde, da es ansonsten keine weitere Möglichkeit gegeben hat, die Flammenhöhe zu untersuchen. Weiterhin musste die Ionisationselektrode anders an der Brenntür positioniert werden, um sowohl die

Elektrode als auch die Flammenhöhe gleichzeitig aufnehmen und damit letztendlich die Position der Flamme in Bezug zur Elektrode bestimmen zu können. Zusätzlich wurde ein weiteres kleines Quarzglasfenster (Durchmesser: 3 cm, Dicke 5 mm) in die Brennertür eingebaut, um die Plasmaemission mit Hilfe eines hochauflösenden Echelle-Spektrometers (LLA Instruments ESA 400) aufnehmen zu können. Dieses Spektrometer ist absolutkalibriert, weist einen Messbereich von 200 nm bis 860 nm auf und hat eine Auflösung von 15 pm bis 60 pm. In der Abbildung 3.10 ist die neue Brennertür mit Gebläse, Gasventil und Mischrohr abgebildet.

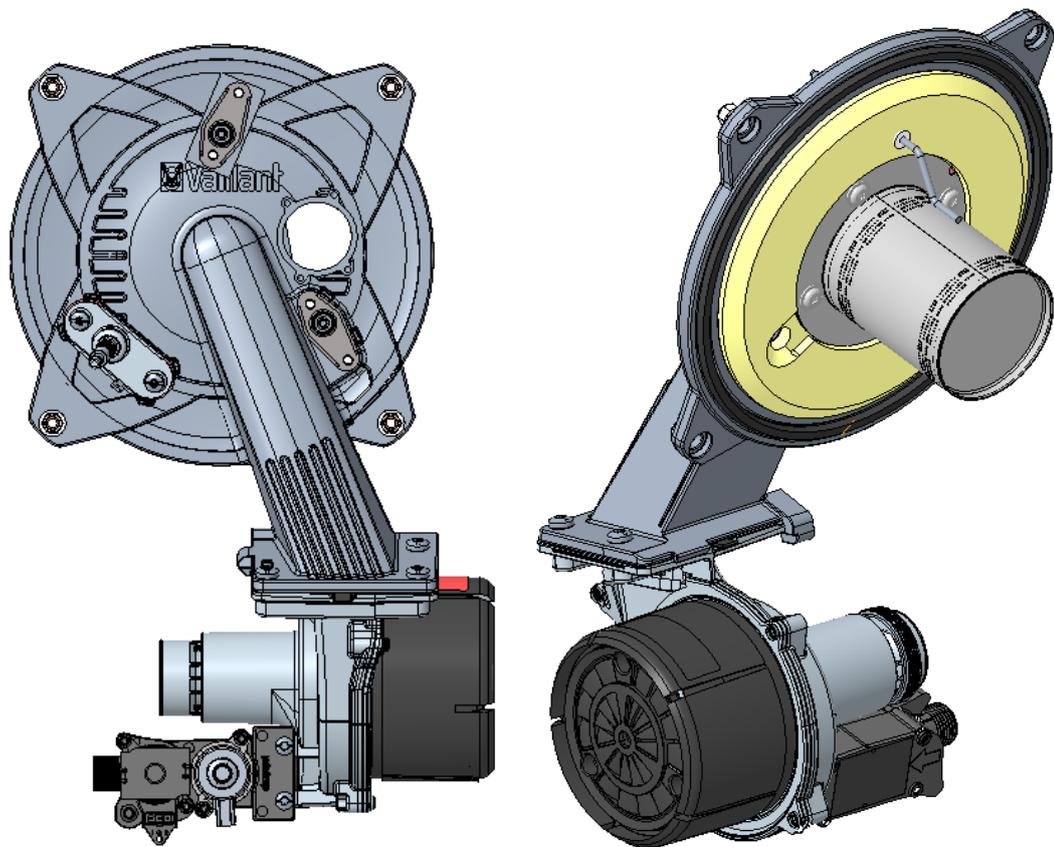


Abbildung 3.10: Links: Darstellung der neuen Brennertür. Die alte Elektrodenposition (5 Uhr) wurde verschlossen und die Elektrode auf 12 Uhr positioniert, damit die Position der Flamme in Bezug zur Elektrodenposition bestimmt werden kann. Zusätzlich wurde ein weiteres Quarzglas in die Brennertür eingebaut (3 Uhr), um eine optische Diagnostik mit dem Echelle-Spektrometer zu ermöglichen. Auf 7 Uhr ist die Zündelektrode angebracht. Rechts: Brennertür von Innen mit der neuen Elektrodenposition. Das Quarzglas ist hier nicht zu sehen.

Weiterhin musste zur optimalen Positionierung der Kamera auf die Höhe der Ionisationselektrode und zur Messung in horizontaler Sichtlinie (s. Abb. 3.11) ein Gerüst neben dem Prüfling aufgebaut sowie zum Schutz der Kamera eine Wärmeschutzwand mit einem Wärmeschutzglas (Schott KG3) vor das Zylinderglas und ein Lüfter zur weiteren Kühlung der

Kamera angebracht werden. Die gleiche Wärmeschutzwand mit Wärmeschutzglas und Lüfter wurde auch vor dem zweiten Quarzglas zum Schutz der Glasfaser des Spektrometers aufgebaut. So kann die Glasfaser direkt vor dem Quarzglas positioniert werden, sodass eine bessere Diagnostik mit dem Echelle-Spektrometer ermöglicht wird. Die Gläser blocken dabei effektiv die Infrarotstrahlung und weisen dennoch eine ausreichende Transmission im sichtbaren und UV-Bereich auf, um die Emission von OH(A-X) und CH(A-X) zu ermöglichen.

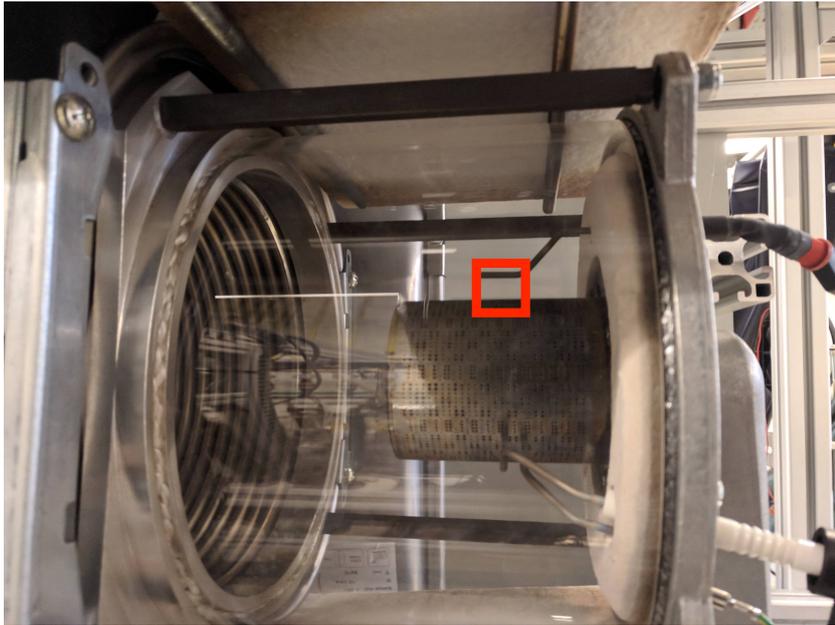


Abbildung 3.11: Versuchsaufbau mit Sicht auf den Brenner und der neuen Position der Elektrode. In rot ist das Sichtfenster der iCCD-Kamera markiert.

Um eine ausreichende Vergrößerung des Bereichs zwischen Brenner und Ionisationselektrode zu erzielen und gleichzeitig die Emission im UV-Bereich detektieren zu können, wurde zusätzlich ein UV-Objektiv (UV-Nikkor 105 mm f/4.5 203060) verwendet. Der Abstand zwischen Elektrode und Brenner beträgt 8 mm. Mit dem UV-Objektiv wird der Bereich auf ca. 115 Pixel vertikal abgebildet. Damit ergibt sich eine Ortsauflösung von 0.7 mm, mit der die Flammenhöhe bestimmt werden kann. Die Belichtungszeit konnte < 40 ms gewählt werden. Damit kann eine gute Zeitauflösung des Einflusses des Ionisationsstromes gewährleistet werden. Dies bedeutet, dass bei einer Oszillation des Ionisationsstromes von 1 Hz das Signal in 25 Abschnitte unterteilt werden kann. Eine getriggerte Messung ist prinzipiell möglich, um den Einfluss des elektrischen Feldes auf die Flammenhöhe untersuchen zu können, konnte bisher aber noch nicht umgesetzt werden. Zusätzlich wurde ein OH(A-X)-Filter und CH(A-X)-Filter eingesetzt. Nach ersten Messungen hat sich gezeigt, dass der OH(A-X)-Filter die

Festkörperstrahlung der Ionisationselektrode komplett blockt, sodass ein optimales Signal zu Rausch Verhältnis der Flammenemission eingestellt werden kann (vgl. Abb. 3.12). Mit dem CH(A-X)-Filter konnte zwar eine Reduzierung der Festkörperemission festgestellt werden, allerdings war diese immer noch deutlich sichtbar im Vergleich zu den Bildern, die ohne Filter aufgenommen wurden (vgl. Abb. 3.13).

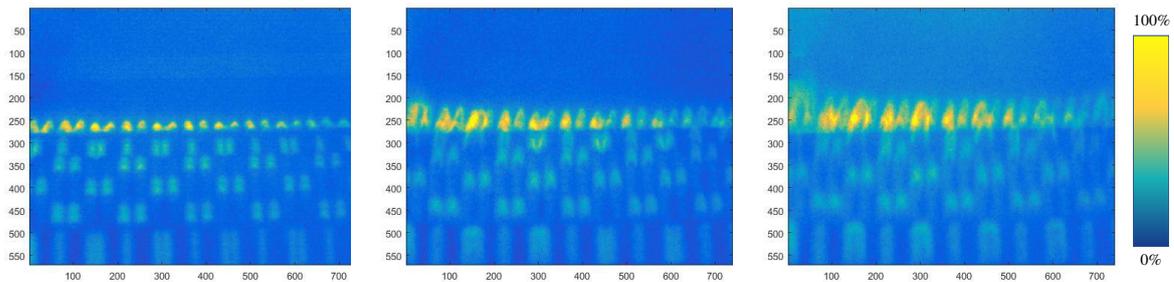


Abbildung 3.12: Einfluss der Brennerleistung auf die Messung mit OH(A-X)-Filter. Erdgas, $\lambda = 1.3$, Leistung: 5 kW (links), 10 kW (Mitte), 15 kW (rechts). Die Farbcodierung der Bilder entspricht den detektierten Helligkeitswerten des Sensors von minimal (blau) bis maximal (gelb).

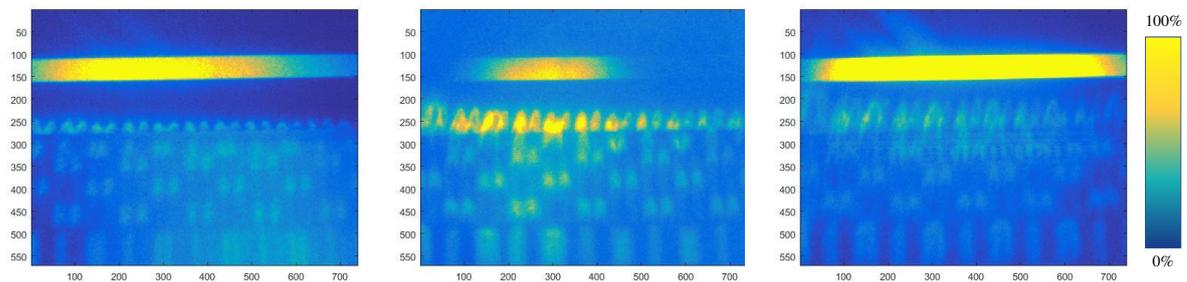


Abbildung 3.13: Einfluss der Brennerleistung auf die Messung mit CH(A-X)-Filter. Erdgas, $\lambda = 1.3$, Leistung: 5 kW (links), 10 kW (Mitte), 15 kW (rechts). Die Farbcodierung der Bilder entspricht den detektierten Helligkeitswerten des Sensors von minimal (blau) bis maximal (gelb).

Ansonsten stellte sich im Vergleich der beiden Filtermessungen heraus, dass sich die Position der Emission beider Moleküle nicht unterscheiden ließ. Zumindest mit diesem Sensor konnte kein Hinweis darauf gefestigt werden, dass die CH(A-X) Emission nah am Brenner und die OH(A-X) Emission im größeren Abstand geschieht. Da kein passender Filter zur Absorbtion der Festkörperstrahlung der Ionisationselektrode gefunden und anscheinend auch kein Unterschied für die Position der Emission beider Moleküle festgestellt werden konnte, wurde für alle nachfolgenden Messungen nur noch der OH(A-X)-Filter verwendet, der die Festkörperstrahlung vollständig blockiert.

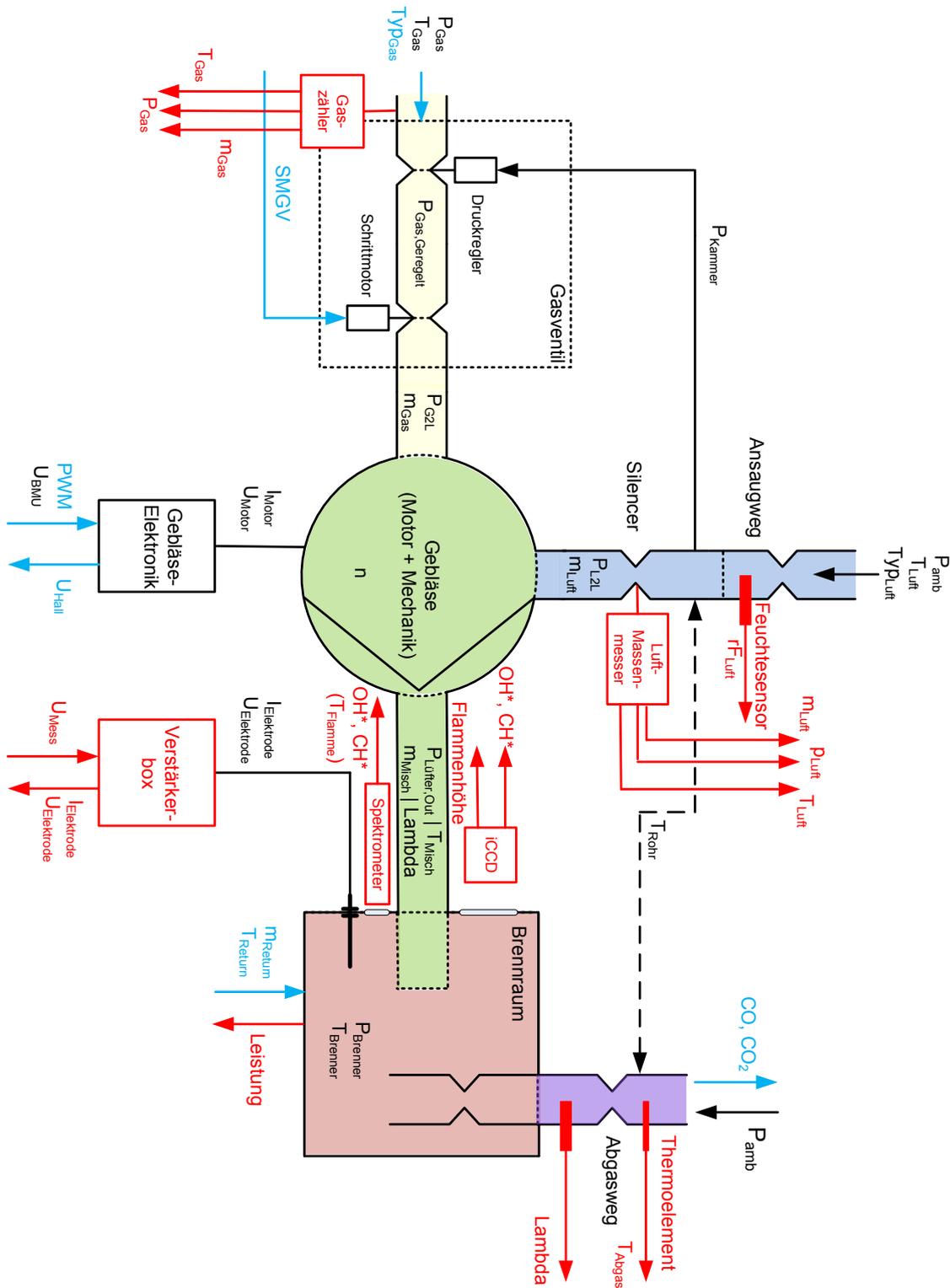


Abbildung 3.14: Physikalisches Ersatzschaltbild des Gas-Luft-Verbundes mit der alten Ausrüstung an Sensoren und Aktoren (in blau dargestellt) und mit neuer aufgerüsteter Sensorik (in rot dargestellt) (Resch (2018b)).

In der Abbildung 3.14 ist nun das physikalische Ersatzschaltbild des Gas-Luft-Verbundes erneut abgebildet. Hier sind nun in rot alle neuen Sensoren dargestellt. Die Größen, die durch diese Sensoren gemessen werden, haben sich im Rahmen der Bestimmung der mechatronischen Einflussfaktoren auf den Ionisationsstrom als beobachtungswürdig herausgestellt. Einige der Größen können nicht aktiv geändert werden. Da sie aber dennoch mitgemessen werden, können so eventuelle Ausreißer oder Unstimmigkeiten besser zugeordnet werden.

3.5 Versuchsplanung

Das aktuelle Regelungskonzept mittels einer Ionisationselektrode basiert auf der Messung eines Ionisationsstromes, indem eine Wechselspannung zwischen Brenner und einer im Brennraum positionierten Elektrode angelegt wird. Durch chemische und thermische Prozesse während der Verbrennung (vgl. Kapitel 2.2) werden freie Ladungsträger (Elektronen und Ionen) produziert, die zu einem elektrischen Stromfluss führen. Dieser Strom hängt von vielen verschiedenen Parametern ab (vgl. Kapitel 3.3). Darunter fallen sowohl mechanische – wie z.B. Brenner- und Elektrodenkonfiguration – als auch elektrische Parameter wie z.B. Frequenz und Amplitude der Spannung und auch Parameter, die nicht beeinflussbar sind, wie z.B. Luftdruck und -feuchte. Die Haupteinflussgrößen sind allerdings nach derzeitigem Stand die Belastung und die Luftzahl der Verbrennung. Jener Zusammenhang zwischen Belastung, Luftzahl und Strom sorgt dafür, dass letztendlich bei bekannter Belastung und gewünschter Luftzahl ein Sollstrom bestimmt und dann mit Hilfe des Gas-Luft-Verbundes eingeregelt werden kann. Durch dieses Prinzip wird nun die Einstellung einer gewünschten Luftzahl bei unbekannter Gasqualität ermöglicht, ohne dabei die Luftzahl direkt messen zu müssen. Nichtsdestotrotz weist dieses Konzept einige Probleme auf:

Alterung der Elektrode. Auf Grund des gewählten Materials für die Elektrode, was eine möglichst hohe Lebensrate gewährleistet, bildet sich während des Betriebs eine Aluminium-Oxidschicht aus. Diese stellt eben eine Schutzfunktion für die Elektrode dar, aber gleichzeitig auch einen zusätzlichen elektrischen Widerstand, der sich stets ändert und die Strommessung stört. Dieser Widerstand hängt unter anderem von der Dicke der Oxidschicht und von der Elektrodentemperatur ab. Je länger das Gerät betrieben wird, desto mehr nimmt der Ionisationsstrom mit der Zeit ab.

Unbekannte Belastung. Der Regelalgorithmus in den Seriengeräten basiert auf der Annahme, dass die Heizlast (Belastung) in kW bei konstanter Luftzahl, $\lambda = const.$, proportional zur Gebläsedrehzahl in rpm²¹ ist. Durch äußere Bedingungen wie Wind, erhöhter Druckverlust in den Abgasleitungen durch Gefrieren oder einem Vogelnest, Verschmutzung des Wärmetauschers, etc. gilt dieser Zusammenhang allerdings nicht mehr. In der Abbildung 3.15 sind die Folgen dieser falschen Annahme dargestellt: Es wird ein Ionisationsstrom gemessen, der Informationen über den aktuellen Lambda-Wert liefert. Wenn sich nun der Luftmassenstrom durch äußere Beeinflussungen bei konstanter Gebläsedrehzahl ändert (rechtes Bild), dann bleibt die Luftzahl nicht mehr konstant. Sie verringert sich (Schritt 1). Auf Grund des Regelungskonzeptes „denkt“ das Ioni-System, dass sich die Gasqualität geändert hat (linkes Bild oben), ohne dabei zu erkennen, dass sich tatsächlich der Luftstrom reduziert hat. Das Gasventil wird geöffnet, um das Flammensignal zu korrigieren, was jedoch eine weitere Reduzierung des Lambda-Wertes (Schritt 2) zur Folge hat (Fischer/Paul (2018)). Wie in der linken unteren Graphik in der Abbildung 3.15 zu sehen ist, sorgt dieser Irrtum in der Regelung dafür, dass unbewusst mehr CO produziert wird. Dieser Effekt ist gerade bei niedrigen Heizlasten sehr kritisch, da hier die Punktdichte in diesem Bereich sehr gering ist und eine kleine Änderung der Schrittmotorposition des Gasventils zu großen Änderungen im Lambda-Wert führt. Zukünftige Anforderungen an das Ioni-System beziehen sich unter anderem auf eine höhere Modulationsrate, sodass gerade bei niedrigen Heizlasten das System sehr genau messen und agieren muss.

Geringe Messdynamik. Durch die Mittelung des Stromes in der aktuellen Regelung (vgl. Abb. 3.1 auf Seite 57) kommt es u.a. zu einem erheblichen Informationsverlust. Nicht nur die Informationen aus dem Verhältnis von Strom zu Spannung innerhalb einer Periode gehen verloren, auch Informationen über die Dynamik in der Strommessung werden durch die Mittelung nicht berücksichtigt. Zudem bleiben mögliche Potentiale in der Elektronik und Software ebenfalls unberücksichtigt. Sofern eine dynamische Regelung in Zukunft angestrebt wird, ist eine dynamische Messung der Regelgröße, also dem Ionisationsstrom, von unbedingten Nöten. Zur Zeit wird jedenfalls nur der Mittelwert des pulsierenden Gleichstromes als Regelgröße verwendet, sodass eine langsame Filterung

²¹rounds per minute.

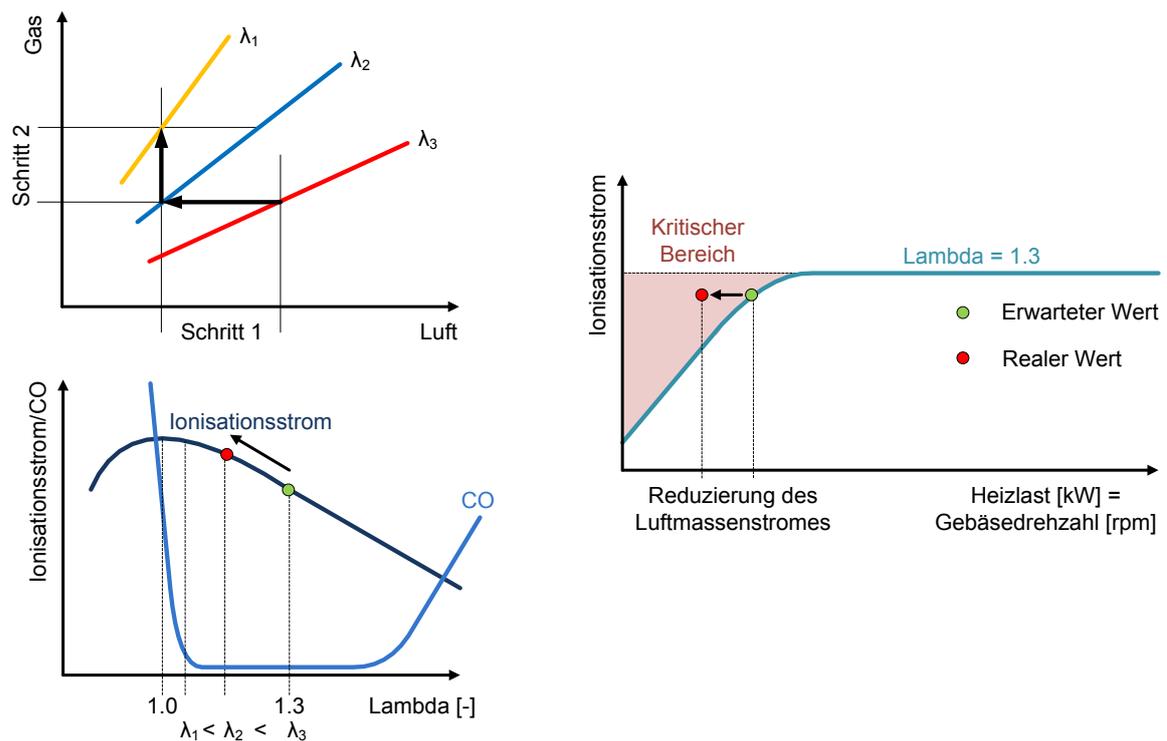


Abbildung 3.15: Einfluss von äußeren Einflüssen auf die aktuelle Ionisationsstromregelung eines Gas-Luft-Verbundes (Schmitz (2018), Fischer/Paul (2018)).

genutzt werden muss. Dies zeigt nochmals auf, wie wichtig es war, dass die Strom- und Spannungsmessung im Rahmen der Untersuchungen erneuert wurde.

Begrenzter Messbereich. Bei niedrigen Modulationen des Heizgerätes gibt es neben dem Problem, was unter dem Punkt **Unbekannte Belastung** diskutiert wurde, ein weiteres: Der Ionisationsstrom wird so gering, dass eine sichere Unterscheidung zwischen Flamme aus und Flamme an nicht mehr möglich ist. D.h. der Modulationsbereich der Geräte ist beschränkt und könnte für spätere Anforderungen, zum Beispiel einer höheren Modulationsrate, zum Problem werden.

Als mögliche potentielle Lösung der oben genannten Probleme könnte es hilfreich sein, eine Erweiterung der Regelgröße vorzunehmen. D.h. statt der Messung des Mittelwertes des Stromes könnte der Ionisationsstrom hochaufgelöst gemessen werden. So könnten Stromspannungskurven (vgl. Abb. 2.9 auf Seite 45) gebildet und möglicherweise noch nicht bekannte Zusammenhänge zum Beispiel zur Belastung des Heizgerätes hergestellt werden. Trotzdem stände jederzeit der Strommittelwert weiterhin zur Verfügung, aber auch andere Größen wie maximaler und minimaler Stromwert, sodass mit den erweiterten Größen besser auf die Ver-

brennungsgüte geschlossen werden könnte. Zudem können weitere Größen wie die OH- und CH-Emission genutzt werden, die Regelgröße des aktuellen Regelsystems zu erweitern, um ein vollgasadaptives System zu entwickeln, das mit allen Gasarten zurecht kommt.

Erste Versuche haben gezeigt, dass die aufgenommenen Strom-Spannungskurven (vgl. Abb. 3.16) den Kennlinien einer zylindrischen Langmuirsonde stark ähneln (vgl. 2.9). Dieser Sachverhalt soll nun weiter in Hinblick auf die Erweiterung bzw. Optimierung des aktuellen Regelungskonzeptes untersucht werden.

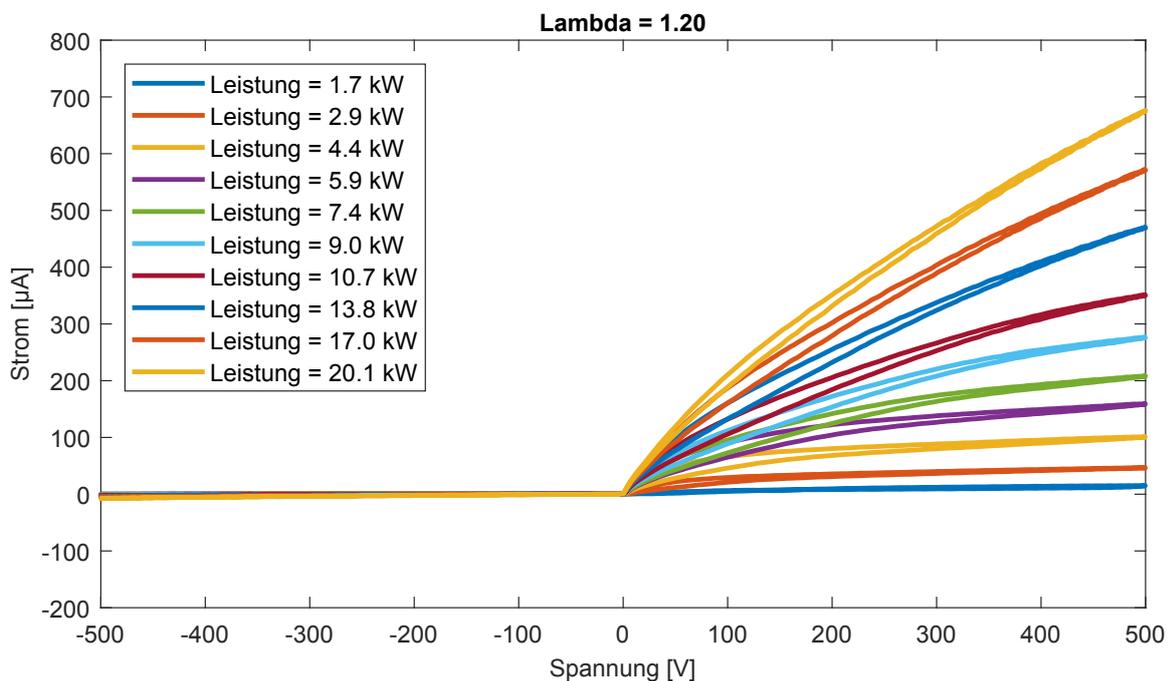


Abbildung 3.16: Stromspannungskurven bei einer Luftzahl von 1.2 für verschiedene Leistungen. Zu sehen ist der Hystereseeffekt in der positiven Halbwelle der Spannung. Der Strom ist in der ansteigenden Flanke höher.

Allerdings wurde auch stets festgestellt, dass es in der positiven Halbwelle zu einem Unterschied des Kurvenverlaufs kommt. Der Strom in der ansteigenden Flanke der Spannung zeigt einen höheren Wert als der Strom in der abfallenden Flanke. Zudem scheint dieser Hysterese-Effekt abhängig von Lambda und der Belastung zu sein. Tacke (2018) hat in seiner Arbeit diesen Effekt weiter untersucht und einen möglichen Grund für das Auftreten dieses Effektes gefunden. In Kapitel 4.2 wird näher auf die Ergebnisse eingegangen.

Die Versuchsplanung sieht nun vor, eine optische Bewertung der Flammencharakteristik vorzunehmen, um eine Korrelation zum Ionisationsstrom zu erarbeiten. Zunächst werden alle Versuche an einer konstanten Gasart durchgeführt. Dies hat den Zweck eine sich nicht ändern-

de Gasqualität zu gewährleisten. Als Prüfgas wird G20 (Methan) gewählt, da dieses Gas nach DIN EN 437 (2019) das Prüfgas für die Erdgasgruppe H und E in der zweiten Gasfamilie ist²². In der nachfolgenden Tabelle (vgl. Tab. 3.4) sind alle Messpunkte grau unterlegt.

Tabelle 3.4: Leistungsvariation in kW über die Lüfterdrehzahl in MSP in % in Abhängigkeit von der Luftzahl λ . Die verwendeten Messpunkte sind grau unterlegt.

λ	MSP											
	10	15	20	25	30	35	40	50	60	70	80	90
1.10	1.9	3.2	4.7	6.3	7.9	9.6	11.3	14.7	18.1			
1.15	1.8	3.0	4.6	6.1	7.8	9.4	11.0	14.4	17.6			
1.20	1.7	3.0	4.4	5.9	7.4	9.0	10.7	13.8	17.0	20.0		
1.25	1.6	2.9	4.3	5.8	7.2	8.7	10.3	13.3	16.3	19.3		
1.30	1.6	2.8	4.1	5.5	7.0	8.5	9.9	12.9	15.8	18.7		
1.35	1.6	2.8	4.1	5.5	6.9	8.4	9.9	12.8	15.6	18.5		
1.40	1.5	2.7	4.1	5.5	6.8	8.2	9.6	12.4	15.2	18.0	20.7	
1.45	1.5	2.6	3.9	5.2	6.6	7.9	9.3	12.1	14.6	17.4	20.1	
1.50	1.5	2.6	3.9	5.1	6.5	7.7	9.0	11.7	14.3	16.9	19.4	
1.55	1.4	2.5	3.7	5.0	6.2	7.5	8.8	11.4	13.9	16.4	18.9	
1.60	1.4	2.5	3.7	4.9	6.1	7.3	8.6	11.1	13.5	16.0	18.4	20.9

Auf Grund des verwendeten zylindrischen Glases wurde eine Einschränkung auf maximal 20 kW vorgenommen, denn bei höheren Leistungswerten ist das Glas auf Grund der hohen Temperaturen zersprungen. Um nun einen sicheren Betrieb gewährleisten zu können, wird

²²Für wandhängende Gas-Brennwertgeräte sind momentan ausschließlich die Erdgasgruppen H und E für Deutschland relevant.

deshalb der obere Leistungsbereich eingeschränkt. Da dieser Bereich in Hinblick auf mögliche höhere Modulationsraten nicht besonders interessiert, stellt die Leistungsbegrenzung für die Versuchsreihe keine Einschränkung dar. Tacke (2018) hat in seiner Masterthesis die zu den MSP- und Luftzahlwerten korrespondierenden Leistungswerte in kW für G20 aufgetragen. An Hand der Messungen von Tacke wurden die oberen Grenzen für die Messpunkte für die Versuchsreihe bestimmt. In der obigen Tabelle sind nun die gemessenen Leistungswerte eingetragen.

Zusätzlich werden neben der Variation der Leistung und des Lambda-Wertes alle zugänglichen Messgrößen aufgenommen, die zuvor beschrieben wurden (vgl. Abb. 3.14). Dies geschieht alles parallel, um mögliche Variationen bzw. Unsicherheiten zwischen den Messtagen auszuschließen. Folgende Größen werden zusätzlich gemessen:

- Flammenhöhe während der Ioni-Spannungsvariation
- Position der OH und CH Emission
- Spektrum der Flamme
- mechanische und elektrische Parameter
- Ionisationsstrom
- konstante und definierte Brenner- sowie Elektrodengeometrie

Letztendlich soll der Einfluss der angelegten Wechselspannung zwischen Elektrode und Brenner auf die Flammenhöhe (vgl. Yuan (2015), Salvador/Xu (2017), Kuhl et al. (2017), Kim/Chung/Kim (2011), Karnani/Dunn-Rankin (2015), Fang et al. (2015), Belhi/Domingo/Ver-visch (2010)) bzw. die Flammenhöhe auf den Ionisationsstrom untersucht werden. Außerdem wird die Änderung des Spektrums in Abhängigkeit der Leistung und der Luftzahl betrachtet. Weiterhin ist interessant, ob es Messgrößen gibt, die unterschiedlich auf die Leistung und die Luftzahl reagieren, um so eine eindeutige Zuordnung des Arbeitspunktes zu ermöglichen.

4 Auswertung und Diskussion der Messergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse aus den gemachten Messungen vorgestellt. Es wurden sowohl elektrische als auch optische Messungen durchgeführt, um das gesamte System bestehend aus Gasventil, Gebläse, Brenner und Elektrode systematisch analysieren zu können. Deswegen wird im einzelnen auch zuerst auf die unterschiedlichen Ergebnisse eingegangen und diese anschließend in einem Kontext gebracht.

Darunter fällt vor allem die Analyse der Stromspannungskurven. Es wird zunächst überprüft, inwiefern sich die Langmuirtheorie auf Flammen übertragen lässt. Anschließend werden verschiedene Größen zur Charakterisierung der Kurven betrachtet und ausgewertet. Im Anschluss daran wird zuerst die Flammenhöhe und danach das aufgenommene Spektrum analysiert.

Anzumerken sei an dieser Stelle, dass diese Ergebnisse eine Darstellung des IST-Zustandes sind, d.h. es wurde hier nur das schon bestehende System betrachtet und keine Veränderungen vorgenommen. Es wurde untersucht, ob sich Größen finden lassen, um das bestehende Regelsystem zu optimieren. Erst nach dieser Analyse kann eine mechatronische Produktentwicklung starten.

4.1 Versuchsdurchführung

Die Versuche wurden an zwei aufeinanderfolgenden Tagen durchgeführt. Eine Woche später wurden nochmals Validierungsmessungen durchgeführt, die an sich dieselben Ergebnisse wie die eigentliche Messreihe zeigten, sodass im Folgenden nur noch auf die erste Messreihe eingegangen wird. Dabei wurden sowohl die iCCD-Kamera als auch das Spektrometer über Nacht aufgebaut gelassen und nicht bewegt, um Justierungseinflüsse so minimal wie mög-

lich zu halten. Die Kamera wurde dabei so auf der Höhe der Ionisationselektrode positioniert, dass die Flammen auf der Oberseite des Brenners untersucht werden konnten. Der Grund liegt nahe, denn diese Flammen sind der Elektrode am nächsten und weisen dadurch den größten Einfluss auf den Ionisationsstrom auf. Das Spektrum der Flamme wurde seitlich des Brenners entlang der Brennerachse aufgenommen. Auf Grund der erschwerten Positionierung muss beachtet werden, dass nicht nur die Emission der Flamme mit aufgenommen wurde sondern auch die thermische Emission des Brenners.

Bevor die Versuchsdurchführung angefangen hat, wurde das Gerät über eine halbe Stunde bei $MSP = 65$ und einem Lambda von $\lambda = 1.25$ aufgeheizt, um Warmlaufeffekte in der Messung zu vermeiden, wie Tacke (2018) in seiner Masterarbeit festgestellt hat. In den Abbildungen 4.1 bis 4.3 ist nun exemplarisch der Warmlaufprozess dargestellt. Zu Erkennen ist, dass sich die Abgastemperatur erst nach einer halben Stunde einem konstanten Wert annähert. Der Gasvolumenstrom und die Luftzahl sowie die anderen Größen sind dann ebenfalls auf einem konstanten Niveau.

Erst nachdem sich das Gerät vollständig aufgeheizt hat, kann das Gerät per Hand auf den ersten Messpunkt ($MSP = 10$ und $\lambda = 1.10$) eingestellt werden (vgl. Tabelle 3.4). Zu jedem Luftzahlwert wird nun eine Kennlinie zu verschiedenen Belastungspunkten gemäß der Tabelle 3.4 abgefahren. Jeder Belastungspunkt wird dabei für fünf Minuten gehalten. Die ersten 200 s dienen dazu, dass sich der Regler am Arbeitspunkt einschwingen kann. Die restlichen 100 s dienen dabei als Messzyklus, über den die aufgenommenen Daten ausgewertet werden. Wenn die Aufnahme der Kennlinie für einen Lambda-Wert beendet ist, wird per Hand der neue Lambda-Wert eingestellt und der automatische Messablauf gestartet. Die Daten²³ werden über ControlDesk in .mat-Dateien gespeichert und später mit Hilfe von vorprogrammierten Skripten in Matlab ausgewertet. Die Auswertung ist in den folgenden Kapiteln nachzulesen.

²³Bis auf die Aufnahmen der iCCD-Kamera und des Spektrometers. Die aufbereiteten Daten wurden dann separat in Matlab überführt.

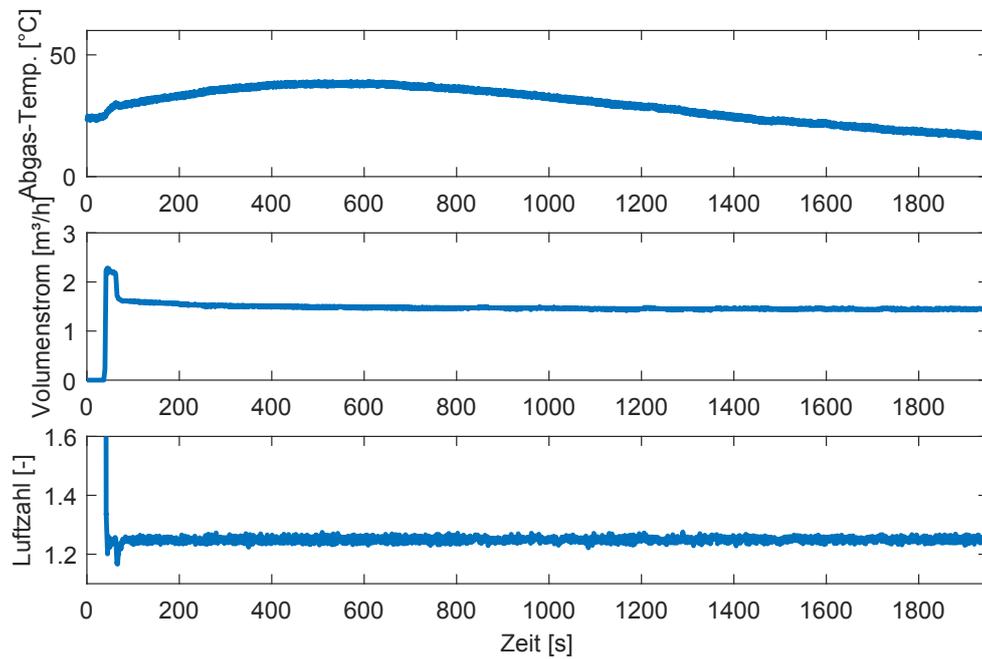


Abbildung 4.1: Abgastemperatur, Gasvolumenstrom und Luftzahl λ in Abhängigkeit von der Zeit nach dem Einschalten des Gerätes.

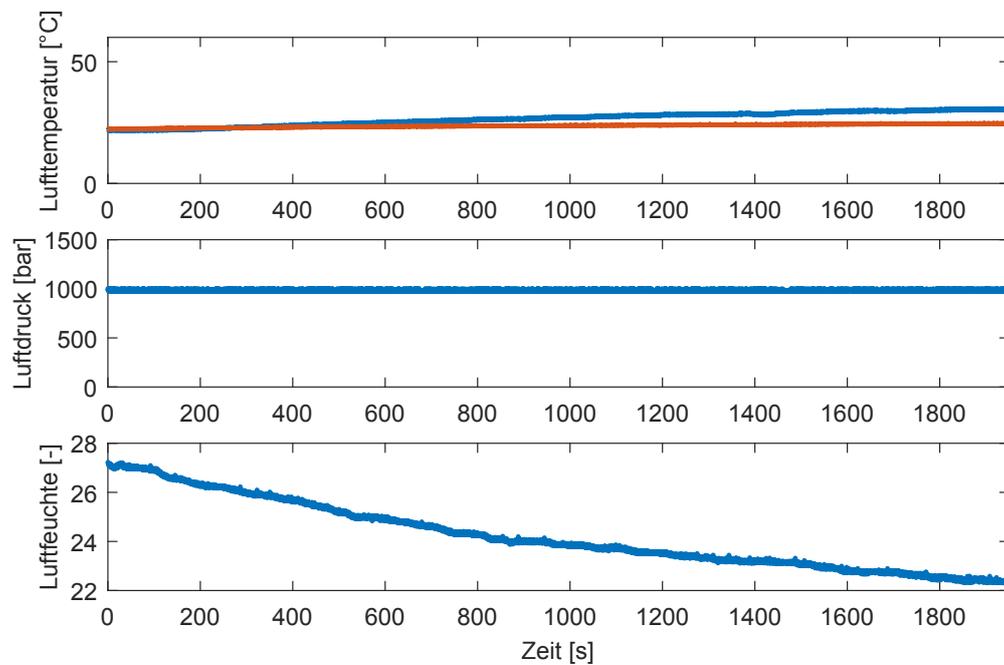


Abbildung 4.2: Lufttemperatur, -druck und -feuchte in Abhängigkeit von der Zeit nach dem Einschalten des Gerätes.

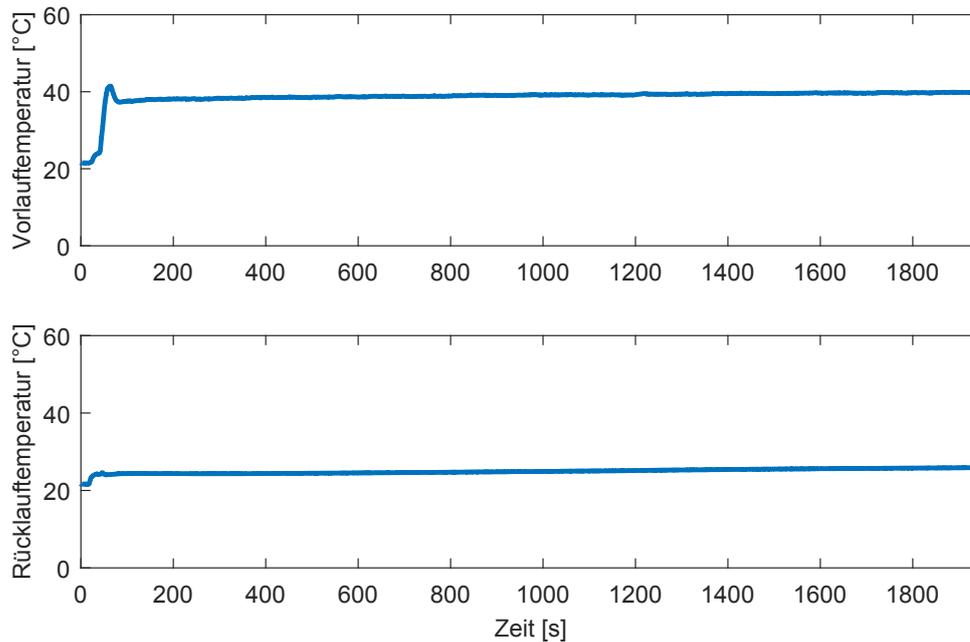


Abbildung 4.3: Vor- und Rücklauftemperatur in Abhängigkeit von der Zeit nach dem Einschalten des Gerätes.

4.2 Auswertung der Vorversuche

Zunächst ist festzuhalten, dass sich prinzipiell der erwartete Diodeneffekt der Flamme bestätigen lässt (vgl. Abb. 2.10 auf Seite 46): D.h. bei positiver Spannung, die an die Elektrode angelegt wird, kann ein Strom gemessen werden. Bei einer negativen Spannung wird im Vergleich zu dem vorherigen Fall ein um Größenordnungen geringerer Strom gemessen. Dieses Ergebnis stimmt soweit erstmal mit der Langmuir-Theorie überein, auf welche hier aufgebaut wird (vgl. Kap. 2.3).

Um nun für einen Arbeitspunkt die Stromspannungskurve zu erhalten, wird sowohl der Strom als auch die Spannung über die letzten 100 s einer Messung gemittelt. In der Abbildung 4.4 ist beispielhaft eine Stromspannungskurve zu sehen. Die blaue Kurve zeigt die Streuung der Kurve über einen Zeitraum von 100 s und die rote Linie zeigt die Mittelung der Messwerte über den definierten Zeitraum. Die Streuung der Messwerte kann durch kurzzeitige Änderungen in der Verbrennung hervorgerufen werden.

Bei Betrachtung der Abbildungen 4.5, 4.6 und 3.16 ist zu sehen, dass gerade bei kleinen Lambda-Werten und hohen Belastungswerten ein Hysterese-Effekt auftritt. Dieser wird

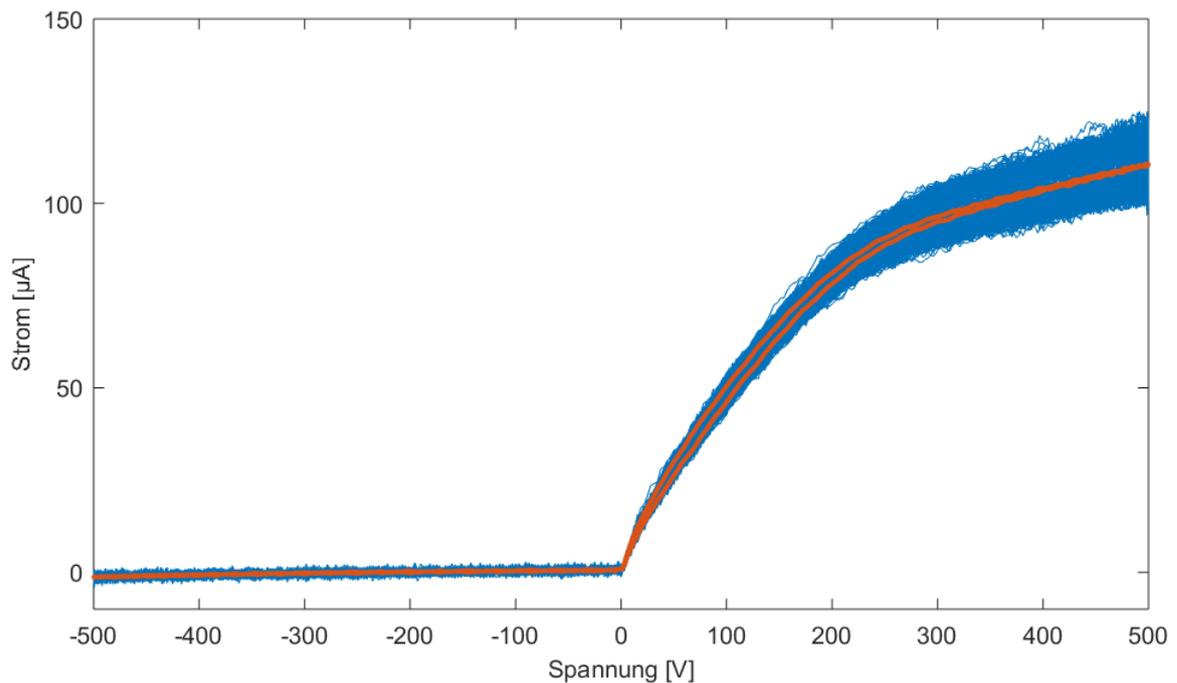


Abbildung 4.4: Exemplarische Stromspannungskurve bei einer Leistung von $P = 6.8 \text{ kW}$ und einem Lambda von $\lambda = 1.40$.

sehr wahrscheinlich durch die sich bildende Oxidschicht auf der Elektrode und dem Brenner verursacht, was Tacke (2018) in seiner Masterarbeit weiter untersucht hat. Hier hat sich gezeigt, dass der Hysterese-Effekt bei einer Elektrode aus Nikrothal²⁴ deutlich geringer ausfällt als bei der Elektrode aus Kanthal APM. Die verbleibende Hysterese bei der Nikrothal-Elektrode scheint vom Brenner herzurühren, der ebenfalls aus Kanthal APM besteht. Dieser Vermutung ist bisher allerdings nicht nachgegangen worden, da kein Brenner aus einem anderen Material zur Verfügung stand. Die Oxidschicht weist einen deutlich höheren spezifischen Widerstand auf als der Rest der Elektrode. Die während der Verbrennung freigesetzten Elektronen treffen in erster Linie auf die Oxidschicht und laden diese negativ auf. Dies führt allerdings dazu, dass der Spannungsabfall zwischen der Elektrode und dem Plasma verringert wird, sodass sich letztendlich auch der Strom verringert. Im Anlaufbereich (d.h. oberer Teil der Stromspannungskurven) tritt dieser Effekt noch nicht auf, da sich die Elektronen erst einmal an der Oberfläche sammeln müssen. Im abklingenden Bereich der Stromspannungskurven haben sich die Elektronen dann alle an der Oberfläche der Oxidschicht gesammelt und der Spannungs-

²⁴Sie besteht zu großen Teilen aus Nickel und Chrom, zeichnet sich durch eine hohe Temperaturbeständigkeit aus und bildet im Gegensatz zur Elektrode aus Kanthal APM keine Aluminiumoxidschicht aus. Sie bildet hingegen eine Chromoxidschicht, die ein guter Leiter ist (Tacke (2018)).

abfall zwischen der Elektrode und der Flamme hat sich verringert. Die Hysterese entsteht. Weiter wird vermutet, dass der Hysterese-Effekt auch temperaturabhängig ist. Es ist festzustellen, dass dieser mit zunehmendem Lambda ab- und mit zunehmender Belastung zunimmt. Aluminiumoxid hat bei Raumtemperatur einen hohen spezifischen Widerstand, der sich allerdings bei zunehmender Temperatur verringert. Bei der Auswertung der Kameraaufnahmen der Flammenhöhe (vgl. Kapitel 4) hat sich gezeigt, dass sich die Elektrodentemperatur stark ändert. Untersuchungen dazu stehen allerdings noch aus und werden hier nicht weiter verfolgt.

Weiterhin kann mit Betrachtung der Abbildungen 4.5, 4.6 und 3.16 festgehalten werden, dass der gemessene maximale Strom mit steigendem Lambda ab- und mit steigender Belastung zunimmt. Zudem lassen sich alle Belastungskurven für ein konstantes Lambda unterscheiden. Dieser Umstand ist allerdings ab einem Lambda von 1.55 und hohen Leistungen nicht mehr erfüllt. Der Verlauf der Stromspannungskurven verändert sich (vgl. Abb. 4.6).

Bis dahin zeigt der Vergleich mit dem Verlauf einer Sondenkennlinie nach der Langmuirtheorie (vgl. Abb. 2.9 auf Seite 45), dass die Stromspannungskurven dem Verlauf einer zylindrischen Sondenkennlinie entsprechen könnten. Dies wird aber für hohe Lambda- und hohe Leistungswerte nicht mehr erfüllt. Dieser Umstand ist fürs erste nicht weiter schlimm, da die geringen Leistungsbereiche auf Grund ihrer geringen Punktdichte im Moment mehr Probleme in Hinblick auf höhere Modulationsraten darstellen. Dennoch sollte der Ursache auf den Grund gegangen werden und deswegen wird in Kapitel 4 dazu die Analyse der Flammenhöhe weiter herangezogen.

Es kann zudem festgehalten werden, dass bei kleinen Spannungen ein exponentieller Anstieg entsprechend der Langmuirtheorie beobachtet werden kann (vgl. Abb. 4.7). Aus diesem Elektronenanlaufbereich kann nach Abziehen des Ionensättigungsstromes dann die Elektroden temperatur bestimmt werden. Für den Elektronenstrom gilt nämlich (Heumann (1939)):

$$I = I_e \exp\left(\frac{eV}{kT_e}\right) \quad (4.1)$$

$$\lg I = \lg I_e + \frac{eV}{kT_e} \lg e \quad (4.2)$$

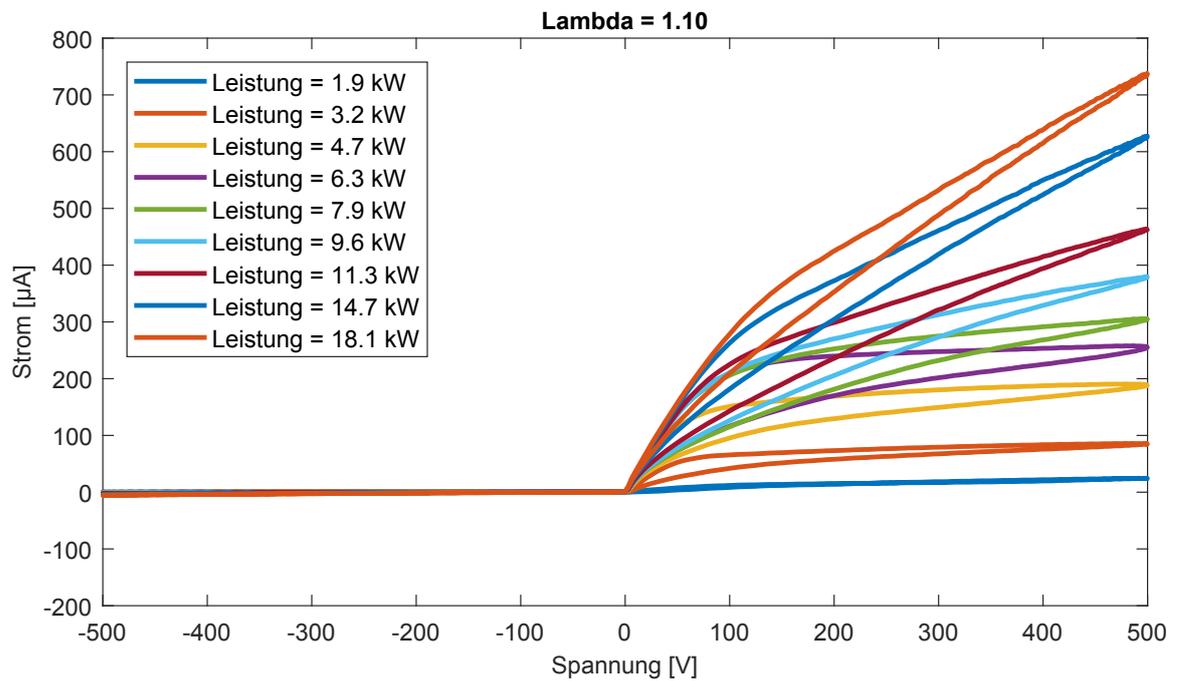


Abbildung 4.5: Stromspannungskurven bei einem Lambda von $\lambda = 1.10$ und verschiedenen Leistungsstufen.

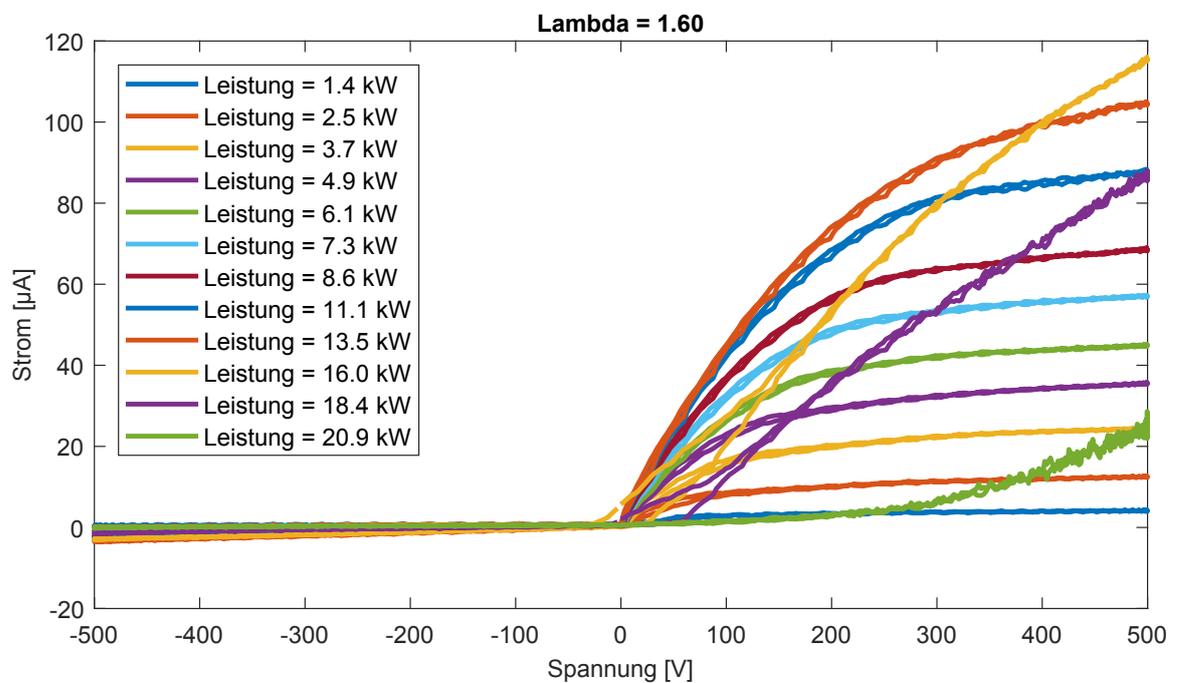


Abbildung 4.6: Stromspannungskurven bei einem Lambda von $\lambda = 1.60$ und verschiedenen Leistungsstufen.

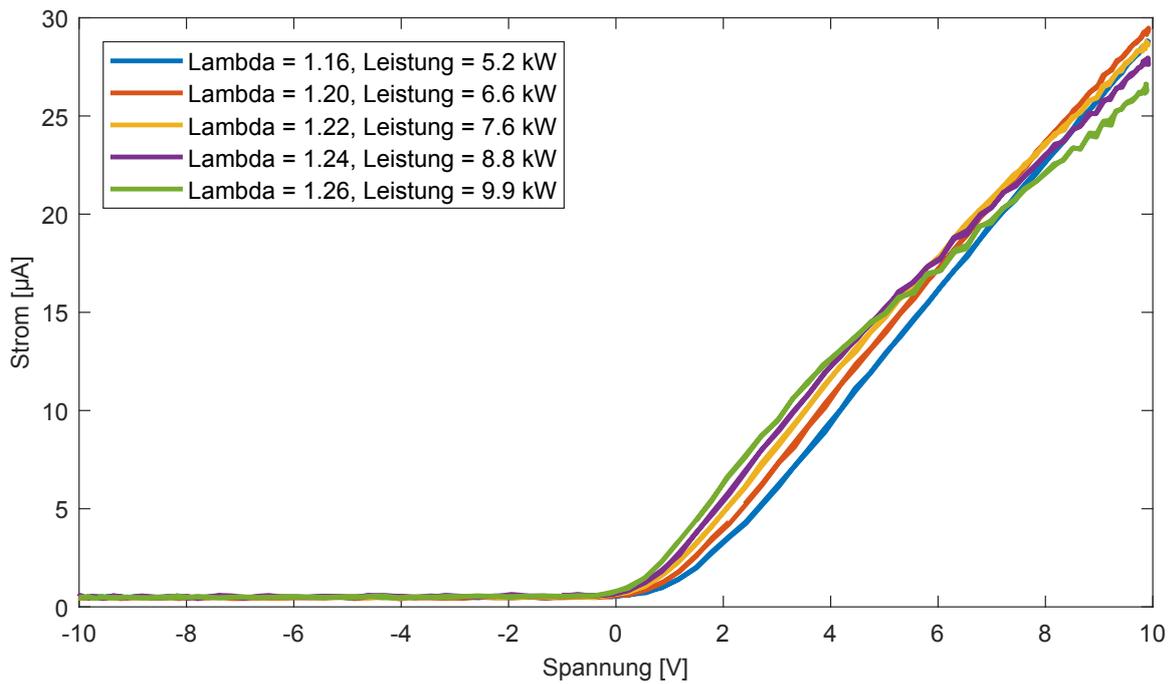


Abbildung 4.7: Stromspannungskurven bei kleinen Spannungen zur Untersuchung des Elektronenanlaufbereichs.

Der Elektronenstrom wird also logarithmisch gegen die Spannung aufgetragen und eine Gerade angefitet, aus deren Steigung sich die Elektronentemperatur bestimmen lässt. Es folgt bei Verwendung des dekadischen Logarithmus (Heumann (1939)):

$$\Delta \lg I = \frac{e}{kT_e} \lg e \Delta V \quad (4.3)$$

$$T_e = 5.04 \frac{\Delta V}{\Delta \lg I} 10^3 \text{ K} \quad (4.4)$$

Aus der Abbildung 4.8 ergibt sich nun eine Temperatur von $T_e = 4165 \text{ K} = 0.54 \text{ eV}$, die mit bekannten Ergebnissen gut übereinstimmt (Heumann (1939), Jacobs/Xu (2015)). Für Methanflammen wurde in der Literatur eine Elektronentemperatur von 3000 bis 4000 K angegeben (Jacobs/Xu (2015)). Die etwas höhere Temperatur lässt sich dadurch erklären, dass der Ionenstrom vorher nicht abgezogen werden konnte, da die Messreihe im negativen Bereich zu kurz war. Dennoch kann festgehalten werden, dass die Elektronentemperatur mit Hilfe der Langmuirtheorie gut bestimmt werden kann und dass diese deutlich höher als die Flammentemperatur (typischerweise um die 1800 K) ist. D.h. die Flamme kann in erster Näherung tatsächlich als Niedertemperaturplasma betrachtet werden.

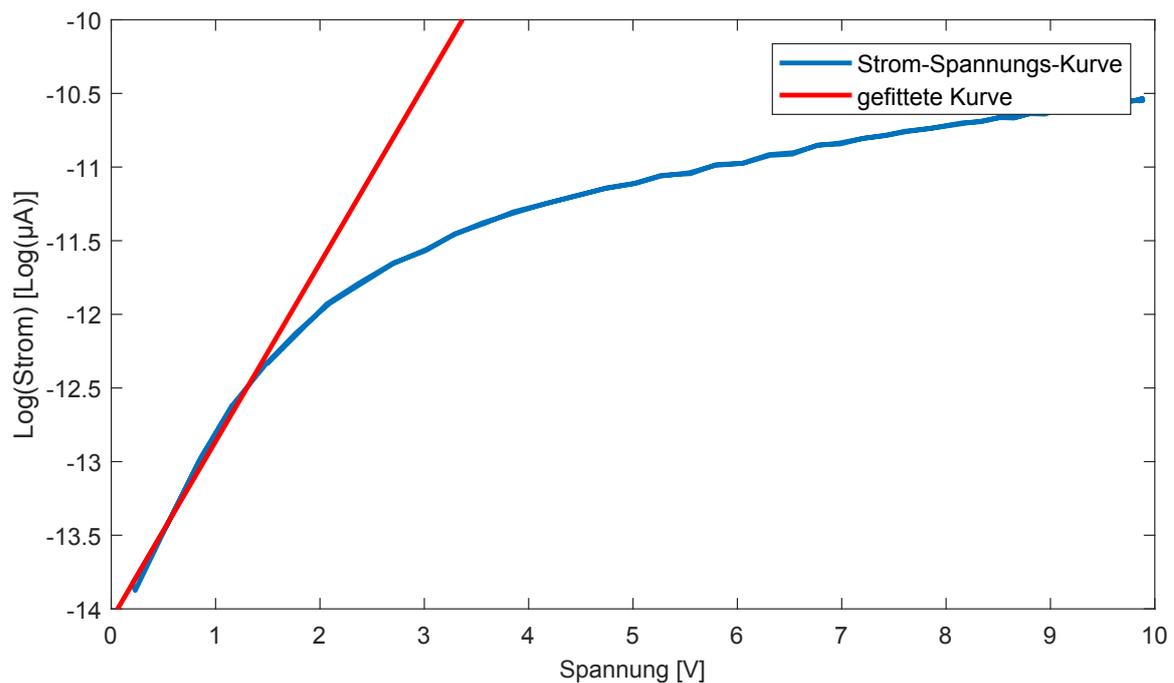


Abbildung 4.8: Logarithmische Auftragung des Stromes gegen die Spannung bei einem Lambda von $\lambda = 1.26$ und einer Leistung von 9.9 kW zur Bestimmung der Elektronentemperatur.

4.3 Auswertung der Messergebnisse

Neben den elektrischen Messungen (Aufnahme der Stromspannungskurven) wurden auch optische Messungen (Flammenhöhe und Position sowie Emission von CH und OH) durchgeführt. Dies hat das Ziel, Korrelationen zwischen dem Ionisationsstrom und diesen Größen zu finden, um das bestehende Regelsystem systematisch in Hinblick auf die zukünftigen Anforderungen optimieren zu können. Zuerst werden die Stromspannungskurven analysiert. Danach wird die Flammenhöhe und dann das Spektrum ausgewertet.

Stromspannungskurven

Die Frage, die sich prinzipiell bei der Auswertung stellt, ist diejenige, ob und wie sich die Stromspannungskurven mathematisch darstellen lassen, um gegebenenfalls Informationen aus den Stromspannungskurven für die Optimierung des aktuellen Regelalgorithmus zu erhalten. Dazu gibt es mehrere Ansätze, die im Folgenden untersucht werden. Dies kann zum Beispiel über einen theoretischen Ansatz erfolgen oder über Kennwerte der Kurven geschehen wie die maximalen und minimalen Stromwerte, die eingeschlossene Fläche der Hysterese, die

Krümmung oder die Steigung der Kurven.

Es wurde bei den Versuchen ausschließlich eine zylindrische Elektrodenform verwendet, bei der die Mantelfläche sehr viel größer als die Stirnfläche ist. Unter diesen Umständen kann zur Auswertung der Stromspannungskurven die Orbital-Motion-limited-Theorie (kurz: OML-Theorie) verwendet werden (Bienholz (2014)). Die OML-Theorie wird in Piel (2010)), Lieberman/Lichtenberg (1994), Hutchinson (2002) oder Chabert/Braithwaite (2011) ausführlich erklärt und kann dort nachgelesen werden.

Der Verlauf der Stromspannungskurven im Elektronensättigungsbereich ist bei zylindrischen Sonden nicht konstant (vgl. Abb. 2.9 auf Seite 45). Der Grund ist in der Raumladungsschicht, die sich zwischen der Elektrode und dem Plasma bildet, zu finden. Sie wird mit steigender Sondenspannung größer. D.h. die effektive Sondenfläche vergrößert sich und damit können immer mehr Elektronen die Elektrode erreichen. Der Strom steigt an (Christ-Koch (2007), Bienholz (2014)). Der Elektronensättigungsstrom kann dann unter der Annahme einer isotropen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen nach Maxwell mit

$$I_{e,sat}(U) = eA_p n_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{1 + \frac{eU}{kT_e}} \quad (4.5)$$

angegeben werden (Lieberman/Lichtenberg (1994), Bienholz (2014), Piel (2010)).

Zur Überprüfung, ob sich die Langmuirtheorie auch komplett auf die Flammen übertragen lässt, wird obige Gleichung 4.5 herangezogen und an jede Stromspannungskurve des gesamten Kennfeldes gefittet. Dieses Verfahren soll dazu dienen, die Kurven durch ihre Charakteristik unterscheidbar zu machen.

Um obige Gleichung also an die Stromspannungskurven zu fitten, wird erstmal über den auf- und absteigenden Zweig gemittelt. Dies hat vor allem den Grund dem Hysterese-Effekt entgegenzuwirken, der gerade bei niedrigen Lambda- und hohen Leistungswerten auftritt und durch die Oxidschicht auf der Elektrode und dem Brenner hervorgerufen wird. Anschließend werden die Kurven über einen einfachen Filter geglättet und die Krümmung über

$$di(i) = (I(i + 6) - 2I(i) + I(i - 6)) \quad (4.6)$$

bestimmt, um die Fitgrenzen für den Exponentialfit und die Wurzelfunktion definieren zu können (vgl. Abb. 4.9).

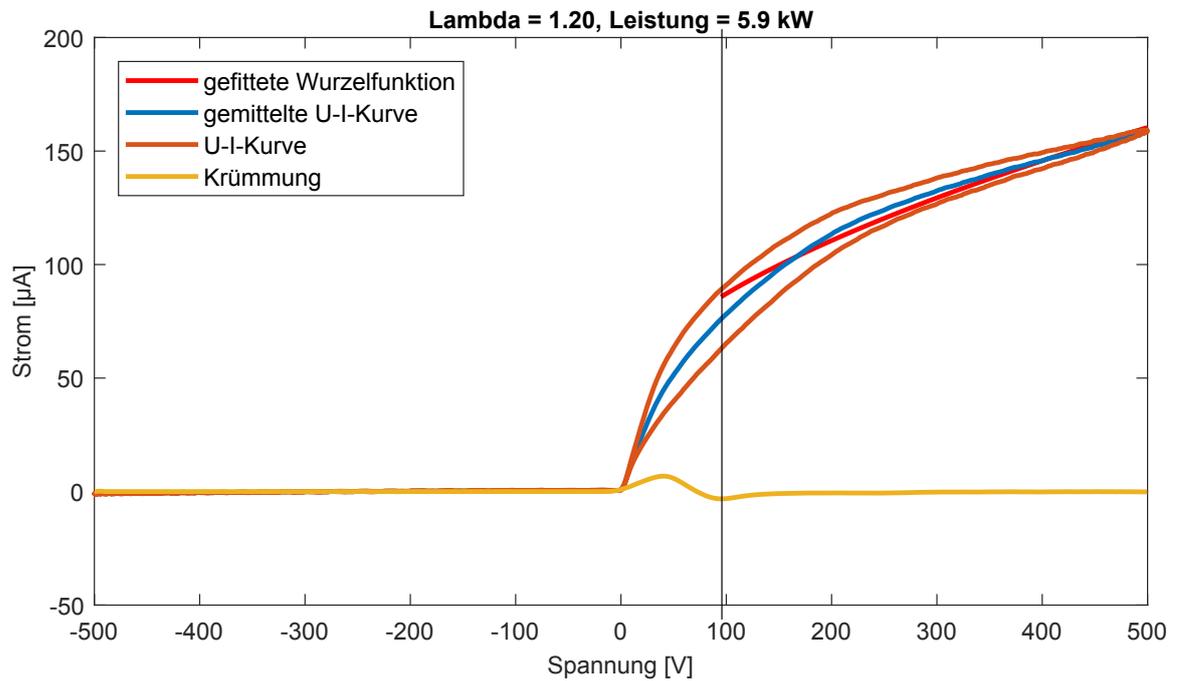


Abbildung 4.9: Stromspannungskurve mit Hysterese (dunkelrot), die gemittelte und geglättete Stromspannungskurve (blau), die Krümmung (gelb) zur Bestimmung der Fitgrenzen und die angefittete Wurzelfunktion (hellrot).

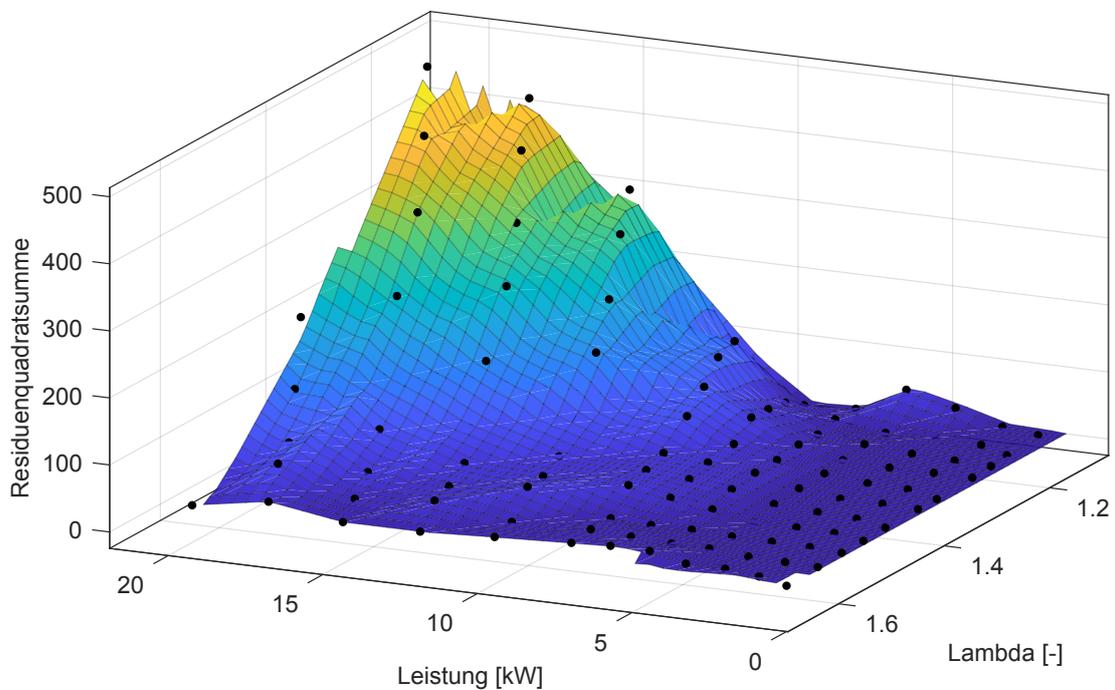


Abbildung 4.10: Residuenquadratsumme zur Beurteilung des Fits in Abhängigkeit von Leistung und Lambda.

In der Abbildung 4.9 ist zu sehen, dass das Anfitzen einer Wurzelfunktion im oberen Spannungsbereich im Allgemeinen nicht gut funktioniert. Es gibt zwar einige Punkte im Kennfeld, bei denen der Fit gute Ergebnisse liefert, aber im Allgemeinen funktioniert dieser Fit nicht, auch wenn die Residuenquadratsumme von allen Fits ein anderes Bild zeigt (vgl. Abb. 4.10). Es wurde zudem versucht eine allgemeinere Funktion $f(x) = ax^c$ anzufitten, was allerdings auch keine guten Ergebnisse liefert. Im Endeffekt zeigt sich, dass die Langmuir-Theorie zwar zur Erklärung der Effekte herangezogen, aber nicht komplett auf die Flammen übertragen werden kann. Dies liegt unter anderem daran, dass es in Flammen nur einen beschränkten Bereich gibt, in dem die freien Ladungsträger (positive und negative Ionen sowie Elektronen) erzeugt werden. Zudem liegen sowohl im Temperatur- als auch im Konzentrationsverlauf steile Gradienten vor (Fialkov (1997)).

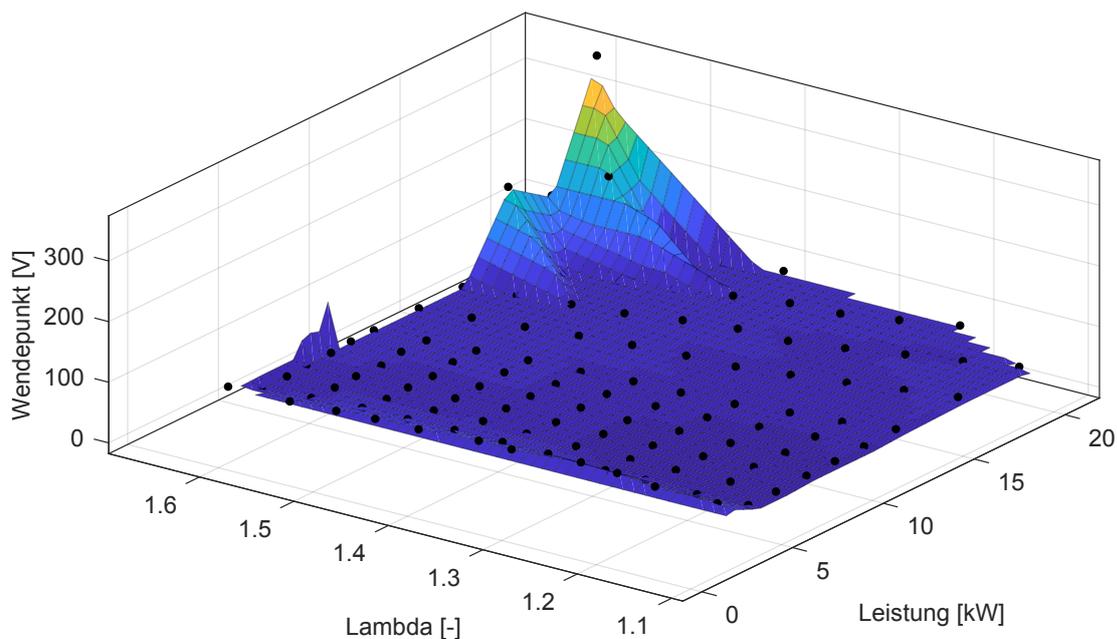


Abbildung 4.11: Wendepunkt in Abhängigkeit von Leistung und Lambda.

Zur weiteren Charakterisierung der Stromspannungskurven wurden verschiedene Kennwerte der Kurven wie maximaler und minimaler Stromwert, die Krümmung und die Fläche der Hysterese in Bezug zu der Luftzahl und der Leistung angeschaut. In der Abbildung 4.11 ist der Wendepunkt in Abhängigkeit von der Leistung und der Luftzahl dargestellt. Zu erkennen ist, dass der Wendepunkt nahezu bei allen Punkten im Kennfeld, bis auf bei hohen Lambda- und Leistungswerten, nahezu konstant bleibt. Es gibt nur wenig Variation, sodass es sich nicht

weiter lohnt, an einer besseren Bestimmung des Wendepunktes zu arbeiten, zumal das Anfiten einer Wurzelfunktion nicht gut funktioniert hat.

In der Abbildung 4.9 ist der Verlauf der Krümmung dargestellt. Dort wurde der maximale und minimale Wert der Krümmung als Fitgrenzen angesetzt, es soll allerdings auch überprüft werden, in welchem Zusammenhang zu der Luftzahl und der Leistung diese Größen stehen (vgl. Abbildung 4.12). Bei der minimalen Krümmung lässt sich festhalten, dass sich ab einer Leistung von ca. 10 kW diese Größe scheinbar unabhängig von der Leistung ist. Sie nähert sich asymptotisch einem konstanten Wert an. Für kleinere Leistungen ist diese Größe sowohl von Lambda als auch von der Leistung abhängig. Die maximale Krümmung ist hingegen über den gesamten Bereich von Lambda und der Leistung abhängig. Die Einbrüche bei hohen Luftzahlen und hohen Leistungen sind die Folge davon, wie die Flamme zur Elektrode steht und dass sich dadurch an sich der Stromverlauf der Stromspannungskurven ändert. Generell lassen sich die beiden Größen nicht verwenden, um Leistung und Lambda eindeutig bestimmen zu können.

Anders sieht das Ganze aus, wenn der minimale und der maximale Stromwert betrachtet wird. In der Abbildung 4.13 ist sehr gut zu erkennen, dass der minimale Stromwert soweit unabhängig von der Luftzahl ist. Die Ausreißer für hohe Luftzahlen und hohe Leistungen lassen sich wieder mit der Position der Flamme zur Elektrode begründen, worauf später noch näher eingegangen wird. Wenn also diese Störung abgeschaltet werden kann, dann kann über den minimalen Stromwert die Leistung genau bestimmt werden. Der maximale Stromwert ist sowohl von der Luftzahl als auch von der Leistung abhängig, wobei sich die Kurven unterscheiden lassen. D.h. es wäre möglich mit Hilfe des minimalen Stromwertes die Leistung zu bestimmen und über den maximalen Stromwert das entsprechende Lambda. Mit Hilfe dieser beiden Größen könnte also das aktuelle Regelsystem ergänzt werden, um eine Regelung aufzubauen, die die Leistung und die Luftzahl bestimmen kann.

Die Fläche, die sich zwischen dem an- und absteigendem Ast entwickelt, wurde ebenfalls untersucht. In der Abbildung 4.14 ist ein ähnliches Bild wie beim minimalen Krümmungswert zu entdecken: Ab einer Leistung von 7 kW und einem Lambda von $\lambda = 1.25$ ist die Größe unabhängig von beiden Größen. Die Hysteresenfläche nähert sich in Abhängigkeit von der Leistung asymptotisch einem konstanten Wert an. Allerdings ist diese Größe gerade im interessanten Bereich von kleinen Leistungen in Hinblick auf die Vergrößerung der Modulationsbandbreite von beiden Größen abhängig und liefert somit auch keinen Mehrwert für die

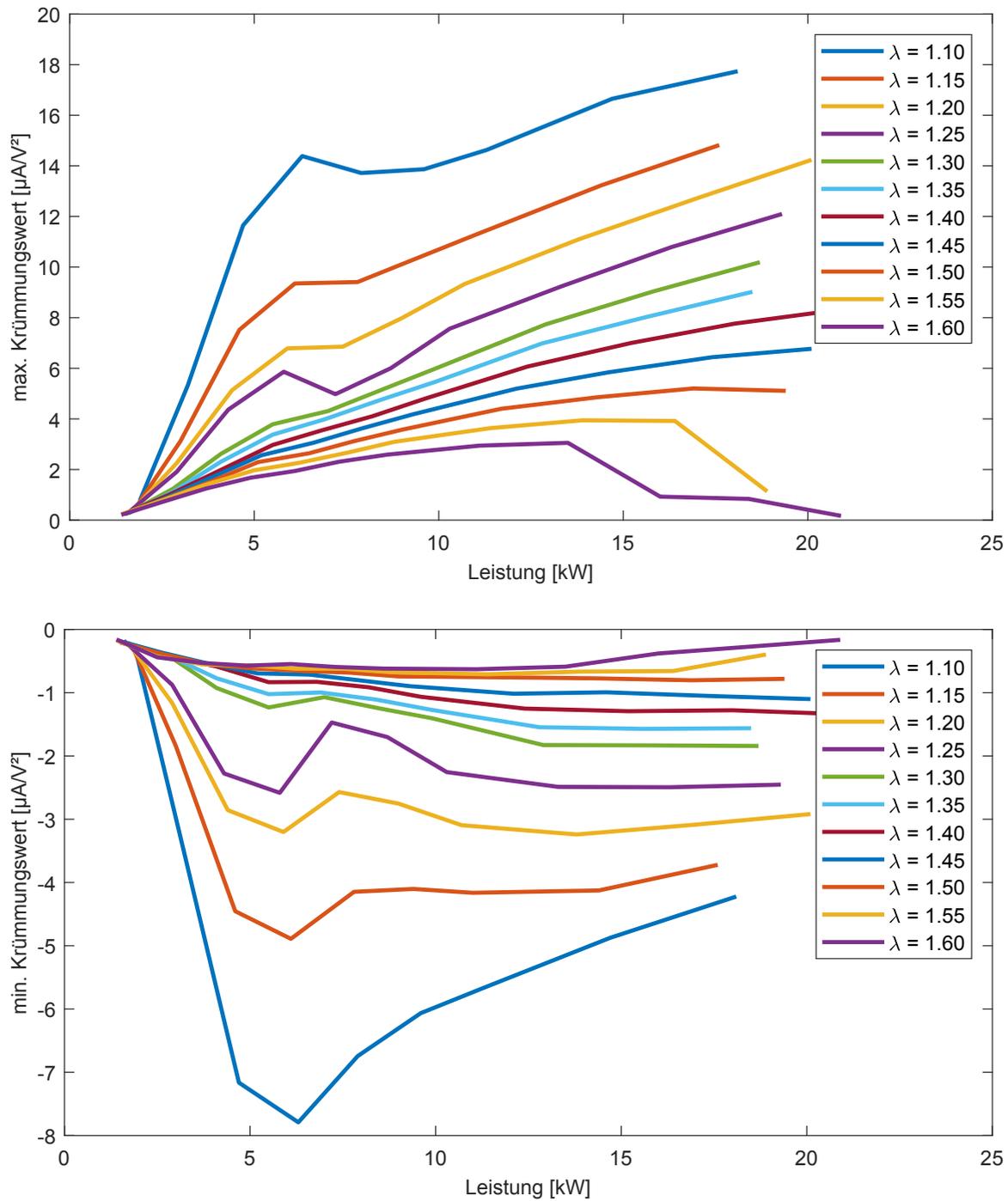


Abbildung 4.12: Maximaler (oben) und Minimaler (unten) Krümmungswert in Abhängigkeit von Leistung und Lambda.

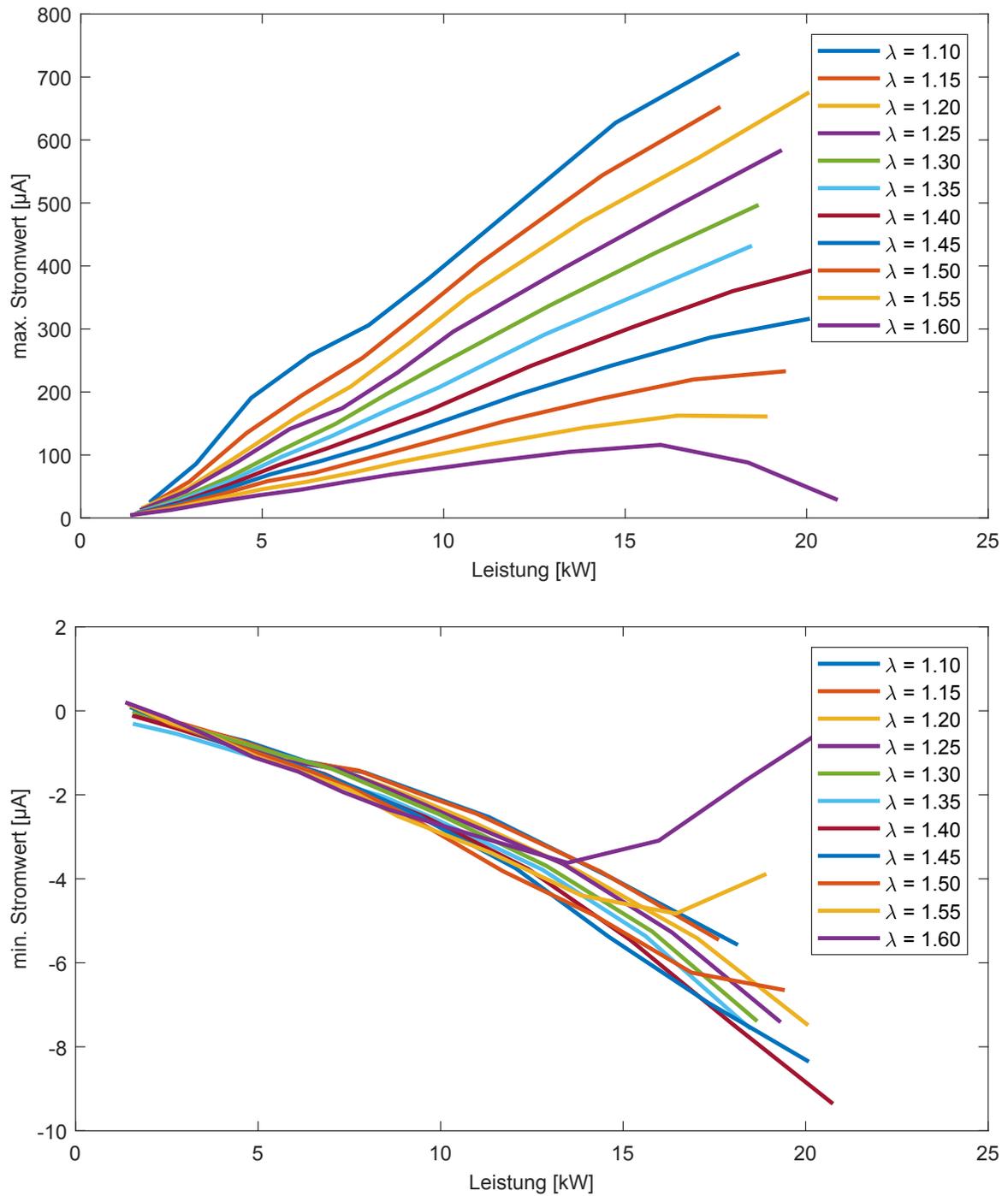


Abbildung 4.13: Maximaler (oben) und minimaler (unten) Stromwert in Abhängigkeit von Leistung und Lambda.

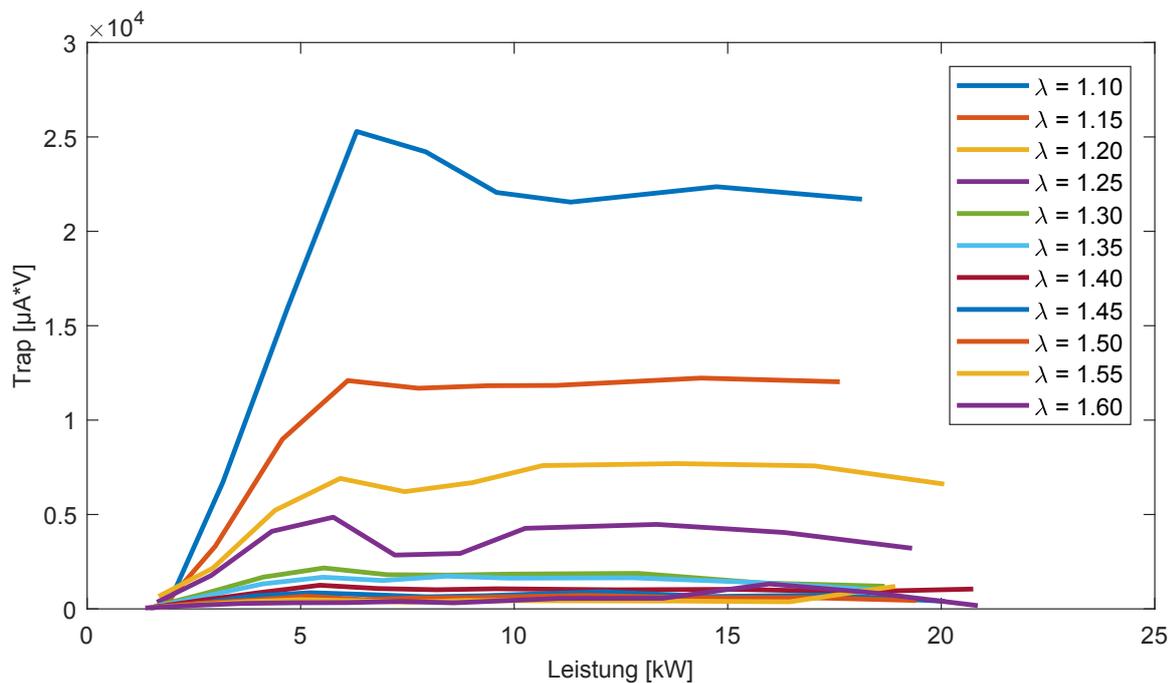


Abbildung 4.14: Fläche zwischen Hysterese in Abhängigkeit von Leistung und Luftzahl.

Regelung.

Insgesamt lässt sich festhalten, dass die Langmuirtheorie in Hinblick auf das Verständnis zur Entstehung des Ionisationsstromes einen sehr guten Beitrag geliefert hat und sich zum Teil auch bestätigen ließ. Sie kann allerdings nicht hundert prozentig auf Flammen übertragen werden. Vor allem die minimalen und maximalen Stromwerte zeigen ein großes Potential, um die Regelung erweitern bzw. neu aufbauen zu können. Wie sich die Ergebnisse mit den Analysen der Flammenhöhe und der Emission eventuell kombinieren lassen, um das System zu optimieren, zeigen die weiteren Auswertung.

Flammenhöhe

Die Frage, die sich hier gestellt hat, ist, inwiefern sich die optischen Messsignale (sowohl die Flammenhöhe als auch das Spektrum) mit den zuvor vorgestellten elektrischen Messsignalen koppeln lassen, um sowohl die Luftzahl als auch die Leistung bestimmen zu können. Es wurden dabei verschiedene Parameter bezüglich der Flammenhöhe untersucht.

Es sind schon viele Studien darüber gelaufen, welchen Einfluss elektrische Felder auf die Verbrennung und die Flamme haben (Marcum/Ganguly (2005), Kuhl et al. (2017), Kim/Chung/Kim (2011), Karnani/Dunn-Rankin (2015), Fang et al. (2015) uvm.). Obwohl sich diese Stu-

dien auf Spannung im kV-Bereich beziehen, wurde trotzdem stichprobenartig untersucht, wie sich die Flammenhöhe in dem untersuchten System verhält, wenn die Spannung zwischen der Ionisationselektrode und dem Brenner verändert wird. Dabei konnte keine Variation der Flammenhöhe festgestellt werden. Dies liegt vermutlich vor allem daran, dass der verwendete Spannungsverstärker nur eine maximale Spannung von 500 V liefert und der Einfluss des elektrischen Feldes in diesem Bereich zu gering ist. Daher wurde letztendlich auf eine systematische Untersuchung der Spannungsvariation verzichtet und die gesamten Messungen wurde bei der maximal zur Verfügung stehenden Spannung von 500 V durchgeführt.

Es wurde auch der Einfluss der Frequenz auf die Flammenposition untersucht. Der Grund ist vor allem derjenige gewesen, dass das aktuelle Regelsystem bei einer Frequenz von ca. 100 Hz agiert, die Untersuchungen aber zunächst aus Implementierungsgründen bei einer Frequenz von 1 Hz durchgeführt wurden. Es wurde also auch hier stichprobenartig untersucht, wie sich die Flamme bei Veränderung der Frequenz verhält. Es zeigte sich kein Unterschied zwischen den Messungen, sodass auf eine systematische Untersuchung mit $f = 100$ Hz ebenfalls verzichtet wurde. Es wurde angenommen, dass das Verhalten bei beiden Frequenzen gleich ist. Vor allem aber haben die Messungen bei $f = 1$ Hz den Vorteil, dass kapazitive Effekte (vgl. Abb. 3.6 auf Seite 68) nicht korrigiert werden müssen, sodass die Auswertung des Ionisationsstromes erleichtert wird.

Mit Hilfe des Glaszylinders konnte sich erstmals das Flammenbild über den Brenner angeschaut werden. Die Analysen der Kameraaufnahmen zeigten, dass die Flammenhöhe entlang des Brenners nicht konstant ist. Die Form der Flammenfront ähnelt viel mehr einer Wannenfunktion, d.h. die erste Flamme des Brenners ist teilweise stark überhöht, währenddessen die nachfolgenden Flammen ein deutlich niedrigeres Höhenniveau erreichen. Die letzte Flamme zeigt dann wieder dasselbe Verhalten wie die erste. Zudem kann eine Abhängigkeit der Flammenhöhe von der Luftzahl und der Leistung festgestellt werden (vgl. Abb. 4.15 bis 4.17).

Da alle Flammen sowohl in ihrer Höhe als auch in ihrer Position variieren und das Flammenbild unterschiedliche Bereiche zeigt, wurden die Flammen unterteilt²⁵, um sowohl die erste Flamme als auch den Teil danach zu charakterisieren und untersuchen zu können (vgl.

²⁵Die Pixelgröße der Kamera begrenzt die Genauigkeit der Auflösung der Flammenhöhe. Zwischen der Elektrode und dem Brenner herrscht ein Abstand von 8 mm. Dies entspricht 135 Pixel. Damit ergibt sich theoretisch eine maximale Auflösung der Flammenhöhe von 0.06 mm. Da aber die Intensität der Emission an der Flammenfront abnimmt, ist eine zusätzliche Unsicherheit vorhanden, sodass die Genauigkeit auf ca. 0.5 mm reduziert wird.

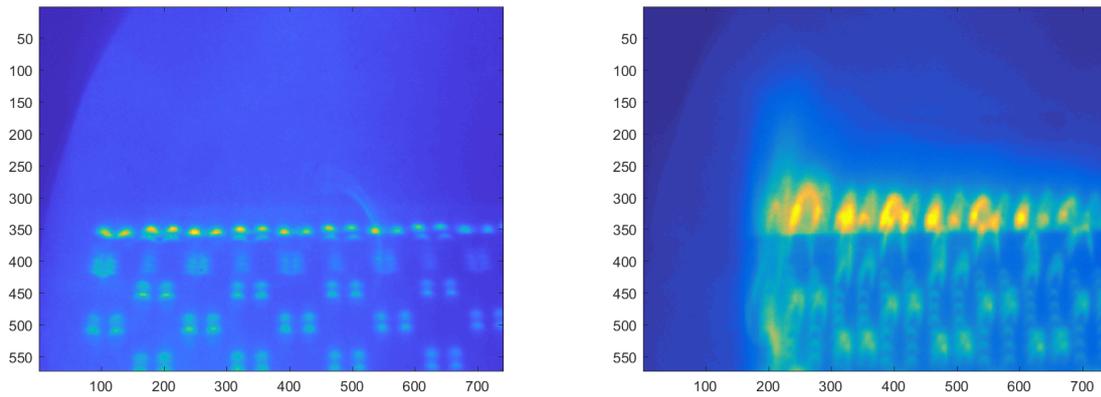


Abbildung 4.15: OH Emission der Flamme für eine Luftzahl von $\lambda = 1.10$. MSP=10 (Links) und MSP=60 (Rechts).

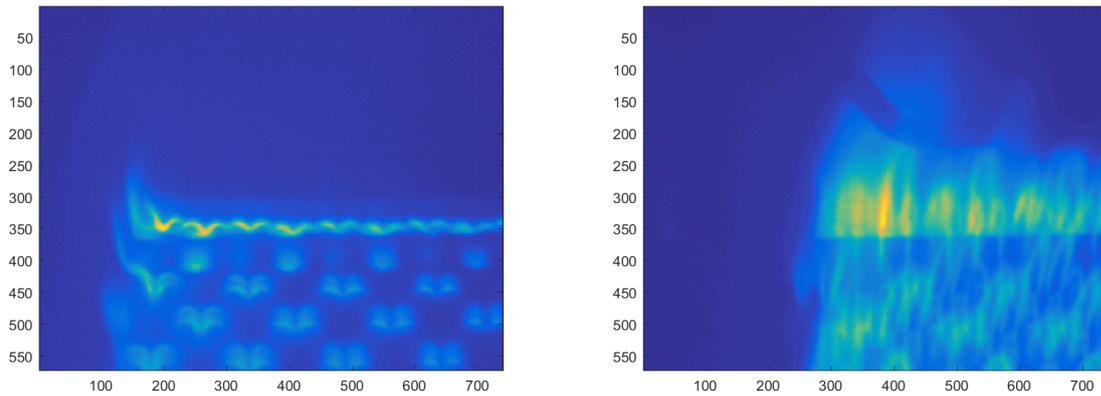


Abbildung 4.16: OH Emission der Flamme für eine Luftzahl von $\lambda = 1.60$. MSP=10 (Links) und MSP=60 (Rechts).

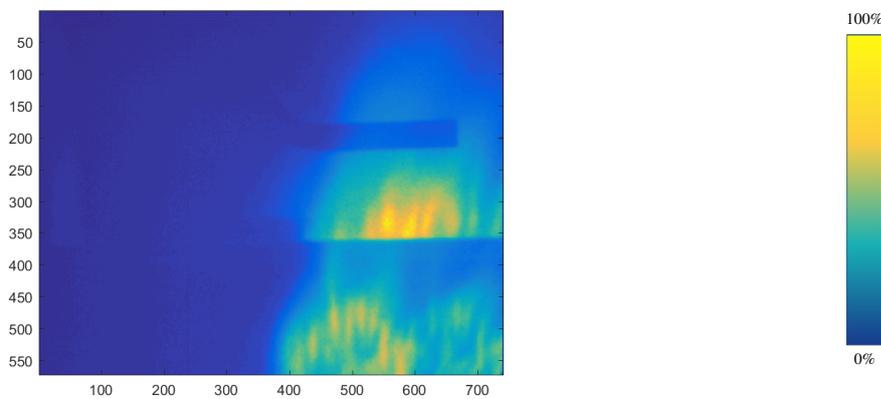


Abbildung 4.17: OH Emission der Flamme für eine Luftzahl von $\lambda = 1.60$ und MSP=90. Die Farbcodierung der Bilder entspricht den detektierten Helligkeitswerten des Sensors von minimal (blau) bis maximal (gelb).

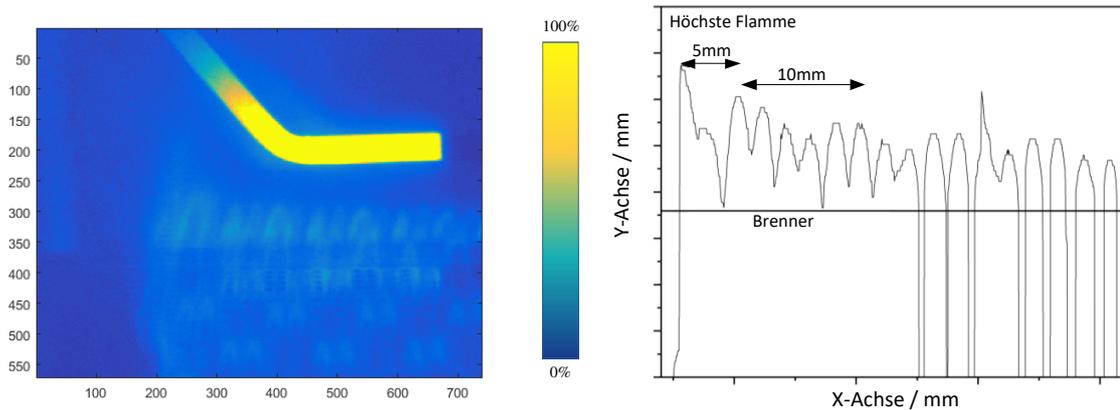


Abbildung 4.18: Beispielhaftes Bild der Kamera ohne OH-Filter zur Bestimmung der Elektrodenposition (links). Die Farbcodierung der Bilder entspricht den detektierten Helligkeitswerten des Sensors von minimal (blau) bis maximal (gelb). Exemplarische Darstellung zur Bestimmung der Flammenhöhen (rechts).

Abb. 4.18). Die Bestimmung der einzelnen Parameter sah wie folgt aus:

1. **Bestimmung der Höhe und Position der ersten Flamme.** Die Flammenhöhe ist dabei so definiert, dass der Abstand zwischen dem Brenner und der maximal entferntesten messbaren Emission der ersten Flamme verwendet wird.
2. **Bestimmung der mittleren Flammenhöhe der nachfolgenden Flammen.** Die Höhe der mittleren Flamme wurde in einem Abstand von 5 mm zur ersten Flamme über die Höhenprofile der Flammen in den darauffolgenden 10 mm gemittelt. Der Abstand zur ersten Flamme ist wichtig, um den Einfluss auf die mittlere Flammenhöhe auszuschließen.

In der Abbildung 4.19 ist sowohl die Höhe der ersten Flamme (oben) als auch die Höhe der mittleren Flammen (unten) in Abhängigkeit von der Leistung und von der Luftzahl aufgetragen. Zu sehen ist, dass beide Flammen sowohl mit steigender Luftzahl als auch mit steigender Leistung ansteigen. Für kleine Leistungen variiert die erste Flamme zwischen 1 und 5 mm und die mittleren Flammen zwischen 1 und 2 mm und für große Leistungen variiert die erste Flamme zwischen 9 und 14 mm und die mittleren Flammen zwischen 5 und 8.5 mm. Dass die Flammen mit steigender Luftzahl höher sind, scheint am höheren Gesamtfluss im System bei höheren Luftzahlen zu liegen, sodass sich höhere Flammengeschwindigkeiten ergeben und die Flammen insgesamt mehr vom Brenner weggedrückt werden. D.h. der Abstand zwischen

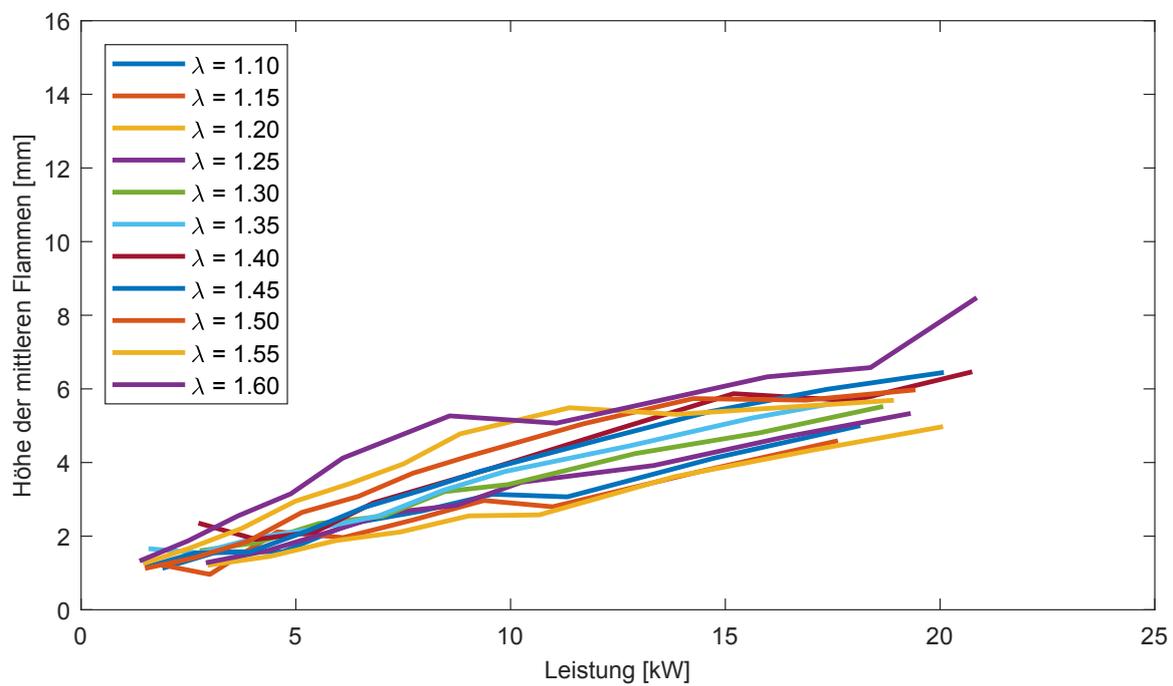
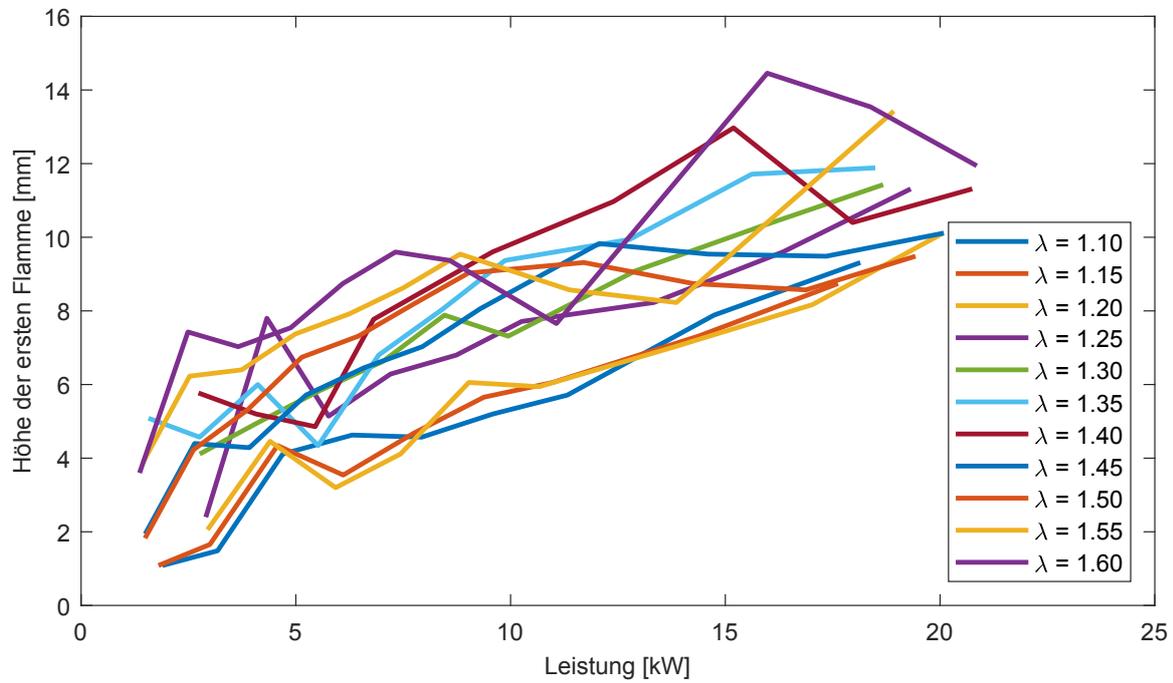


Abbildung 4.19: Änderung der Flammenhöhe in Abhängigkeit von der Luftzahl und der Leistung. Oben: Höhe der ersten Flamme. Unten: Höhe der mittleren Flammen.

Flammenfront und Elektrode²⁶ verringert sich. Weiterhin zeigt sich schon bei Betrachtung der Abbildungen 4.15 bis 4.17, dass nicht nur die Flammenhöhe mit steigender Luftzahl und steigender Leistung und damit mit einem steigendem Gasfluss zunimmt, sondern auch der Abstand zwischen der Brenntür und der ersten Flamme (vgl. Abb. 4.20).

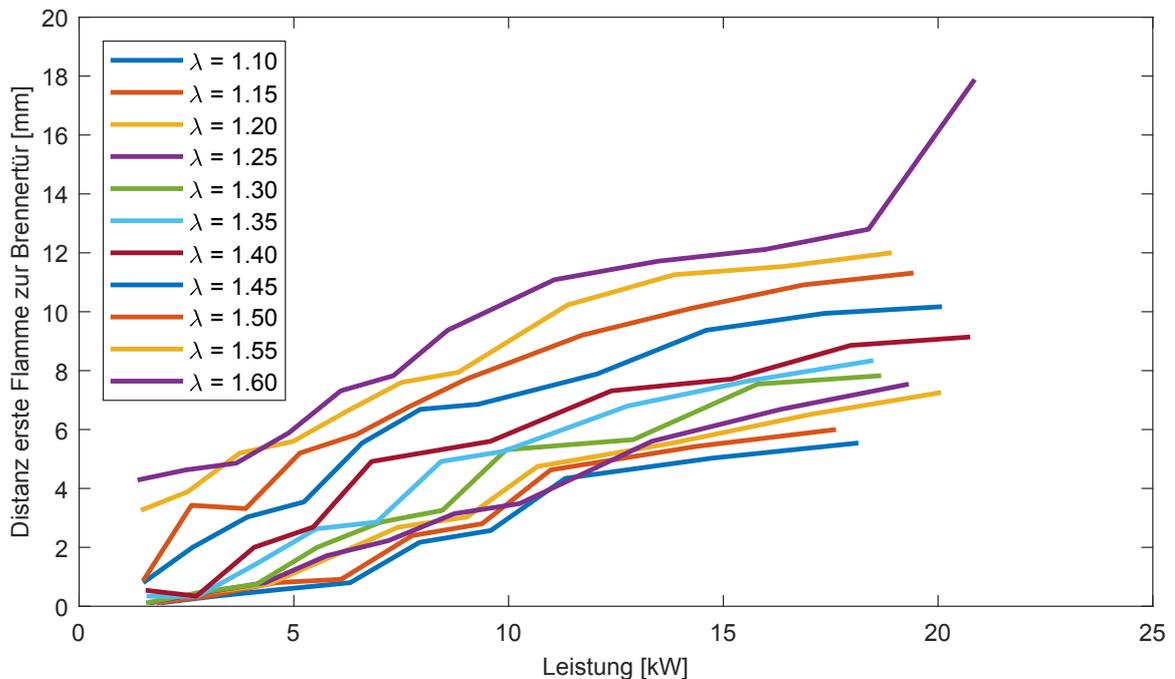


Abbildung 4.20: Änderung des Abstandes der ersten Flamme zur Brenntür in Abhängigkeit von der Luftzahl und der Leistung.

Dieser Effekt ist bei einer Luftzahl von 1.60 und einer Leistung von 20.9 kW (vgl. Abb. 4.17) so stark, dass die Flammen ca. 17 mm versetzt aus dem Brenner heraustreten als die Flammen bei einer Luftzahl von 1.10 und einer Leistung von 1.9 kW (vgl. Abb. 4.15). D.h. bei sehr hohen Luftzahlen und sehr hoher Leistung wird die Elektrode nur noch zum Teil von den Flammen umschlossen. Zudem hat sich gezeigt, dass die Elektrode mit steigender Luftzahl und steigender Leistung immer weniger glüht. Diese Tatsache muss aber weiterhin untersucht werden.

Die gemachten Beobachtungen und Auswertungen stehen im Zusammenhang mit den Ergebnissen der Stromspannungskurven. Für sehr hohe Luftzahlen und sehr hohe Leistungen hat sich gezeigt, dass sich nicht nur die Form der Stromspannungskurven ändert, sondern auch, dass der maximale und minimale Stromwert vom Betrag abnehmen. Diese Ergebnisse stehen

²⁶Der gerade Teil der Elektrode befindet sich 8 mm über dem Brenner.

im Einklang damit, dass die Elektrode für sehr hohe Luftzahlen und sehr hohe Leistungen nicht mehr vollständig von der Flamme umhüllt wird. Dieser Zustand scheint dafür zu sorgen, dass die Elektrodenemperatur abnimmt und die sich bildene Aluminium-Oxidschicht auf Grund der geringeren Elektroden temperatur nicht mehr leitend ist. Dadurch gelangen keine Elektronen mehr durch die Oxidschicht zur Elektrode und der Strom sinkt. Diese These muss aber noch überprüft werden. Dennoch konnte durch den Glaszylinder mit bloßem Auge beobachtet werden, dass die Elektrode mit steigender Luftzahl und steigender Leistung immer weniger geglüht hat (vgl. Abb. A.1 bis A.6 im Anhang).

Spektrum

Mit Hilfe der aufgenommenen Spektren der Flamme wurden die OH und CH Emissionen der Flammen betrachtet. In vielen Studien wurde das Intensitätsverhältnis von CH zu OH untersucht und Regelungskonzepte basierend auf jenem Verhältnis entwickelt (Docquier/Lacas/Candel (2002), Orain/Hardalupas (2010), García-Armingol/Ballester (2014a), García-Armingol/Ballester (2014b), Ding et al. (2018), u.v.m.).

In der Abbildung 4.21 sind die Emissionen von OH um 320 nm und von CH um 430 nm zu sehen, wie sie auch schon in vorherigen Untersuchungen festgestellt wurden (vgl. Abb. 2.11 auf Seite 47). Diese Charakteristik ist für das gesamte Kennfeld gleich, nur die Intensitäten unterscheiden sich. Auf Grund dessen, dass die Emission von OH stets stärker als die von CH ist, konnten nicht alle Punkte des Kennfeldes zur Auswertung verwendet werden, denn für niedrige Leistungen konnte die CH Emission nicht detektiert werden.

Die geringe Intensität von CH sorgt zudem dazu, dass die Genauigkeit begrenzt ist. In der Abbildung 4.21 zeigt die gelbe Linie den zu korrigierenden Untergrund, der von der Emission von CO₂ kommt (Ding et al. (2018)). Eine Variation des Untergrundes hat einen deutlichen Einfluss auf das Verhältnis von der OH und CH Emission, sodass der Untergrund für die CH Emission über 500 Datenpunkte gemittelt wurde. Nach der erfolgten Untergrundkorrektur wurde die OH Emission über das Integral von 306.039 nm bis 330.039 nm und die CH Emission über das Integral von 420.007 nm bis 435.01 nm bestimmt, um dann das Verhältnis zwischen der CH und der OH Emission mit Hilfe der integralen Intensitätswerte zu berechnen.

In der Abbildung 4.22 ist das Verhältnis von CH zu OH Emission in Abhängigkeit von der Leistung und der Luftzahl abgebildet. In der oberen Graphik ist zu sehen, dass diese Größe

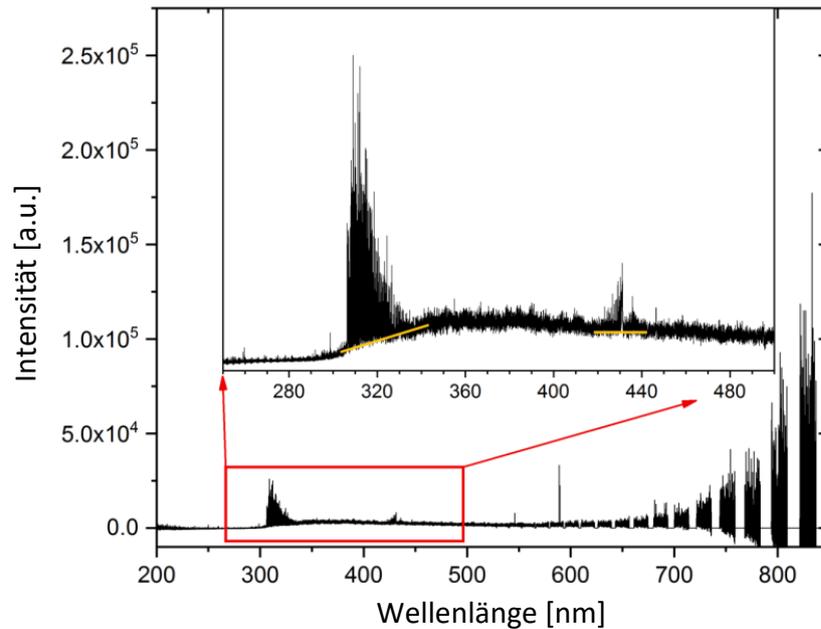


Abbildung 4.21: Exemplarisches Emissionsspektrum der Flamme bei einer Luftzahl von $\lambda = 1.45$ und einer Leistung von $P = 17.4 \text{ kW}$. Mit der gelben Linie wird die Untergrundkorrektur gekennzeichnet.

einen linearen Zusammenhang zur Luftzahl zeigt. Eine Abhängigkeit von der Leistung (hier: MSP) ist nicht direkt zu erkennen. Obwohl die Messergebnisse für eine Luftzahl von 1.10 ein anderes Bild zu zeigen scheinen, lässt sich dieser Missstand durch eine schwierige Bestimmung der Intensität für die CH Emission auf Grund der geringen Emission erklären. Bei höheren Luftzahlen tritt dieses Problem auf Grund der höheren Messwerte nicht auf. D.h. die Sensitivität des Messgerätes scheint hier eine wesentliche Rolle zu spielen. Eine weitere Untersuchung mit einer Messanordnung mit einer höheren Sensitivität und höheren Empfindlichkeit wäre erstrebenswert, um die Intensitäten gerade bei kleinen Luftzahlen genau bestimmen zu können. In der unteren Graphik sind die Mittelwerte über alle Leistungsstufen einer Luftzahl dargestellt. Hier lässt sich vermuten, dass das Intensitätsverhältnis eine direkte Abhängigkeit von der Luftzahl aufweist.

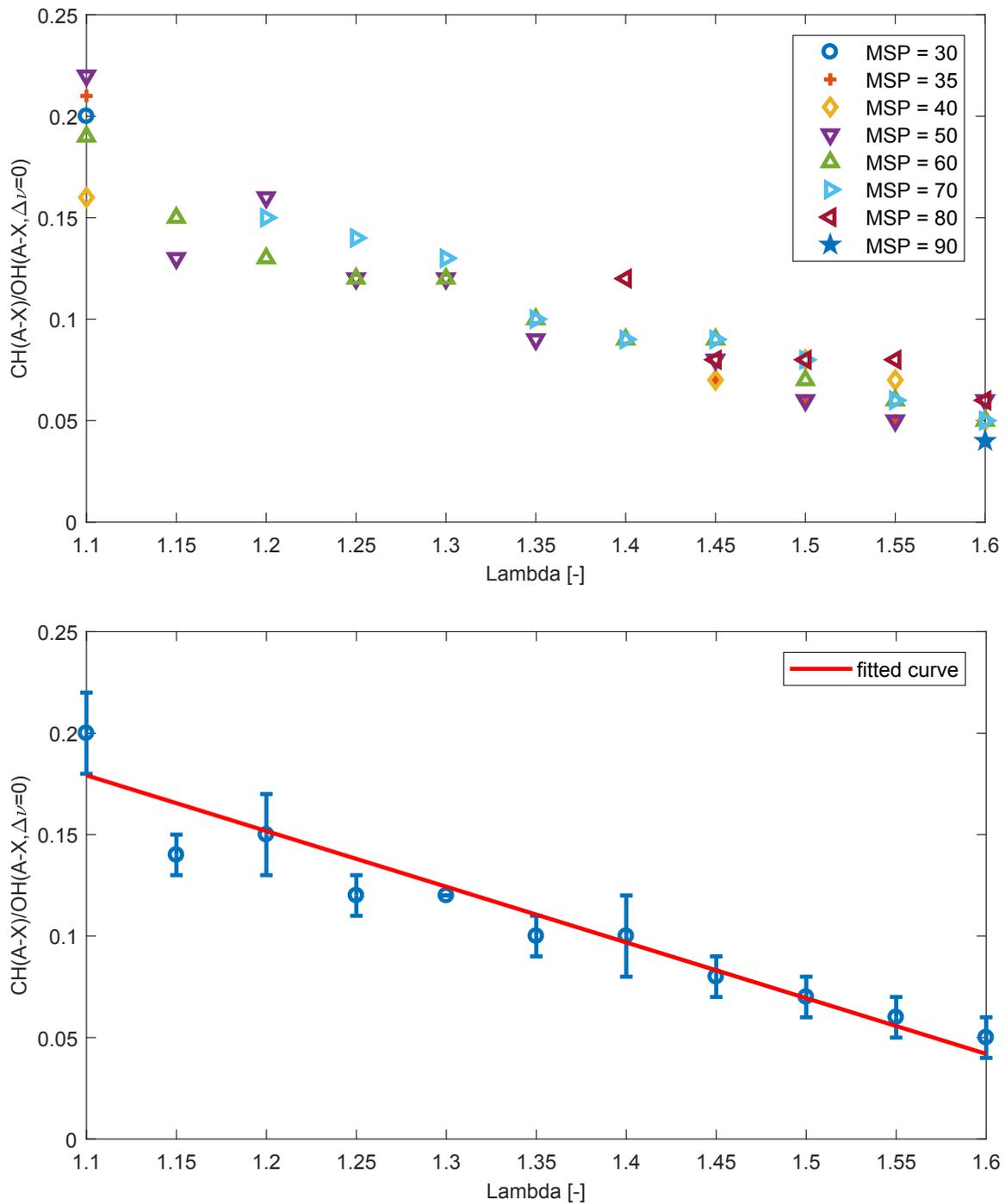


Abbildung 4.22: Änderung des Intensitätsverhältnisses der CH zur OH Emission in Abhängigkeit von der Luftzahl und des Modulation Setpoints (kurz: MSP) (Oben). Unten: Mittelwerte über alle Luftzahlen und MSPs.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit konzentrierte sich vor allem auf die Identifikation der mechatronischen Einflussfaktoren auf den Ionisationsstrom und auf die Identifikation von Größen, die zur Optimierung des aktuellen Regelungssystems eines elektronischen Gas-Luft-Verbundes mit Hilfe des Ionisationsstromes in wandhängenden Gas-Heizgeräten führen. So sollte vor allem erst einmal Verständnis über die grundlegenden Mechanismen zur Strommessung aufgebaut werden, um den Einfluss von den mechatronischen Parametern auf den Ionisationsstrom besser verstehen zu können. Hier lieferte die Plasmaphysik und im Speziellen die Langmuirtheorie einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis. Die Experimente, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, dienten vor allem der Aufnahme der Ist-Situation, um im Anschluss daran eine mechatronische Produktentwicklung unterstützen zu können. Neben den Untersuchungen zum Ionisationsstrom wurden auch optische Diagnostikmethoden eingesetzt, da sich im Laufe der Arbeit herausgestellt hat, dass diese Größen wertvolle Ergebnisse bei der mechatronischen Produktentwicklung beisteuern können. Alle Untersuchungen hatten ein gemeinsames Ziel, nämlich die Verbesserung und Optimierung des aktuellen Regelalgorithmus in Bezug auf die neuen Anforderungen an die Gas-Heizgeräte wie eine höhere Modulationsbandbreite oder ein voll-gasadaptives Verbrennungssystem.

Die Untersuchungen umfassten dabei folgende Punkte:

1. eine Studie über den Einfluss der Flammenhöhe auf die Höhe des Ionisationsstromes
2. eine Analyse der Stromspannungskurve in Hinblick auf die Langmuirtheorie
3. die Identifizierung von Kenngrößen für die Leistung und die Luftzahl
4. die lokale Identifizierung der CH- und OH-Radikale zum besseren Verständnis der chemischen Prozesse
5. eine Studie über neue optische Regelgrößen

Für die Analyse des gesamten Systems bestehend aus Luft- und Gaszufuhr, Brenner, Elektrode und Strommessung wurde ein wandhängendes Gas-Brennwertgerät mit 4 Coils der Firma Vaillant verwendet, das mit einer gebogenen, 3.5 mm dicken Elektrode aus Kanthal APM ausgestattet ist. Es wurde ein zylindrischer Brenner verwendet. Für die systematische Analyse des Systems mussten einige Umbauten am Prüfstand und am Prüfling vorgenommen werden. Unter anderem musste die Strommessung neu gestaltet werden, um den zeitlichen Verlauf sowohl der angelegten Spannung als auch des gemessenen Stroms aufnehmen zu können. Zuvor konnte lediglich ein gemittelter Stromwert ausgegeben werden. Erst durch die Aufnahme des zeitlichen Verlaufs ist es möglich, die Stromspannungskurven zu analysieren und auf mögliche neue Kenngrößen hin zu untersuchen. Weiterhin musste die Messung der Luftzahl in Hinblick auf Dynamik und Genauigkeit verbessert werden. Für die Aufnahme der Flammenhöhe wurde eine 4 Picos Ultra High Speed ICCD Kamera verwendet. Dazu musste zwischen der Brennertür und der Brennkammer ein Glaszylinder aus Quarzglas eingebaut werden. Eine mögliche Veränderung des Flammenverhaltens im Vergleich zum normalen Betrieb wurde dadurch bewusst in Kauf genommen, da sich ansonsten keine andere Möglichkeit bot, die Flammenhöhe zu untersuchen. Weitere Messungen ohne den Glaszylinder haben allerdings gezeigt, dass dieselben Effekte aufgetreten sind und kaum eine Beeinflussung bzw. Veränderung der Gegebenheiten feststellbar war. Zur Aufnahme der Plasmaemissionen der CH- und OH-Radikale mit Hilfe eines hochauflösenden Echelle-Spektrometers wurde ein zusätzliches Quarzglas in die Brennertür eingebaut, um parallel zum Brenner die Emissionen messen zu können. Eine Vielzahl an Sensoren, dessen Messgrößen nicht direkt beeinflusst werden können, wurde ebenfalls am Prüfstand und am Prüfling angebracht, um eine eventuelle Änderung der Systemparameter während der Messung ausschließen zu können. Aber auch die Ansteuerung des Prüflings mit Hilfe einer MicroLabBox von dSpace musste überarbeitet und an die neuen Umstände angepasst werden, damit eine automatische Aufnahme der Messgrößen realisiert wurde. Das User Interface, was mit ControlDesk erstellt wurde, musste ebenfalls erweitert werden.

Das bisher verwendete Regelungskonzept für den elektronischen Gas-Luft-Verbund in Gas-Heizgeräten basiert auf der Messung eines Ionisationsstromes, wenn zwischen der in die Brennkammer eingeführten Elektrode und dem Brenner eine Wechselspannung angelegt wird. Durch thermische und chemische Prozesse entstehen freie Ladungsträger, insbesondere Elektronen, die zu einem elektrischen Stromfluss führen. Die Abhängigkeit des Stromes von der Luftzahl und der Belastung gewährleistet eine Regelung der Luftzahl bei bekannter Leistung

und gemessenem Strom. Allerdings treten hierbei einige Probleme auf, wie zum Beispiel die Alterung der Elektrode durch die Entstehung einer Aluminium-Oxidschicht als Schutzfunktion für die Elektrode, die letztendlich dafür sorgt, dass der Stromwert mit der Zeit abnimmt. Aber auch die Bestimmung der Leistung über die Gebläsedrehzahl stellt ein Problem dar, wenn äußere Störungen wie Wind, erhöhter Druckverlust etc. auftreten, sodass eine genaue Zuordnung zwischen Gebläsedrehzahl und Leistung nicht mehr gegeben ist. Als weitere Limitierung des Regelungssystems steht der begrenzte Modulationsbereich. Deswegen wurde das gesamte Regelsystem systematisch analysiert, um Optimierungspotentiale offen zu legen.

Im Speziellen wurde sich in dieser Arbeit auf drei Bereiche konzentriert:

1. die Analyse der Stromspannungskurven zur Identifikation möglicher neuer Kenngrößen für die Leistungs- und Luftzahlbestimmung
2. die Analyse der Flammenhöhe zur Optimierung der Brenner- bzw. Elektrodengeometrie
3. die Analyse des Spektrums für eine Erweiterung des alten Regelsystems

Es wurden also sowohl elektrische als auch optische Messungen durchgeführt. Dies hatte das Ziel, Korrelationen zwischen dem Ionisationsstrom und diesen Größen zu finden, um eine mechatronische Produktentwicklung vorantreiben zu können.

Die Analyse der Stromspannungskurven zeigte, dass es schwierig ist, die Langmuirtheorie komplett auf die Flammen zu übertragen. Vor allem bei großen Spannungen traten Abweichungen auf. Dies liegt unter anderem daran, dass es in Flammen nur einen beschränkten Bereich gibt, in dem die freien Ladungsträger (positive und negative Ionen sowie Elektronen) erzeugt werden. Zudem liegen sowohl im Temperatur- als auch im Konzentrationsverlauf steile Gradienten vor, sodass die Langmuirtheorie zwar zur Erklärung der Effekte herangezogen, aber nicht komplett auf die Flammen angewendet werden kann. Um dennoch die Stromspannungskurven charakterisieren zu können und gegebenenfalls Informationen zur Verbesserung des Systems zu erhalten, wurden verschiedene Kennwerte der Kurven wie minimale und maximale Stromwerte, die Krümmung und die Hysteresenfläche, die zwischen dem an- und absteigendem Ast der positiven Halbwelle der Spannung auftritt, betrachtet. Vor allem die minimalen und maximalen Stromwerte zeigen ein großes Potential, um die Regelung erweitern bzw. neu aufbauen zu können. Aber auch die anderen Größen bieten Potential, wenn sowohl die Brenner- als auch die Elektrodengeometrie im Rahmen der mechatronischen Produktentwicklung so angepasst wird, dass die Kurven verwertbar werden.

Bei Betrachtung der Flamme ist aufgefallen, dass die Flammenhöhe nicht konstant über den Brenner ist. Die Form der Flammenfront weist eine Wannenfunktion auf, d.h. die erste Flamme des Brenners ist teils deutlich überhöht, währenddessen die nachfolgenden Flammen ein deutlich niedrigeres Höhenniveau zeigen. Die letzte Flamme zeigt wieder eine Überhöhung. Deswegen wurde sowohl die erste Flamme als auch das konstante Höhenniveau untersucht. Dabei ist aufgefallen, dass sowohl die erste Flamme als auch die mittleren Flammen mit steigender Leistung und steigender Luftzahl ansteigen, aber auch die Distanz zwischen der ersten Flamme und der Brennertür steigt an. Diese Beobachtungen stehen im Einklang mit den Ergebnissen der Stromspannungskurven. Für hohe Luftzahlen (> 1.50) und hohe Leistungen ($> 15 \text{ kW}$) ändern die Stromspannungskurven ihre Form und der maximale sowie minimale Stromwert nehmen ab. Die Ursache ist darin zu finden, dass die Elektrode bei diesen Luftzahlen und Leistungen nicht mehr vollständig von der Flamme umhüllt wird, bzw. dass die Flamme deutlich über der Elektrode steht. Dieser Zustand scheint dazu zu führen, dass die Elektrodentemperatur abnimmt und die sich bildende Aluminium-Oxidschicht nicht mehr leitend ist. Dadurch gelangen keine Elektronen mehr durch die Oxidschicht, was wiederum das Absinken des Stromes verursacht. Diese These muss allerdings in weiteren Messungen noch überprüft werden.

Mit Hilfe der Spektren der Flamme wurden die CH- und OH-Emissionen untersucht. Die Auswertung dieser zeigt einen linearen Zusammenhang zwischen dem Verhältnis der CH- und OH-Emission mit steigender Luftzahl und eine Unabhängigkeit von der Leistung. Die einzelnen Ausreißer sind durch das schlechte Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erklären, da die Untergrundkorrektur einen maßgeblichen Einfluss auf das Verhältnis hat und diese schwer zu identifizieren war. Zur besseren Analyse des Verhältnisses bei kleinen Leistungen müsste eine Messanordnung entwickelt werden, die die Emission der Flamme gut einfängt. Zudem ist eine höhere Empfindlichkeit der Messgeräte von Nöten.

Zukünftig sollten die Flammencharakteristik (Höhe, Homogenität, Emission) sowie die Stromspannungskurven (Form, max. und min. Stromwert, etc.) unter Leistungs- und vor allem Gasartenvariation im Vergleich zu allen anderen Parametern untersucht werden. Ziel wäre die Erarbeitung eines Gesamtzusammenhanges aller wesentlichen Betriebsparameter, um mit einer mechatronischen Produktentwicklung eines voll-gasadaptiven Regelungssystems beginnen zu können. Gerade die Untersuchung des Flammenbildes in Bezug auf den gemessenen Strom hat gezeigt, dass Brenner und Elektrode zusammen bei der Optimierung der mecha-

nischen Parameter betrachtet werden müssen. Das Flammenbild muss so optimiert werden, dass die Flammen unter allen Leistungsvariationen immer einen möglichst gleichen Abstand (unterhalb der Elektrode) zur Elektrode aufweisen. Weiterhin sollte überprüft werden, inwiefern sich die Analyse der Hysterese eignet, um die Alterung der Elektrode zu bestimmen. Die Strommessung bei kleinen Leistungen kann mit dem neuen Messprinzip (zeitlich dynamisches Messprinzip und ohne Vorwiderstand) sehr gut umgesetzt werden. Die Ströme sind ausreichend hoch, sodass eine Anpassung des alten Strommessprinzips überlegt werden sollte, um den Anforderungen einer größeren Modulationsbandbreite entsprechen zu können. Für ein alternatives, nichtinvasives Regelungsverfahren kann die Emission der Flamme herangezogen werden. Hier sollten weitere Untersuchungen gerade bei kleinen Leistungen mit Geräten mit einer höheren Empfindlichkeit folgen.

Insgesamt konnte ein sehr gutes Verständnis über die Ionisationsstrommessung aufgebaut und dessen Einflussfaktoren bestimmt werden. Die gesammelten Erkenntnisse können für eine Optimierung des aktuellen Regelungskonzeptes unter dem Vorbehalt weiterer Untersuchungen verwendet werden.

Literaturverzeichnis

- Akgün, G. (2017): Entwicklung und Evaluierung eines Fullpass-Rapid Control Prototyping Systems als Entwicklungsplattform für den Laborbetrieb von wandhängenden Gasgeräten. Masterarbeit. Ruhr-Universität Bochum.
- Baehr, H. D./Kabelac, S. (2012): Thermodynamik – Grundlagen und technische Anwendungen. 15. Aufl. Springer Vieweg.
- Ballester, J./García-Armingol, T. (2010): Diagnostic techniques for the monitoring and control of practical flames. In: Progress in Energy and Combustion Science 36.4, S. 375–411.
- Belhi, M./Domingo, P./Vervisch, P. (2010): Direct numerical simulation of the effect of an electric field on flame stability. In: Combustion and Flame 157.12, S. 2286–2297.
- Bienholz, S. (2014): Kapazitive gekoppelte Mehrfrequenzplasmen zur Abscheidung keramischer und ferromagnetischer Schichten. Diss. Ruhr-Universität Bochum.
- Boček, P./Janák, J. (1971): Flame ionisation detection: (Flame ionisation phenomena). In: Chromatographic Reviews 15.2, S. 111–150.
- Bornscheuer, W./Richter, K. (2017): CO-geführte Verbrennungsregelung und Diagnosesystem für gasbefeuerte Heizungsanlagen (internes Dokument).
- Bradley, D. (1986): The effects of electric fields on combustion processes. Hrsg. von Weinberg, F.J. Academic Press.
- Brockhinke, A. et al. (2012): Measurement and simulation of rotationally-resolved chemiluminescence spectra in flames. In: Applied Physics B: Lasers and Optics 107, S. 539–549.
- Bundesnetzagentur (2017): Umstellung von L- auf H-Gas: Was Sie wissen sollten. URL: https://www.bundesnetzagentur.de/SharedDocs/Downloads/DE/Allgemeines/Bundesnetzagentur/Publikationen/service/UmstellungLGas.pdf;jsessionid=1B4956958A51726B7DFA4A238F251590?__blob=publicationFile&v=3 (besucht am 19.07.2017).

- Calcote, H. F. (1948): Electrical properties of flames: Burner flames in transverse electric fields. In: Symposium on Combustion and Flame, and Explosion Phenomena 3.1. Third Symposium on Combustion and Flame and Explosion Phenomena, S. 245–253.
- Calcote, H. F. (1951): Electrical properties of flames: Burner flames in longitudinal electric fields. In: Industrial and Engineering Chemistry 43.12, S. 2726–2731.
- Calcote, H.F. (1961): Ion production and recombination in flames. In: Symposium (International) on Combustion 8.1. Eighth Symposium (International) on Combustion, S. 184–199.
- Cerbe, G./Lendt, B. (2016): Grundlagen der Gastechnik – Gasbeschaffung - Gasverteilung - Gasverwendung. Bd. 8. Carl Hanser Verlag GmbH Co. KG.
- Cerbe, G./Wilhelms, G. (2005): Technische Thermodynamik: theoretische Grundlagen und praktische Anwendungen. 14. Aufl. Hanser.
- Chabert, P./Braithwaite, N. (2011): Physics of Radio-Frequency Plasmas. Cambridge University Press.
- Christ-Koch, S. (2007): Profile der Plasmaparameter und Dichte negativer Wasserstoffionen mittels Laserdetachmentmessungen in HF-angeregten Ionenquellen. Diss. Max-Planck-Institut für Plasmaphysik.
- Dandy, D. S./Vosen, S. R. (1992): Numerical and Experimental Studies of Hydroxyl Radical Chemiluminescence in Methane-Air Flames. In: Combustion Science and Technology 82.1-6, S. 131–150.
- DIN EN 437 (2019): Prüfgase - Prüfdrücke - Gerätekategorien; Deutsche Fassung EN 437:2018. Norm.
- Ding, Yi (2018): Application de la chimiluminescence de flamme et du courant d'ionisation à la surveillance de l'état de combustion pour une chaudière à gaz domestique. Diss. Université Paris-Saclay.
- Ding, Y. et al. (2018): Combustion state monitoring of premixed heating appliances with flame ionization current and chemiluminescence. In: Combustion Science and Technology, S. 1–20.
- Docquier, N./Candel, S. (2002): Combustion control and sensors: a review. In: Progress in Energy and Combustion Science 28.2, S. 107–150.
- Docquier, N./Lacas, F./Candel, S. (2002): Closed-loop equivalence ratio control of premixed combustors using spectrally resolved chemiluminescence measurements. In: Proceedings of the Combustion Institute 29.1. Proceedings of the Combustion Institute, S. 139–145.

- Dzubiella, M. (2012): Mit innovativer Verbrennungsregelung wechselnde Gasqualitäten beherrschen – Effizienten und zuverlässigen Betrieb von Gas-Brennwertgeräten sichern. In: IHKS FachJournal, S. 8–13.
- Dzubiella, M. et al. (2017): Entwicklungsstand gasadaptiver Verbrennungsregelungssysteme für den Bereich der Gebäudebeheizung. In: 28. Deutscher Flammentag – Verbrennung und Feuerung 28.1, S. 303–316.
- Fang, J. et al. (2015): Effects of Electric Fields on the Combustion Characteristics of Lean Burn Methane-Air Mixtures. In: *Energies* 8.4, S. 2587–2605.
- Fialkov, A. B. (1997): Investigations on ions in flames. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 23.5, S. 399–528.
- Fischer, C./Paul, M. (2018): Technology Teaching - Ionization Combustion Control. Internes Dokument Vaillant GmbH. Remscheid.
- Franke, A. (2002): Characterization of an Electrical Sensor for Combustion Diagnostics. Diss. Lund University.
- Ganguly, B. N. (2007): Hydrocarbon combustion enhancement by applied electric field and plasma kinetics. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 49.12B, S. 239–246.
- García-Armingol, T./Ballester, J. (2014a): Flame chemiluminescence in premixed combustion of hydrogen-enriched fuels. In: *International Journal of Hydrogen Energy* 39.21, S. 11299–11307.
- García-Armingol, T./Ballester, J. (2014b): Influence of fuel composition on chemiluminescence emission in premixed flames of CH₄/CO₂/H₂/CO blends. In: *International Journal of Hydrogen Energy* 39.35, S. 20255–20265.
- Glavmo, M./Spadafora, P./Bosch, R. (1999): Closed Loop Start of Combustion Control Utilizing Ionization Sensing in a Diesel Engine. In: SAE Technical Paper. SAE International.
- Goodings, J. M./Bohme, D. K./Ng, C.-W. (1979a): Detailed ion chemistry in methane-oxygen flames. I. Positive ions. In: *Combustion and Flame* 36, S. 27–43.
- Goodings, J. M./Bohme, D. K./Ng, C.-W. (1979b): Detailed ion chemistry in methaneoxygen flames. II. Negative ions. In: *Combustion and Flame* 36, S. 45–62.
- Goodings, J. M./Tanner, S. D./Bohme, D. K. (1982): Hydrocarbon ions in fuel-rich, CH₄–C₂H₂–O₂ flames as a probe for the initiation of soot: interpretation of the ion chemistry. In: *Canadian Journal of Chemistry* 60.22, S. 2766–2776.

- Haken, H./Wolf, H. C. (2006): Molekülphysik und Quantenchemie – Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen. 5. Aufl. Springer Berlin Heidelberg.
- Hentschel, J. (2006): Untersuchung gepulster laminarer rußender Methan-Luft Diffusionsflammen unter erhöhtem Druck. Universitätsverlag Karlsruhe.
- Herwig, H./Kautz, C./Moschallski, A. (2016): Technische Thermodynamik: Grundlagen und Anleitung zum Lösen von Aufgaben. 2. Aufl. Springer Vieweg.
- Heumann, T. (1939): Über Stromspannungskurven in ionisierten Flammgasen. In: *Spectrochimica Acta* 1, S. 293–318.
- Hutchinson, I. H. (2002): Principles of Plasma Diagnostics. Bd. 2. Cambridge University Press.
- Jacobs, S./Xu, K. G. (2015): Electron Temperature in a Methane-Air Flame under a DC Electric Field. In: 46th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference.
- Kanthal Part of Sandvik Group (2018): Datasheet – Kanthal APM. URL: <https://www.kanthal.com/en/products/material-datasheets/tube/kanthal-mpm> (besucht am 15.01.2019).
- Karnani, S./Dunn-Rankin, D. (2015): Detailed characterization of DC electric field effects on small non-premixed flames. In: *Combustion and Flame* 162.7, S. 2865–2872.
- Kathrotia, T. (2011): Reaction Kinetics Modeling of OH*, CH*, and C₂* Chemiluminescence. Diss. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.
- Kiefer, M. et al. (2012): Combustion Control Based on Flame Ionization. In: 25th World Gas Conference Kuala Lumpur, Malaysia.
- Kim, M. K./Chung, S. H./Kim, H. H. (2011): Effect of AC electric fields on the stabilization of premixed bunsen flames. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 33.1, S. 1137–1144.
- Kuhl, J. et al. (2017): On the effect of ionic wind on structure and temperature of laminar premixed flames influenced by electric fields. In: *Combustion and Flame* 176, S. 391–399.
- Lauer, M. R. W. (2011): Determination of the Heat Release Distribution in Turbulent Flames by Chemiluminescence Imaging. Diss. Technische Universität München.
- Lieberman, M. A./Lichtenberg, A. J. (1994): Principles of plasma discharges and materials processing. John Wiley Sons, Inc.
- Marcum, S. D./Ganguly, B. N. (2005): Electric-field-induced flame speed modification. In: *Combustion and Flame* 143.1, S. 27–36.

- McAllister, S./Chen, J.-Y./Fernandez-Pello, A. C. (2011): Fundamentals of Combustion Processes. 1. Aufl. Springer.
- Merlino, R. L. (2007): Understanding Langmuir probe current-voltage characteristics. In: American Journal of Physics 75.12, S. 1078–1085.
- Näslund, M. (2014): Combustion control in domestic gas appliances – Fuel gases containing hydrogen. Techn. Ber. Danish Gas Technology Centre.
- Neau, A. et al. (2000): Dissociative recombination of D_3O^+ and H_3O^+ : Absolute cross sections and branching ratios. In: The Journal of Chemical Physics 113.5, S. 1762–1770.
- Nitschke-Kowsky, P./Wessing, W. (2012): Impact of hydrogen admixture on installed gas appliances. In: 25th World Gas Conference Kuala Lumpur, Malaysia.
- Orain, M./Hardalupas, Y. (2010): Effect of fuel type on equivalence ratio measurements using chemiluminescence in premixed flames. In: Comptes Rendus Mécanique 338.5, S. 241–254.
- Pedersen, T. W. (1991): Ionic structure of methane flames. Diss. Iowa State University.
- Pedersen, T./Brown, R. C. (1993): Simulation of electric field effects in premixed methane flames. In: Combustion and Flame 94.4, S. 433–448.
- Piel, A. (2010): Plasma Physics – An introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas. Bd. 1. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Pischinger, R./Klell, M./Sams, T. (2009): Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine. Hrsg. von List, H. 3. Aufl. SpringerWienNewYork.
- Prager, J. (2005): Modeling and Simulation of Charged Species in Lean Methane–Oxygen Flames. Diss. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.
- Prager, J./Riedel, U./Warnatz, J. (2007): Modeling ion chemistry and charged species diffusion in lean methane-oxygen flames. In: Proceedings of the Combustion Institute 31.1, S. 1129–1137.
- Resch, S. (2018a): Mechatronische Entwicklungspotentiale auf Basis der Strom-Spannungskurven für den elektronischen Gas-Luftverbund. Internes Dokument Vaillant GmbH. Remscheid.
- Resch, S. (2018b): Mechatronische Entwicklungspotentiale auf der Basis der U-I-Kurven. Internes Dokument Vaillant GmbH. Remscheid.

- Rusche, S. (2001): Theoretische Ermittlung und experimentelle Absicherung eines Modells zur Abbildung von Ionisationsvorgängen in vorgemischten laminaren Kohlenwasserstoffflammen. Diss. Ruhr-Universität Bochum.
- Salvador, P. R./Xu, K. G. (2017): Electric Field Modified Bunsen Flame with Variable Anode Placement. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 31.4, S. 956–964.
- Schmidt, T. (2018): Entwicklung eines flexiblen Rapid Control Prototyping Konzeptes zur Funktionsentwicklung von Gasheizgeräten. Masterarbeit. Rheinische Fachhochschule Köln.
- Schmitz, I. (2018): „AND-requirement“ blockage test DIN EN 15502-2-1 8-11-1001-3-2. Internes Dokument Vaillant GmbH. Remscheid.
- Semenov, E. S./Sokolik, A. S. (1970): Thermal and chemical ionization in flames. In: *Combustion, Explosion and Shock Waves* 6.1, S. 33–43.
- Starik, A. M./Titova, N. S. (2002): Kinetics of Ion Formation in the Volumetric Reaction of Methane with Air. In: *Combustion, Explosion and Shock Waves* 38.3, S. 253–268.
- Stoerring, D./Horl, S. (2017): Energiebinnenmarkt. URL: http://www.europarl.europa.eu/atyourservice/de/displayFtu.html?ftuId=FTU_5.7.2.html (besucht am 19.07.2017).
- Stroth, U. (2011): *Plasmaphysik – Phänomene, Grundlagen, Anwendungen*. Vieweg + Teubner Verlag.
- Tacke, J. (2018): Untersuchung der mechatronischen Einflussfaktoren auf den Ionisationsstrom in einem wandhängenden Gasgerät. Masterarbeit. Ruhr-Universität Bochum.
- Vaillant GmbH (2002): Trainerleitfaden: Gas-Wandheizgerät mit Brennwerttechnik - ecoTEC classic/exklusiv VC/VCW. Internes Dokument. Remscheid.
- Vaillant GmbH (2012): Produkttraining: ecoTEC plus VC/VCW/VCI ..6/5-5. Internes Dokument. Remscheid.
- Vaillant GmbH (2015): Produkttraining: ecoTEC exclusive. Internes Dokument. Remscheid.
- Von Drasek, W. A./Charon, O./Marsais, O. (1999): Industrial combustion monitoring using optical sensors. In: *Proceedings of Spie* 3535, S. 215–225.
- Wagner, J. A. (2007): Struktur und Dynamik negativer Sauerstoff-Ionen in induktiv angeregten Radiofrequenz-Entladungen. Diss. Universität Duisburg-Essen.
- Warnatz, J./Maas, U./Dibble, R. W. (2001): *Combustion: physical and chemical fundamentals, modeling and simulation, experiments, pollutant formation*. 3. Aufl. Springer.

-
- Williams, T. et al. (2012): Gas quality harmonization cost benefit a analysis. Techn. Ber. GL Noble Denton und Pöyry Management.
- Xu, K. G. (2014): Plasma sheath behavior and ionic wind effect in electric field modified flames. In: Combustion and Flame 161.6, S. 1678–1686.
- Yuan, X. (2015): Effects of AC Electric Field on Small Laminar Nonpremixed Flames. Diss. King Abdullah University of Science und Technology.

Anhang

A.1 Flammenbilder

In den Abbildungen A.1 bis A.6 ist zu sehen, dass sich mit steigender Luftzahl die Distanz zwischen der ersten Flamme und der Brennerwand erhöht. Weiterhin ist zu beobachten, dass die Elektrode mit steigender Luftzahl immer weniger glüht, bis sie bei einer Luftzahl von $\lambda = 1.60$ überhaupt nicht mehr glüht. Die Erhöhung der Distanz mit steigender Luftzahl kann einerseits durch den veränderten Versuchsaufbau mit dem zylindrischen Quarzglas zusammenhängen, was zu einem veränderten Gasfluss im Vergleich zum normalen Betrieb führt. Das verbrannte Gas kann bei der Verwendung des Gaszylinders nicht direkt nach oben durch die Coils abfließen. Es muss erstmal durch den Zylinder in die Brennkammer abgesaugt werden. Dadurch kann es auch zu Rückzirkulationen in dem Zylinder kommen, sodass die Flamme von der Brennerwand weggedrückt wird. Andererseits wurden auch Messungen ohne den Einsatz vom Quarzglas durchgeführt, die zumindest dieselben Tendenzen in der Strommessung zeigen wie die Messungen mit dem Quarzglas, sodass davon ausgegangen wird, dass diese Tatsache nur einen unmerklichen Beitrag liefert und die Flamme auch beim normalen Betrieb sich ähnlich verhält. Das „Wandern“ der Flamme scheint eher durch Zirkulationen innerhalb des Brenners verursacht zu werden. Eine Analyse der Elektrodentemperatur sollte zudem durchgeführt werden, um den Einfluss auf den Ionisationsstrom weiter zu untersuchen.

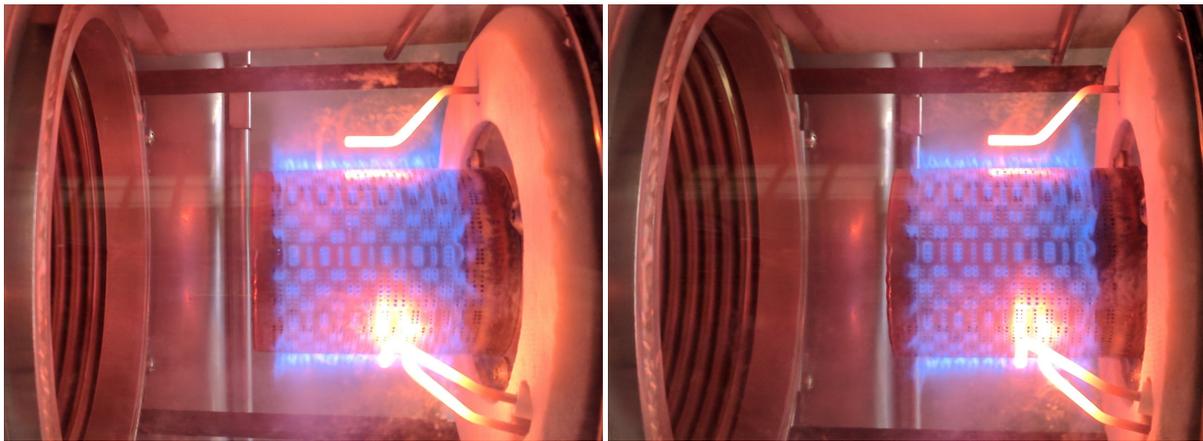


Abbildung A.1: Aufnahme der Flamme bei der jeweiligen maximalen Leistung und einer Luftzahl von 1.10 (links) und 1.15 (rechts).

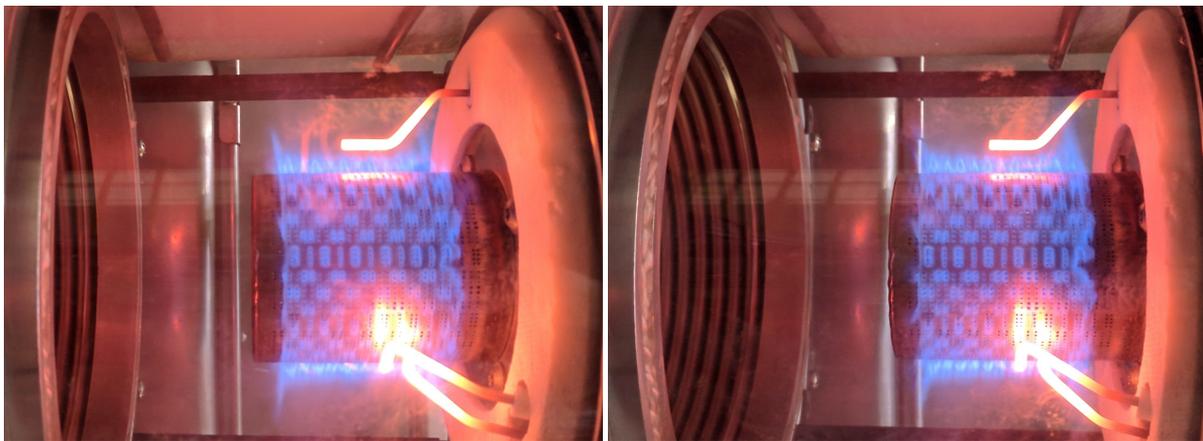


Abbildung A.2: Aufnahme der Flamme bei der jeweiligen maximalen Leistung und einer Luftzahl von 1.20 (links) und 1.25 (rechts).

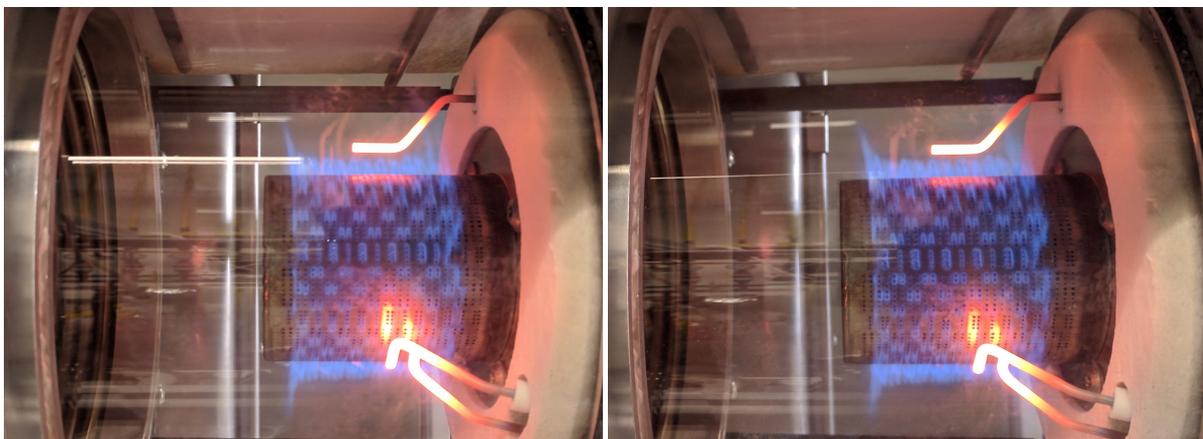


Abbildung A.3: Aufnahme der Flamme bei der jeweiligen maximalen Leistung und einer Luftzahl von 1.30 (links) und 1.35 (rechts).

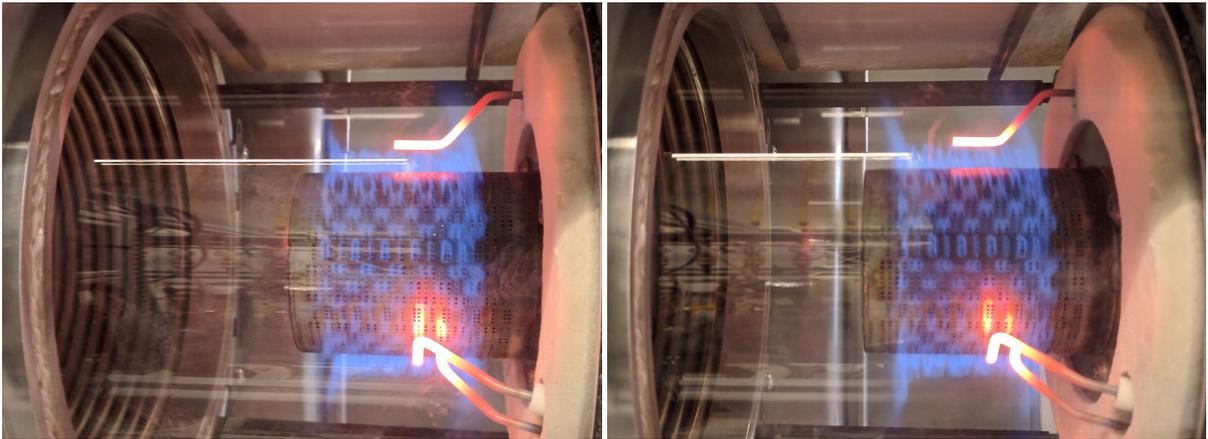


Abbildung A.4: Aufnahme der Flamme bei der jeweiligen maximalen Leistung und einer Luftzahl von 1.40 (links) und 1.45 (rechts).

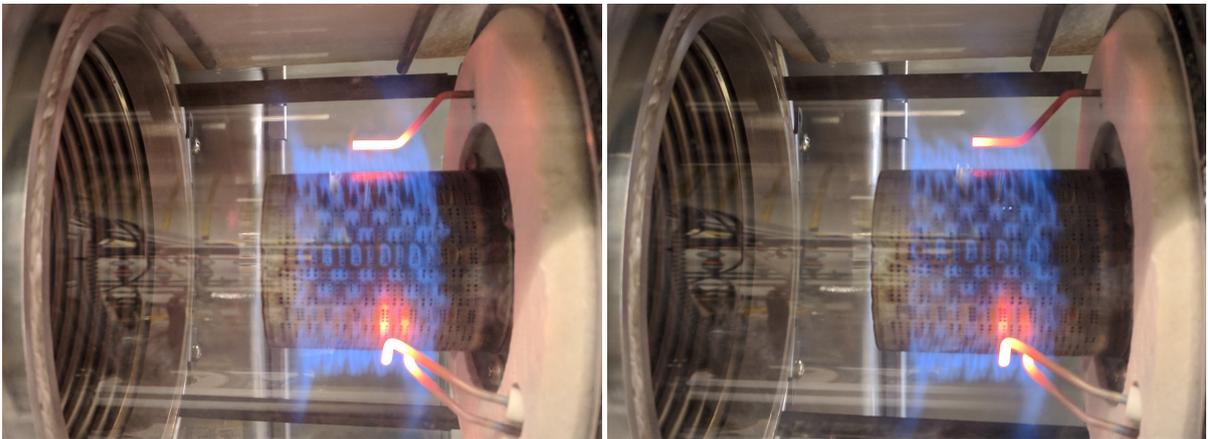


Abbildung A.5: Aufnahme der Flamme bei der jeweiligen maximalen Leistung und einer Luftzahl von 1.50 (links) und 1.55 (rechts).



Abbildung A.6: Aufnahme der Flamme bei der jeweiligen maximalen Leistung und einer Luftzahl von 1.60.