

Diodenlaserspektroskopie zur Analyse von Hochtemperaturproblemen

Von der Fakultät
Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von
Hannes Fulge
aus Stadthagen

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Stefanos Fasoulas
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Jens von Wolfersdorf
Tag der mündlichen Prüfung: 28.09.2020

Institut für Raumfahrtsysteme
Universität Stuttgart
2021

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart. Wie bei fast allen Experimenten wäre die Durchführung ohne meine Kollegen nicht denkbar gewesen. Vielen Dank für eure Unterstützung.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Stefanos Fasoulas als Hauptberichters und Prof. Dr.-Ing. Jens von Wolfersdorf als Mitberichters. Beiden möchte ich für die Diskussion über die Arbeit im Allgemeinen und die Ergebnisse im Speziellen danken. Mein besonderer Dank gilt Dr.-Ing. Stefan Löhle für die fachliche Betreuung, die vielfältigen Diskussionen und die unterschiedlichen Projekte sowie Förderungen. Für die starke Zusammenarbeit innerhalb der Arbeitsgruppe HEFDiG danke ich Dr.-Ing. Martin Eberhart, Dr.-Ing. Thomas Marynowski, Dr. Fabian Zander, Dr.-Ing. Tobias Hermann, Dipl.-Ing. Arne Meindl und Dipl.-Ing. Ulf Fuchs. Für die Ermöglichung von Experimenten an der Überschallbrennkammer sowie fachlichen Diskussion zur Thermodynamik danke ich Dr.-Ing. Nils Dröske, Dr.-Ing. Felix Förster und Dr.-Ing. Jiby Vellaramkalayil vom Institut für Thermodynamik. Erwähnen möchte ich an dieser Stelle auch die Leistungen der IRS-Werkstatt ohne deren Unterstützung im Bereich Fertigung und Mechanik keine Experimente möglich gewesen wären.

Mein Dank für die Überprüfung der Rechtschreibung dieser Arbeit gilt Anna-Maria Niermann, Christine Fulge und Henrike Fischer.

Am Ende ein besonderes Dankeschön an meine Freundin Eva, die mich unterstützt hat, diese Arbeit zu einem positiven Ende zu bringen.

Hannes Fulge,
Januar 2021

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	iii
Inhaltsverzeichnis	v
Nomenklatur	vii
Kurzfassung	xi
Abstract	xii
1. Einleitung	1
1.1. Motivation und Konzept	1
1.2. Stand der Forschung	3
1.3. Zielsetzung und Aufbau der Arbeit	4
2. Grundlagen der Absorptionsspektroskopie	7
2.1. Geschichtliche Einführung	7
2.2. Absorption und Emission	8
2.3. Linienprofile	10
2.3.1. Natürliche Linienbreite	11
2.3.2. Stoßverbreiterung	12
2.3.3. Dopplerverbreiterung	13
2.3.4. Voigtprofil	13
2.4. Simulation von Absorptionsspektren	14
2.5. Diodenlaserabsorptionsspektroskopische Messmethoden	19
2.5.1. Direkte Absorptionsspektroskopie	19
2.5.2. Wellenlängenmodulierte Absorptionsspektroskopie	23
2.6. Auswahlregeln Wellenlängenmessbereich	32
3. Abeltransformation	33
3.1. Mathematische Grundlagen	33
3.2. Entwicklung eines rauschunempfindlichen Algorithmus	34
3.2.1. Matrixmethode - Onion-Peeling	34
3.2.2. Fouriemethode	35
3.2.3. Funktionsinterpolation	36

3.2.4. Splinemethode mit optimierten Stützstellen	37
4. Experimenteller Aufbau	43
4.1. Messsystem Absorptionsspektroskopie	43
4.1.1. Oberflächenemittierender Diodenlaser	44
4.1.2. Diodenhalter und optische Komponenten	46
4.1.3. Strom- und Temperaturregler	46
4.1.4. Funktionsgenerator	46
4.1.5. Photodiode	47
4.1.6. Oszilloskop	47
4.2. Hintergrundschlierenmethode	48
5. Versuchsanlagen	51
5.1. McKenna-Brenner	51
5.2. Überschallverbrennungsanlage	55
5.3. Drummond-Stoßwindkanal	59
6. Anwendungen	63
6.1. Qualifizierung der Messverfahren am McKenna-Brenner	63
6.1.1. Direkte Absorptionsmessung	65
6.1.2. Verbesserung HITRAN2012-Datenbank	77
6.1.3. Auswertung direkte Absorptionsmessung	82
6.1.4. Auswertung WMS-Messung	88
6.2. Anwendung an der Überschallbrennkammer	92
6.2.1. Auswertung WMS-Messung	95
6.2.2. Vergleich mit simulierten Messungen	97
6.3. Anwendung am Drummond-Stoßwindkanal	99
6.4. Anwendung auf hochenthalpe Strömungen am IRS	101
7. Zusammenfassung	107
A. Anhang	109
A.1. Datenblatt VCSEL	109
A.2. Datenblatt Photodiode	111
Literaturverzeichnis	113

Nomenklatur

ρ	Spektrale Energiedichte ($\text{W}/(\text{m}^2 \text{ Hz})$)
A	Einstein-Koeffizient der spontanen Emission ($1/\text{s}$)
a_λ	Modulationsamplitude der Wellenlänge (nm)
a_I	Modulationsamplitude der Intensität (W/m^2)
B_{12}	Einstein-Koeffizient der induzierten Absorption ($\text{m}^2 \text{ Hz}/\text{W}^1$)
B_{21}	Einstein-Koeffizient der induzierten Emission ($\text{m}^2 \text{ Hz}/\text{W}^1$)
E	Energiezustand ($1/\text{cm}$)
f	Frequenz (Hz)
F	Sichtintegrierte Funktion (-)
f	Lokale Funktion (-)
g	Entartung (-)
I	Strahlungsintensität ($\text{W}/(\text{m}^2)$)
L	Länge des Absorptionspfads (m)
n	Teilchenanzahl (m^{-3})
n_T	Temperaturrexponent der Druckverbreiterung (-)
Q	Innere Zustandssumme (-)
r	Radius (m)
T	Temperatur (K)
y	Abstand (m)

m Masse (kg)

Griechische Symbole

α Absorptionskoeffizient (1/m)

χ Molanteil (-)

γ Halbe Halbwertsbreite (1/cm)

λ Wellenlänge (nm)

Φ Stöchiometrisches Verhältnis (-)

τ Transmission (-)

φ Phasenversatz zwischen Wellenlänge und Intensität (°)

Indizes

' oberer

" unterer

0 zentral

- Mittelwert

D Doppler

t transmittiert

aus ausgesandt

Fremd Fremdanteil

G Gauss

L Lorentz

n natürlich

Ref Referenz

Konstanten

π Kreiszahl 3,1415926

c Lichtgeschwindigkeit 299792458 m/s

h Plancksches Wirkungsquantum $6,62606896 \cdot 10^{-34}$ J s

k Boltzmann-Konstante $1,3806504 \cdot 10^{-23}$ J/K

Abkürzungen

1f erste harmonische

2f zweite harmonische

BOS Hintergrundschlieren Methode von engl. Background oriented Schlieren

CARS Coherent-anti-Stokes-Raman-Streuung

DA direkte Absorptionsspektroskopie

DFB Kantenemitter von engl. Distributed Feedback

FIR Filter Filter mit endlicher Impulsantwort von engl. finite impulse response filter

HEFDiG Arbeitsgruppe Diagnostik hochenthalper Strömungen von engl. High Enthalpy Flow Diagnostics Group

HWHM Halbe Halbwertsbreite

IRS Institut für Raumfahrtsysteme

ITLR Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt

Sa Punkte von engl. Sample

Scramjet Supersonic-Combustion-Ramjet

SNR Signal-Rausch-Verhältnis von engl. Signal-to-noise ratio

TFV	Trägerfrequenzverstärker
VCSEL	Oberflächenemittierender Diodenlaser von engl. Vertical Cavity Surface Emitting Laser
WMS	Wellenlängenmodulierte Absorptionsspektroskopie

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Diodenlaserspektroskopie zur Analyse von Hochtemperaturproblemen. Aus dieser Basis wird ein nicht intrusives Messverfahren zur Bestimmung von Temperatur und Wassergehalt in hochenthalpen Strömungen entworfen, aufgebaut und qualifiziert. Hierfür werden quantenmechanische Übergänge von Wasser im Bereich 1994,7 nm bis 1996,5 nm analysiert. Als Laserquelle kommt ein oberflächenemittierender Diodenlaser zum Einsatz, der über die Wellenlänge durchstimmbar ist. Die zwei Methoden, direkte und wellenlängenmodulierte Absorptionsspektroskopie, werden vorgestellt, ihre Vor- und Nachteile diskutiert und nachfolgend angewandt.

Die an gut charakterisierten Flammen des rotationssymmetrischen McKenna-Brenners gemessenen direkten Absorptionsspektren werden genutzt, um die für die gewählten quantenmechanischen Übergänge erforderlichen Parameter neu zu ermitteln. Hierfür müssen die sichtintegrierten Spektren in lokale Größen umgeformt werden. Dieses erfolgt mit Hilfe eines eigens für diese Arbeit entwickelten, rauschunempfindlichen Abeltransformationsalgorithmus. Nach Bestimmung der quantenmechanischen Parameter ist es möglich, die Spektren in Bezug auf ihre Temperatur und ihren Wassergehalt zu untersuchen. Beide Verfahren, direkte und wellenlängenmodulierte Absorptionsspektroskopie, werden nachfolgend an den gleichen Flammen des McKenna-Brenners qualifiziert.

Das neu entwickelte Diagnostiksystem wurde anschließend zunächst an der Überschallbrennkammer des Instituts für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt an der Universität Stuttgart erfolgreich eingesetzt. Die Untersuchungen finden innerhalb der Reaktionszone statt. Die im Experiment vorherrschenden Störsignale erfordern die Verwendung der gegen Rauschen robusten wellenlängenmodulierten Absorptionsspektroskopie. Im Vergleich zu numerisch ermittelten Daten zeigt sich eine Übereinstimmung im Wassergehalt, allerdings auch eine Asymmetrie in der Temperatur, was durch den nicht symmetrischen Injektor erklärt werden kann.

Darüber hinaus wurden erfolgreich Messungen am Drummond-Tunnel, einem Stoßwindkanal an der University of Queensland in Australien, durchgeführt. Hier kamen zu einem hohen Rauschniveau noch kurze Messzeiten, rund 1 ms, als Herausforderung für die Messmethode hinzu.

In einem theoretischen Teil wird am Beispiel von atomarem Sauerstoff beschrieben, wie sich die Messmethoden im Allgemeinen auch für die hochenthalpen Plasmaströmungen am Institut für Raumfahrtsysteme nutzen lassen. Empfehlungen für die Durchführung von zukünftigen Messungen werden abgeleitet.

In dieser Arbeit wird somit insgesamt nachgewiesen, dass das neu entwickelte Diagnostiksystem Temperaturen von 1300 K bis 2300 K bei einem Stoffanteil von Wasser zwischen 0,08 und 0,34 sogar in rauen Umgebungen mit guter Genauigkeit messen kann.

Abstract

This thesis addresses diode laser spectroscopy for the analysis of high temperature flows. A non-intrusive measurement system for the determination of temperature and water vapour mass fraction in a high enthalpy flow is designed, built and qualified. In this work quantum mechanical transitions of water in the region between 1994,7 nm and 1996,5 nm are analyzed. A surface emitting diode laser, which can be tuned over the wavelength, is used as the laser source. Two methods, direct and wavelength-modulated, absorption spectroscopy are presented, and their advantages and disadvantages are discussed. Both methods are applied to different flow fields.

The direct absorption spectra measured on well characterized flames of the rotationally symmetrical McKenna burner are used to determine the parameters required for the selected quantum mechanical transitions. For this purpose, the line-of-sight spectra has to be converted into local values. The deconvolution was done using a noise resistant Abel transformation algorithm, developed especially for this work. Knowing the quantum mechanical transition parameters allows the measurement of temperature and water content of arbitrary, water containing flows. Both methods, direct and wavelength modulated absorption spectroscopy are successfully qualified on the same flames of the McKenna burner.

The diagnostic system developed has been successfully used in the supersonic combustion chamber of the Institute of Aerospace Thermodynamics at the University of Stuttgart. The investigations took place within the reaction zone. The noise level generated by combustion requires the use of noise resistant wavelength modulated absorption spectroscopy. Comparing the results to numerically determined data, there is an agreement in the water content but also an asymmetry in the temperature, which can be explained by the nonsymmetrical injector.

Measurements were also successfully taken in the Drummond tunnel, a shock tunnel at The University of Queensland in Australia. In addition to the noise level, extremely short test times, around 1 ms, provide additional challenges.

In a theoretical section, a proposed implementation of the measurement methods in the high enthalpy plasma flows at the Institute of Space Systems is presented. An example is given targeting atomic oxygen. Recommendations for the implementation of future measurements are given.

In summary, this work demonstrates that the developed diagnostic system can measure temperatures from 1300 K to 2300 K with a water vapour mole fraction between 0.08 and 0.34 in harsh environments.

1. Einleitung

1.1. Motivation und Konzept

Der Start einer Trägerrakete von einem der vielen Startplätze dieser Welt ist ein oft gezeigtes und uns daher bekanntes Bild. Seit dem Jahr 2000 sind pro Jahr im Mittel 77,5 Trägerraketen erfolgreich gestartet worden, wobei die Anzahl der Starts pro Jahr leicht, um rund zwei Starts pro Jahr, zunimmt [1]. Auf Grund von aktuellen und zukünftigen Konstellationenprogrammen, z. B. Starlink, dem notwendigen Ersatz von ausgedienten Satelliten, der Mondmission Artemis und langfristig geplanten interplanetaren Missionen, z. B. zum Mars und zum Jupiter, ist ein Ende dieses Trends nicht abzusehen [2]. Die Wirtschaftlichkeit der Trägerrakete spielt indes eine immer wichtigere Rolle. Der Wunsch, den interplanetaren Raum weiter und zum Teil bemannt zu erforschen, führt darüber hinaus zu immer höheren Massen- und Antriebsanforderungen. Eine bessere Wirtschaftlichkeit sowie höherer Massen- und Antriebsbedarf sind nur dann zu erreichen, wenn die Grenzen des bisher Möglichen erweitert werden.

Ein vielversprechendes Konzept, um größere Nutzlasten bei gleichzeitiger Wiederverwendbarkeit großer Strukturteile zu erreichen, stellen die horizontal startenden Two-Stage-to-Orbit Konzepte mit luftatmender erster Stufe dar [3]. Der große Vorteil von luftatmenden Triebwerken im Vergleich zu konventionellen Raketenantrieben liegt in der Verwendung des Luftsauerstoffs als Oxidator. Dieser macht bei gewöhnlichen Raketen immerhin 62% der Gesamtmasse aus. Die hohen benötigten Flugmachzahlen bis Mach 10 sind nicht durch Turboluftstrahltriebwerke, sondern nur mit Staustrahltriebwerken, so genannten Ramjets, zu erreichen. Wird die Strömung in der Brennkammer nicht auf Unterschall verzögert, spricht man von einem Supersonic-Combustion-Ramjet (Scramjet). Bild 1.1 zeigt die schematische Darstellung eines Scramjetantriebs. Die von links kommende Hyperschallströmung wird durch die eingezeichneten Stöße, hier schwarz gestrichelt, ausgehend von den Kanten des Einlaufs, komprimiert. Der Isolator entkoppelt den Einlauf von der Brennkammer. In der Brennkammer wird Treibstoff, z. B. durch den hier dargestellten Injektor, in die Strömung eingebracht. Der Treibstoff entzündet sich selbst und verbrennt. Die Düse expandiert das Gas und wandelt dabei die thermische in kinetische Energie um. Ein weiterer Vorteil luftatmender Triebwerke ist die flexiblere Wahl eines Startplatzes, da dieser im Vergleich zu konventionellen Raketen auch fernab des Äquators liegen kann [3].

Bei Staustrahltriebwerken, vor allem bei supersonischer Verbrennung in Scramjets, ist die Auf-

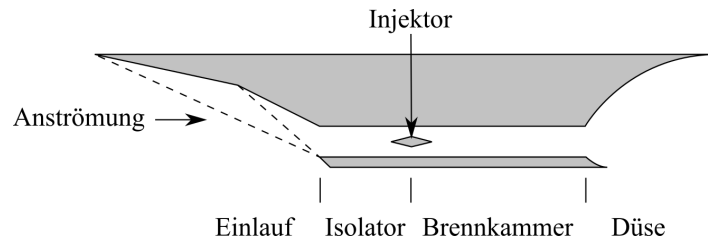


Bild 1.1.: Schematische Darstellung eines Scramjetantriebs

enthaltendauer des Brennstoffs in der Brennkammer stark limitiert. Ein hoher Wirkungsgrad kann nur dann erreicht werden, wenn der Brennstoff gut mit der komprimierten Luft vermischt wird und durch die Verbrennung thermische Energie in die Strömung eingebracht wird. Die Temperatur und der Wassergehalt der Strömung ist ein gutes Maß, um festzustellen, wie effektiv eine Verbrennung abläuft und daher von höchstem Interesse [4]. Ein besonderes Gewicht kommt hierbei der Zone hinter den Injektoren, in denen die Durchmischung stattfindet und der Treibstoff mit der Luft reagiert, zu. Durch die Vermessung der beiden Parameter Temperatur und Wassergehalt lassen sich unterschiedliche Vermischungskonzepte bewerten und vergleichen. Darüber hinaus können die Ergebnisse genutzt werden, um numerische Simulationen zu validieren.

Die Untersuchung der Verbrennung in einer Überschallbrennkammer erfolgt in dieser Arbeit mittels Absorptionsspektroskopie. Die Wahl eines optischen, nicht intrusiven Messverfahrens ist dadurch begründet, dass es zum einen kaum Materialien gibt, die den hohen Wärmestromdichten und Temperaturen auf Dauer widerstehen würden. Zum anderen würden die Strömungen durch die Einbringung eines Messobjekts verändert werden, so dass eine von der eigentlichen Strömung abweichende Situation untersucht werden würde. Die Vorteile der Absorptionsspektroskopie liegen neben dem nicht intrusiven Verfahren in der Möglichkeit, mit einer Messung gleichzeitig die Temperatur und die Teilchendichte bestimmen zu können. Darüber hinaus existieren Verfahren, die eine Widerstandsfähigkeit gegen die bei der Verbrennung entstehenden Vibrationen und dadurch entstehendes Rauschen aufweisen.

Mit der Erforschung von Scramjetantrieben, speziell mit der Strömung, der Vermischung und der Verbrennung in der Überschallbrennkammer, beschäftigt sich die Arbeitsgruppe Überschallverbrennung am Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt (ITLR) an der Universität Stuttgart. Für Experimente steht eine Brennversuchsanlage zur Verfügung, mit der Flugmachzahlen bis zu Mach 7 simuliert werden können [5].

Am Institut für Raumfahrtsysteme (IRS) der Universität Stuttgart wird unter anderem am atmosphärischen Wiedereintritt geforscht. Der Wiedereintritt wird experimentell durch Plasmageneratoren nachgestellt. Mithilfe hochenthalper Plasmaströmungen lassen sich Materialien auf ihre Eignung als Wärmeschutzschild testen und ihr Verhalten beim Wiedereintritt untersuchen, um so ein Thermalschutzsystem entwickeln zu können. Dieses eröffnet die Möglichkeit, mehr Nutzlast in das Raumfahrtsystem zu integrieren oder Gewicht und dadurch Kosten zu

sparen [6]. Durch die hohen Flugmachzahlen und die Konturen von Hyperschallfluggeräten sind die untersuchten Materialien und die Ergebnisse auch auf das Feld der Scramjets übertragbar.

Trotz unterschiedlicher Druckregime, 4 Pa bis 15000 Pa am IRS [7, 8] und 0,6 bar bis 1 bar am ITLR [9], haben beide Forschungseinrichtungen gemein, dass sie sich mit strömenden Medien bei hohen Enthalpien beschäftigen und dass diese Strömungen gut charakterisiert werden müssen, um Vergleiche mit Flugexperimenten und numerischen Simulationen durchführen zu können. Die Arbeitsgruppe Diagnostik hochenthalper Strömungen (HEFDiG von engl. High Enthalpy Flow Diagnostics Group) am IRS nutzt und entwickelt Verfahren zur Untersuchung eben solcher Strömungen. Von besonderem Interesse sind die Parameter Enthalpie, Temperatur, Druck, Teilchendichte und Geschwindigkeit, da diese für die Nachbildung, zum Teil über Ähnlichkeitstheorien, relevante Parameter sind. Sie werden über intrusive und optische Verfahren ermittelt. Unter anderem entwickelte HEFDiG Verfahren zur Messung von Enthalpie [10], Temperatur [11, 12, 13, 14], Wärmestromdichte [15], Teilchendichten [16, 17, 14, 18], Geschwindigkeit [16], Materialabbrandraten [19] und Gaszusammensetzungen [20, 12].

1.2. Stand der Forschung

Schon kurz nach der Entwicklung der Diodenlaser in den späten 1970ern erkannte man die Anwendungsmöglichkeiten für die Absorptionsspektroskopie. Erste Untersuchungen auf dem Gebiet der Diodenlaserspektroskopie hatten das Ziel, Spurengase zu detektieren, CO und NO bei einer Wellenlänge um $10,537\ \mu\text{m}$ [21], Kohlenstoffmonoxidausstoß von Autos auf Straßen bei $4,7\ \mu\text{m}$ [22] und Schwefeldioxid bei $8,757\ \mu\text{m}$ [23]. Die oben genannten Untersuchungen wurden alle an Gasen bei Raumtemperatur durchgeführt. Schon bald darauf wurden Verbrennungsgase auf Bildung von CO_2 mittels Diodenlaser untersucht [24]. Diese Messungen wurden bei einer Wellenlänge von $4,815\ \mu\text{m}$ durchgeführt und es konnten Temperaturen bis zu 2000 K ermittelt werden. In den folgenden Jahren wurden die Messverfahren weiterentwickelt und auf unterschiedlichste Problemstellungen angewandt, so z. B. bei der Verbrennung von Kohle [25], in Stoßwindkanälen [26], als Flugexperiment auf einem Flugzeug zur Messung der Luftfeuchtigkeit der Atmosphäre [27] und für die Untersuchung von Flugzeugtriebwerken [28]. Anfang der 1990er Jahre wurde ein Verfahren entwickelt, um das Signal-zu-Rauschverhältnis (SNR aus dem Englischen Signal-to-noise ratio) entscheidend zu verbessern, das auf der Detektion von harmonischen Signalen basiert [29]. Die Entstehung dieser Signale und deren Detektion wird bei Supplee et al. [30] und bei Kluczynski et al. [31] beschrieben. Beide Messverfahren, direkte Absorption und harmonische Detektion, wurden auf einzelnen Komponenten eines Scramjets Antriebes angewandt. Untersucht wurden der Einlauf [32], der Bereich der expandierenden Düse [33, 34, 35] und das Ende der Brennkammer [34]. Eine gute Zusammenfassung über die Anwendung der Absorptionsspektroskopie in der Verbrennung findet sich bei Bolshov et al. [36].

Neben der Entwicklung neuer Messverfahren wurde auch in der Lasertechnologie ein Schritt

nach vorne gemacht. Ein neuer Diodenlasertyp, Vertical Cavity Surface Emitting Laser Diode (VCSEL), in deutsch oberflächenemittierender Diodenlaser, brachte neue Möglichkeiten, vor allem mit anderen Wellenlängenbereichen als bei den bis dahin genutzten Distributed Feedback Lasern (DFB), mit sich. VCSEL-Dioden wurden erfolgreich in der Absorptionsspektroskopie bei der Messung von Methan [37] und von Wasserdampf bei Raumtemperatur [38] und bis 1000 K [39] verwendet.

Am IRS wurden absorptionsspektroskopische Messungen mit Hilfe von Gastwissenschaftlern an Plasmawindkanälen durchgeführt [40]. Hierbei wurden die Temperatur und die Teilchendichte des atomaren Sauerstoffs im Plasma ermittelt. Die Temperatur wurde über die Dopplerbreite der Absorption bestimmt. Diese Methode beinhaltet große Unsicherheiten und wird daher in der Absorptionsspektroskopie im Normalfall nicht angewandt. Weitere Absorptionsmessungen wurden bisher weder am IRS noch am ITLR durchgeführt.

Die in dieser Arbeit erwarteten Temperaturen von bis zu 2300 K überschreiten die bisher maximal gemessenen Temperaturen mit Wasser als absorbierende Spezies. Auch wurden bisher nur in seltenen Fällen VCSEL-Dioden verwendet. Darüber hinaus ist zu erwähnen, dass bisher nur Messungen am Übergang zwischen Brennkammer und Düse durchgeführt wurden. In dieser Arbeit wird die Vermischungs- und Verbrennungszone, also die Zone in der sich der Wasserstoff mit der Luft mischt und reagiert, untersucht. Dies stellt nach Kenntnis des Autors ein Novum dar.

1.3. Zielsetzung und Aufbau der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung, der Aufbau und die Anwendung eines Messverfahrens zur Bestimmung von Temperatur und Teilchenanzahl mittels Absorptionsspektroskopie. Die zu untersuchende Spezies ist Wasser, das bei der Verbrennung von Wasserstoff mit Sauerstoff entsteht und daher genutzt werden kann, um die Güte der Verbrennung zu bewerten. Als Laserquelle soll dabei eine VCSEL-Diode zum Einsatz kommen. Wie bei anderen Diodenlasern lässt sich die Wellenlänge der ausgesandten Strahlung langsam über die Temperatur und schnell über den Strom verändern. Hierdurch ist es möglich, die Wellenlänge über einen gewissen Wellenlängenbereich zu variieren. Darüber hinaus soll erwähnt werden, dass VCSEL-Dioden auch in großen Stückzahlen wirtschaftlich hergestellt werden können. Die beiden unterschiedlichen Messverfahren, direkte Absorptionsspektroskopie (DA) und wellenlängenmodulierte Absorptionsspektroskopie (WMS), sollen zunächst an den Flammen eines McKenna-Brenners erprobt und validiert werden. Die Ergebnisse der direkten Absorptionsmessung werden hierbei genutzt, um die HITRAN2012 Datenbank zu verbessern, was die Auswertung der WMS-Messungen erst ermöglicht. Nachfolgend werden WMS-Messungen an der Überschallbrennkammer des ITLRs und am Drummond-Stoßwindkanal der University of Queensland in Brisbane durchgeführt. Die Methoden und Erkenntnisse lassen sich auch auf potenzielle Messungen an Plasmaströmungen

am IRS übertragen.

Als Erstes wird die Theorie zur Absorption im Allgemeinen und dann zu den zwei unterschiedlichen Messmethoden im Speziellen in Kapitel 2 erläutert. Zusätzlich wird das Verfahren der Back oriented Schlieren (BOS) erläutert, das zur zeitlichen Vermessung der Flammenbreite am McKenna-Brenner zum Einsatz kam. Ein weiteres Kapitel befasst sich mit dem für diese Arbeit entwickelten rauschunempfindlichen Abeltransformationalgorithmus. Das nachfolgende Kapitel 4 beschreibt den experimentellen Aufbau, inklusive der verwendeten Hardware. In Kapitel 5 werden die unterschiedlichen Versuchsanlagen, McKenna-Brenner, die Überschallverbrennungsanlage des ITLRs und der Drummond-Stoßwindkanal beschrieben. Kapitel 6 befasst sich mit den Anwendungen der Messverfahren an den verschiedenen Versuchsanlagen und stellt die Ergebnisse der Messungen vor. Es folgt die Betrachtung von potenziellen Messungen an Plasmawindkanälen. Das abschließende Kapitel 7 enthält eine Zusammenfassung und gibt einen kurzen Ausblick für zukünftige Arbeiten.

2. Grundlagen der Absorptionsspektroskopie

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Absorptionsspektroskopie detailliert erläutert. Hierbei werden, nach einer kurzen geschichtlichen Einführung, die physikalischen Modelle, auf denen Absorption und Emission basieren, erklärt. Nachfolgend wird dargelegt, welche Parameter, unter anderem Temperatur und Wassergehalt, zur Berechnung der Absorption notwendig sind und wie Absorptionsspektren simuliert werden können. Daran anschließend werden zwei unterschiedliche Messmethoden der Diodenlaserspektroskopie beschrieben sowie ihre Vor- und Nachteile diskutiert. Die beiden Messmethoden sind die direkte Absorptionsspektroskopie (DA) und die wellenlängenmodulierte Absorptionsspektroskopie (WMS). Beide Verfahren werden in dieser Arbeit zur Messung von Absorptionsspektren angewandt. Außer den Messverfahren selbst wird auch die Auswertung der gemessenen Spektren vorgestellt. Das Kapitel schließt mit Auswahlregeln zur Bestimmung eines für Messungen geeigneten Wellenlängenbereichs.

2.1. Geschichtliche Einführung

Die dunklen Linien im Sonnenspektrum, siehe Bild 2.1, wurden von Joseph Fraunhofer im Jahre 1817 katalogisiert und später nach ihm benannt [41]. Allerdings konnte Fraunhofer die Entstehung dieser Linien nicht erklären.

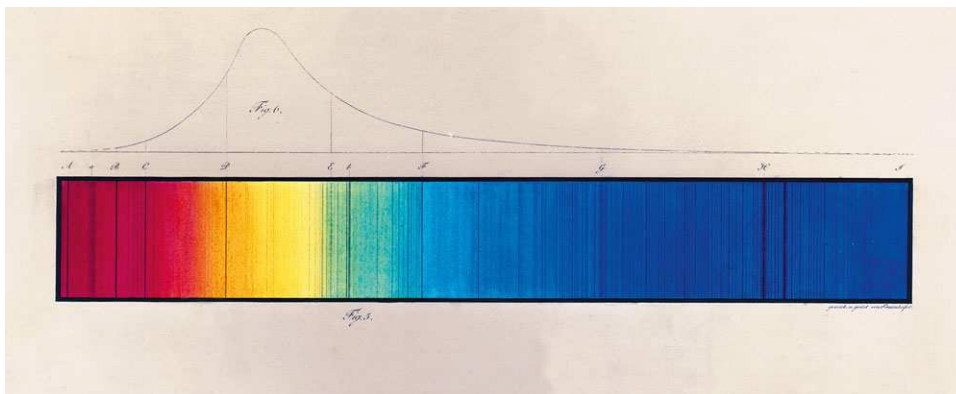


Bild 2.1.: Fraunhoferlinien von Joseph von Fraunhofer gezeichnet und kolorierte Darstellung des Sonnenlichts [42]

Dies gelang Kirchhoff und Bunsen, die um 1860 zeigten, dass sich aus der Position der Linien, der Absorptionswellenlänge, bestimmen lässt, welche Gase das Licht auf seinem Weg bis zum Betrachter passiert hat [43]. Sie schlossen, dass die Linien im Sonnenspektrum durch Absorption in der Gasatmosphäre der Sonne entstehen und konnten diese Gase zudem bestimmen. Allerdings werden einige Linien auch durch Absorption in der Erdatmosphäre erzeugt.

2.2. Absorption und Emission

Das physikalische Prinzip der Absorption und Emission von Strahlung ist in Bild 2.2 an der Wechselwirkung eines Strahlungsfelds in einem Zwei-Niveau-System dargestellt. Wenn die Energie eines Photons dem Energieunterschied zwischen zwei Energieniveaus entspricht, so kann ein Teilchen im unteren Zustand E_1 das Photon aufnehmen und gelangt somit in den oberen Energiezustand E_2 . Die Energie eines Photons berechnet sich aus

$$E_2 - E_1 = h f , \tag{2.1}$$

mit h dem Planckschen Wirkungsquantum und der Frequenz f . Die Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit für solch einen Übergang W_{12} beträgt

$$W_{12} = B_{12} \rho , \tag{2.2}$$

mit dem Einstein-Koeffizient der induzierten Absorption B_{12} und der spektralen Energiedichte ρ .

Der in der Mitte des Bildes dargestellte Prozess ist die stimulierte oder induzierte Emission. Ein Photon im Strahlungsfeld kann Atome im angeregten Zustand 2 dazu veranlassen, ein Photon zu emittieren. Auch dieser Prozess ist an eine Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit W_{21} gekoppelt

$$W_{21} = B_{21} \rho , \tag{2.3}$$

mit B_{21} dem Einstein-Koeffizient der induzierten Emission. Hierbei entstehen gleichartige Photonen. Dieses Verhalten spielt vor allem in der Erzeugung von Laserstrahlung eine Rolle, nicht aber bei der Absorption in den hier vorherrschenden Strahlungsfeldern.

Der dritte beschriebene Fall ist die spontane Emission. Ein angeregtes Atom kann auch ohne äußeren Einfluss ein Photon emittieren. Diese Emission ist daher unabhängig vom Strahlungsfeld und wird durch den Einsteinkoeffizient der spontanen Emission, ebenfalls eine Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit, A_{21} ausgedrückt [44]. Die genannten Koeffizienten sind miteinander gekoppelt, sodass sie sich ineinander umrechnen lassen [45].

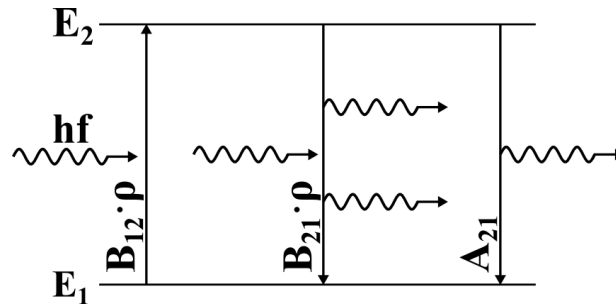


Bild 2.2.: Wechselwirkung zwischen einem Strahlungsfeld und einem Zwei-Niveau-System

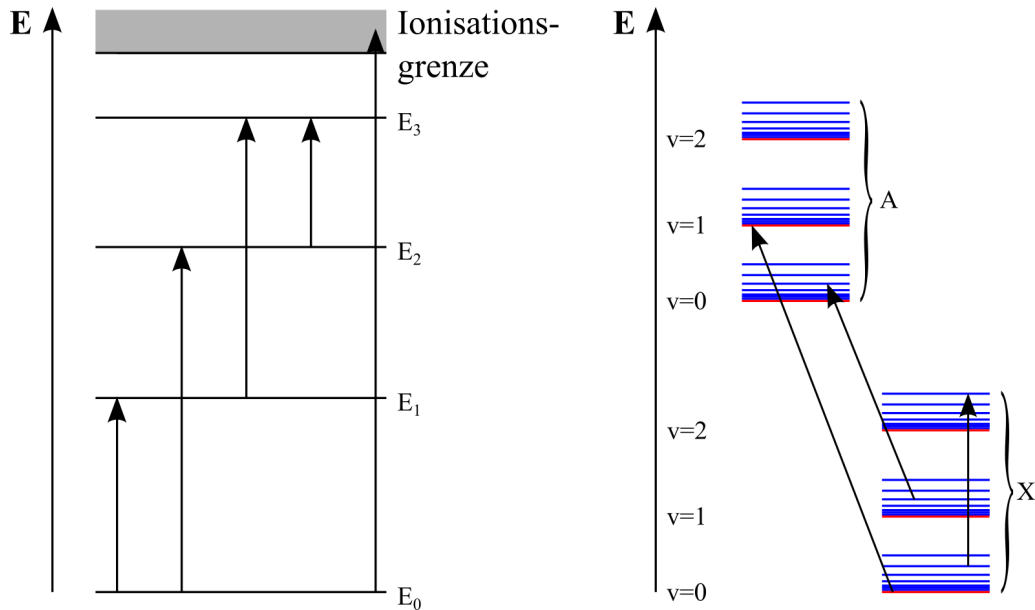


Bild 2.3.: Energieschema für Atome, links, und Moleküle, rechts (Vibrationsniveaus rot, Rotationsniveaus blau)

Atome und Moleküle weisen unterschiedliches Absorptionsverhalten auf, dieses ist für Atome und Moleküle schematisch in Bild 2.3 dargestellt und wird nachfolgend erklärt.

Bei Atomen, links in Bild 2.3, kann nur das Elektron im Valenzband auf ein höheres Niveau gehoben werden. Die diskreten Energieniveaus bestimmen die Energie und damit die Wellenlänge der zu absorbierenden Photonen. Die Absorption kann nur dann erfolgen, wenn dieser Übergang erlaubt ist. Hierfür müssen die Forderungen der Auswahlregel erfüllt sein [46]. Ein Elektron in einem angeregten Zustand kann durch ein weiteres Photon weiter angehoben werden. Bei diesen Prozessen entstehen im über die Wellenlänge kontinuierlichen Licht Absorptionslinien an diskreten Wellenlängen. Übersteigt die Energie des Photons die für die Ionisation notwendige Energie, so wird das Atom ionisiert. Da hierbei die Energie des Photons beliebig ist, bildet sich über dieser Grenze eine kontinuierliche Absorption. Darüber hinaus besteht noch die Möglichkeit, dass die Energiedifferenz der zwei Niveaus durch die gleichzeitige Absorption von mehreren Photonen überwunden wird. Die Wahrscheinlichkeiten für diese Absorption ist jedoch sehr gering, weshalb dieses Phänomen hier nicht betrachtet wird. Fällt ein Elektron aus

einem angeregten Zustand zurück auf ein niedrigeres Energieniveau, so wird Licht, entsprechend des Unterschieds der Energieniveaus, emittiert. Die Emission ist der inverse Prozess zur Absorption.

Durch weitere Freiheitsgrade bei Molekülen, rechts in Bild 2.3, nämlich Rotation und Vibration, muss das Energieschema erweitert werden. Jedes Vibrationsniveau, rote Linien, hat eine gewisse Anzahl an Rotationsübergängen, blaue Linien. Auch die hier gezeigten Übergänge finden auf diskreten Wellenlängen und damit diskreten Energien statt. Durch die geringen Unterschiede in den unterschiedlichen Niveaus liegen diese Übergänge näher beieinander und lassen sich zu Rotationsbanden zusammenfassen. Auch für die Übergänge an Molekülen gelten die Auswahlregeln. Durch Schrödingers Forschung in der Quantentheorie können die Positionen, an denen Absorption auftritt, berechnet werden [46].

Durch die Absorption entsteht eine Differenz zwischen der ausgesandten und der transmittierten Strahlungsintensität. Das Verhältnis der Intensitäten ist im Lambert-Beerschen Gesetz wiedergegeben und erläutert den Zusammenhang mit dem Absorptionskoeffizienten

$$\alpha(\lambda) L = -\ln \left(\frac{I_t(\lambda)}{I_{aus}(\lambda)} \right) = -\ln(\tau(\lambda)) , \quad (2.4)$$

mit α dem Absorptionskoeffizienten, L der Länge des Absorptionspfades, I_t der transmittierten Strahlungsintensität, I_{aus} der ausgesandten Strahlungsintensität, τ der Transmission und λ der Wellenlänge [47]. Diese Gleichung ist nur gültig, wenn über die Länge des Absorptionspfades der Absorptionskoeffizient konstant ist, also die Bedingungen konstant sind.

2.3. Linienprofile

Bei feiner spektraler Zerlegung der elektromagnetischen Strahlung kann beobachtet werden, dass Strahlung mit einem Linienprofil ϕ symmetrisch um die Zentralwellenlänge λ_0 herum absorbiert wird. Man unterscheidet zwischen homogenen Verbreiterungsmechanismen, bei denen ein Lorentzprofil, und inhomogenen Verbreiterungsmechanismen, bei denen ein Gaussprofil entstehen. In Bild 2.4 sind exemplarisch ein Lorentzprofil in Blau und ein Gaussprofil in Rot dargestellt. Die Profile werden durch ihre Halbwertsbreite (HWHM aus dem englischen half width half maximum) beschrieben. Diese Breite reicht vom Maximum des Profils bis zu der Stelle, an welcher der Funktionswert die Hälfte des Maximums erreicht. Im Falle des abgebildeten Gaussprofils beträgt der Maximalwert der Funktion 0,47. Auf Höhe des halben Werts, 0,47/2 wird der Schnittpunkt mit dem Profil ermittelt. Die Differenz der zugehörigen x-Werte ist die HWHM, wie in Bild 2.4 illustriert. Der Bereich innerhalb der Halbwertsbreite vom Zentrum des Übergangs wird Linienkern genannt, die Bereiche außerhalb bezeichnet man als Linienflügel. Das Linienprofil weist Abhängigkeiten von z. B. Temperatur, Druck, Teilchendichte und Geschwindigkeit der absorbierenden Spezies auf. Um den Einfluss dieser Parameter quantifizieren

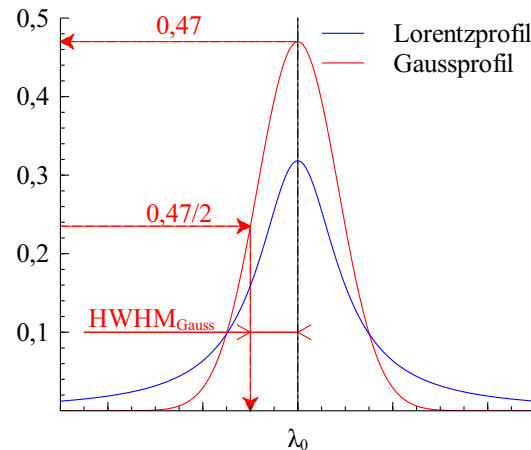


Bild 2.4.: Lorentz- und Gaussprofil

und somit später messen zu können, werden die Einflüsse auf das Linienprofil in den folgenden Unterkapiteln erläutert.

2.3.1. Natürliche Linienbreite

Die natürliche Linienbreite resultiert aus der Heisenbergschen Unschärferelation, wonach nur zeitlich stabile Systeme eine scharf definierte Energie besitzen. Da angeregte Atome und Moleküle aber zeitlich instabil sind, unterliegen die Übergänge einer Unschärfe. Sowohl das untere als auch das obere Energieniveau eines Übergangs haben eine Unschärfe. Aus dieser Unschärfe resultiert eine homogene Verbreiterung, es entsteht ein Lorentzprofil mit der Form

$$\phi_L = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_n}{(\lambda - \lambda_0)^2 + \gamma_n^2}, \quad (2.5)$$

mit ϕ_L dem Lorentzprofil und γ_n der HWHM der natürlichen Verbreiterung [44]. Ein Lorentzprofil mit einer Halbwertsbreite von eins ist in Bild 2.5 in Blau zu finden. Es ist zu erkennen, dass acht Halbwertsbreiten nicht ausreichen, um das Profil gegen null laufen zu lassen. Integriert man das Profil von $-\infty$ bis ∞ erhält man als Fläche unter der Kurve eins.

Die natürliche Linienbreite lässt sich für einen Übergang von einem angeregten Zustand in den Grundzustand über den Einsteinkoeffizienten der Emission berechnen [48]:

$$\gamma_n = \frac{A_{21}}{2\pi c}, \quad (2.6)$$

mit der Kreiszahl π und der Lichtgeschwindigkeit c .

Obwohl die natürliche Linienbreite vom Absorptionsübergang abhängig ist, lassen sich Bereiche für ihre Breite angeben. Moleküle im infraroten Wellenlängenbereich haben eine natürliche Li-

nienbreite von einigen 10^{-6} nm [49]. Die natürliche Linienbreite ist damit fünf Größenordnungen kleiner als die im Folgenden vorgestellte Stoßverbreiterung. Damit ist auch ihre Auswirkung auf das Gesamlinienprofil vernachlässigbar, weshalb sie im weiteren Verlauf dieser Arbeit nicht berechnet und verwendet wird.

2.3.2. Stoßverbreiterung

Die Anzahl der Stöße nimmt mit steigender Temperatur und Teilchenanzahl zu, deshalb wird die Stoßverbreiterung auch oft Druckverbreiterung genannt. Wie die natürliche Linienbreite ist die Stoßverbreiterung ebenfalls homogen und erzeugt dementsprechend ein Lorentzprofil. Sie entsteht durch die Wechselwirkung der Energieniveaus von Teilchen, die sich nahe kommen, also stoßen. Die Verschiebung der Niveaus hängt hierbei von der Art der Teilchen ab. Aus diesem Grund wird in einen Eigenverbreiterungs- und einen Fremdverbreiterungsanteil unterschieden. Durch die Stöße kommt es außerdem zu einer Druckverschiebung der Zentralwellenlänge λ_0 .

Die Berechnung der Druckverbreiterungen aus quantenmechanischen Betrachtungen ist sehr komplex und fehlerbehaftet, weshalb oft auf spektroskopische Datenbanken zurückgegriffen wird. Bei einer Absorptionswellenlänge von 2000 nm liegt die HWHM der Stoßverbreiterung für Wasser bei einem Druck von einer Atmosphäre und 2000 K im Bereich von 0,048 nm für die Eigenverbreiterung und 0,008 nm für die Fremdverbreiterung durch Luft, berechnet aus HITRAN2012 [50]. Beide Anteile der Stoßverbreiterung sind temperaturabhängig, können aber unterschiedlich starke Abhängigkeiten aufweisen. Die beiden Anteile, Eigen- und Fremdverbreiterung, können bei einem Lorentzprofil addiert werden, um die Gesamtbreite aus der Faltung der zwei Profile zu erhalten. Die Verschiebung der zentralen Wellenlänge ist ebenfalls für jeden Übergang in Datenbanken wie HITRAN2012 katalogisiert.

Bei weiter steigendem Druck wird der Prozess der Linienverschmälerung relevant. Mit höherem Druck steigt die Anzahl der Stöße pro Zeit. Dieses hat zur Folge, dass sich in der Zeitspanne der Absorption die Bewegungsrichtung häufiger ändert. Dies wiederum führt dazu, dass die Absorptionslinie schmaler wird. Mathematisch lässt sich dieser Effekt durch die Einführung eines Verschmälerungsfaktors, wie ausführlich in der Dissertation von Varghese [51] und etwas kürzer in Varghese und Hanson [52] beschrieben, darstellen. Da auch der Effekt der Linienverschmälerung abhängig vom Übergang und der absorbierenden Spezies ist, aber keine Daten hierzu in den Datenbanken vorliegen, konnte er vor den Messungen für den untersuchten Druck- und Temperaturbereich nicht vorhergesagt werden.

Folglich musste experimentell bestimmt werden, ob der Effekt der Linienverschmälerung auftritt und wenn ja, wie groß dieser pro Übergang, Druck und Temperatur ist.

Der in Ouyang und Varghese [53] beschriebene Code wurde für eine Untersuchung des Effektes zur Verfügung gestellt. Mit dem Code lässt sich der Linienverschmälerungsfaktor von gemessenen Absorptionsspektren bestimmen. Die Untersuchung innerhalb dieser Arbeit ergab, dass im

Bereich bis 2200 K bei rund einer Atmosphäre keine messbare Linienverschmälerung bei der Absorption durch Wasser um 2000 nm auftritt. Folglich wird der Effekt der Linienverschmälerung in der weiteren Arbeit nicht mehr betrachtet.

2.3.3. Dopplerverbreiterung

Die Dopplerverbreiterung entsteht durch die Bewegung der absorbierenden Teilchen in Bezug auf den Geschwindigkeitsvektor der Photonen. Bei thermischem Gleichgewicht haben die Teilchen eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung, das zu einem Gaussprofil ϕ_G

$$\phi_G = \frac{\ln(2)}{\sqrt{2\pi}\gamma_D} \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2 \ln(2)}{2\gamma_D^2}\right), \quad (2.7)$$

mit γ_D der HWHM der Dopplerverbreiterung führt. Ihre Berechnung erfolgt über

$$\gamma_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2 \ln(2) k T}{m_{abs}}}, \quad (2.8)$$

mit k als Boltzmann-Konstante, der Temperatur T und m_{abs} als Masse eines absorbierenden Teilchens [48]. Man sieht, dass die Dopplerbreite mit steigender Temperatur proportional zu \sqrt{T} und linear mit der Wellenlänge ansteigt. Auch beim Gaussprofil ist der Flächeninhalt unter der Kurve eins. Ein Gaussprofil mit einer HWHM von eins ist in Bild 2.5 in Rot dargestellt. Im Vergleich zum ebenfalls dargestellten Lorentzprofil der gleichen Halbwertsbreite erkennt man, dass das Gaussprofil einen höheren Maximalwert hat und im Bereich der Linienflügel schneller gegen null geht.

Die Dopplerverbreiterung bei 2000 K um 2000 nm für Wasser beträgt rund 0,0075 nm und ist damit ungefähr so groß wie der Fremdverbreiterungsanteil der Druckverbreiterung.

2.3.4. Voigtprofil

Eine gemessene Absorptionslinie weist eine Überlagerung der zwei beschriebenen Profile auf, was mathematisch gesehen einer Faltung entspricht. Die Faltung einer Funktion g mit einer Funktion h wird durch die folgende Formel beschrieben.

$$g \times h(x) = \int_{\mathbb{R}^n} g(\zeta) h(x - \zeta) d\zeta \quad (2.9)$$

Im vorliegenden eindimensionalen Fall heißt dies, dass $g \times h$ der gewichtete Mittelwert der Funktion g mit den Gewichten h ist.

Bei der Faltung von Lorentz- und Gaussprofil entsteht ein Voigtprofil. Die Faltung dieser beiden Profile hat keine analytische Lösung. Daher wird in dieser Arbeit eine analytische Näherung von

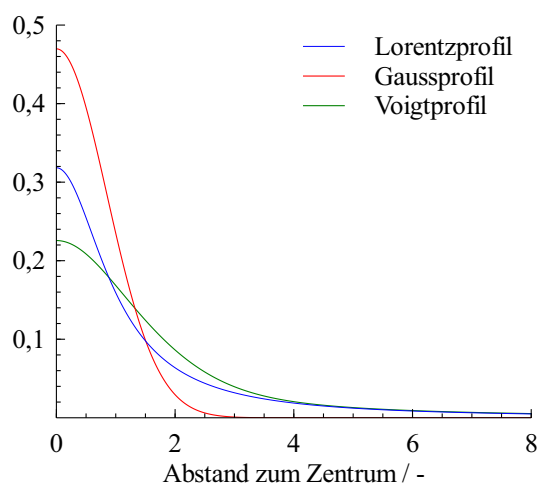


Bild 2.5.: Lorentz- und Gauss- und Voigtprofil mit Halbwertsbreite eins

Olivero und Longbothum [54] und Liu [55] verwendet. Ein mithilfe dieser Approximation erstelltes Voigtprofil mit gleichen Anteilen von Lorentz- und Gaussverbreiterung ist in Bild 2.5 in Grün zu sehen. Man kann erkennen, dass das Voigtprofil im Linienkern vom Gaussprofil dominiert wird, in den Linienflügeln sich jedoch dem Lorentzprofil annähert. Bei der Faltung zweier Profile multiplizieren sich ihre Flächeninhalte, weshalb auch das Voigtprofil einen Flächeninhalt von eins besitzt.

Mit den hier vorgestellten Verbreiterungsmechanismen lässt sich die Absorption in Abhängigkeit von Temperatur, Druck, Wellenlänge und Masse des Absorbers berechnen und somit über einen Wellenlängenbereich gemäß ihres physikalischen Verhaltens verteilen.

2.4. Simulation von Absorptionsspektren

Unter Zuhilfenahme der obigen theoretischen Grundlagen lassen sich Absorptionsspektren simulieren und so zur Auslegung des Messsystems, als Vergleich zu Messungen und zur Auswertung von Messungen nutzen. Im Falle von Atomen und zweiatomigen Molekülen lassen sich die Einstein-Koeffizienten über quantenphysikalische Gesetze und die Born-Oppenheimer-Näherung berechnen. In der Born-Oppenheimer-Näherung wird angenommen, dass sich die Zustände der Elektronen und der Atomkerne getrennt voneinander betrachten lassen. Diese Näherung fußt darauf, dass die Elektronen mit ihrer kleineren Masse sofort auf eine Änderung der trägen und schweren Kerne reagieren. Wie bei jeder Näherung gibt es auch hier Einflüsse, die vernachlässigt werden, was wiederum zu Abweichungen zwischen der Berechnung und der Realität führen. Dies gilt vor allem für größere Moleküle und Moleküle mit Dipolmomenten wie zum Beispiel Wasser [56]. Für die Simulation von größeren Molekülen werden im Allgemeinen Datenbanken wie HITRAN2012 [50] oder GEISA 2009 [57] verwendet. Bei der Simulation von

Tabelle 2.1.: Eingangsgrößen exemplarische Absorptionssimulation

Parameter	Wert
Temperatur T / K	2000
Druck p / atm	1
Molanteil Wasser χ_{H_2O} / -	0,25
Absorptionslänge L / m	0,04

Atomabsorption oder diatomigen Molekülen wird auf die NIST Datenbank zurückgegriffen [58].

Die einzelnen Schritte der Simulation werden im Folgenden am Beispiel eines Luft-Wasser-Gemisches, wie es sowohl bei der atmosphärischen Verbrennung als auch in der Brennkammer des ITLRs vorkommen kann, detailliert beschrieben. Nachfolgend wird auf die Unterschiede zur Simulation von Atomabsorption oder diatomigen Molekülen eingegangen.

Alle in diesem Kapitel beispielhaft gezeigten Simulationen basieren auf den in Tabelle 2.1 zusammengefassten physikalischen Parametern. Die Werte entsprechen typischen in den realen Anwendungen dieser Arbeit vorkommenden Werten für Temperatur, Druck, Molanteil Wasser, im Folgenden als Wassergehalt bezeichnet, und Absorptionslänge.

Aus einer Absorptionsdatenbank, in diesem Falle HITRAN2012, werden die Wellenzahl, die Linienstärke bei Referenztemperatur, das untere Energieniveau sowie Druckverbreiterungskoeffizienten für Eigen- und Fremdverbreiterung, der Temperaturexponent und die Druckverschiebung bei Referenztemperatur pro Übergang für den zu untersuchenden Wellenzahlbereich entnommen. Die Grenzen sollten hierbei etwas weiter gewählt werden als der real zu untersuchende Wellenzahlenbereich. Grund hierfür ist die Beeinflussung der gemessenen Absorption durch Absorptionen, die am Rand liegen und aufgrund ihrer Verbreiterung den zu untersuchenden Bereich beeinflussen. Die Linienstärke ist das Integral der Absorption eines Übergangs über die Wellenzahl, Wellenlänge oder Frequenz.

Die Wellenzahl ν , Wellenlänge λ und Frequenz f hängen wie folgt zusammen

$$\nu = 1/\lambda = f/c, \quad (2.10)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist. Die Wellenzahl wird typischerweise in $1/\text{cm}$, die Wellenlänge in nm oder μm und die Frequenz in Hz oder THz angegeben.

Ein Auszug aus der HITRAN-Datenbank mit zwei exemplarischen Übergängen, 1 und 2, ist in Tabelle 2.2 zu finden. Über die hier abgebildeten Daten hinaus sind in HITRAN noch Einstein-Koeffizienten, Entartungen der Niveaus und zu jedem einzelnen Wert eine Fehlerabschätzung und eine Quelle für die katalogisierten Werte genannt [50].

Die Parameter für Linienstärke, Luftverbreiterung und Eigenverbreiterung sind für eine Temperatur T_{ref} von 296 K katalogisiert und müssen folglich auf die in der Simulation gewählte

Tabelle 2.2.: Auszug für Wasser aus HITRAN2012

Parameter	Übergang 1	Übergang 2
Wellenzahl ν / cm^{-1}	5011,91144	5009,912338
Linienstärke @296 K $S(T_0)$ / $\text{cm}^{-1}/(\text{cm}^{-2} \text{ Molekül})$	$1,14 \cdot 10^{-27}$	$1,24 \cdot 10^{-27}$
HWHM Luftverbreiterung @296 K γ_{Luft} / $\text{cm}^{-1}/\text{atm}$	0,0403	0,0324
HWHM Eigenverbreiterung @296 K γ_{abs} / $\text{cm}^{-1}/\text{atm}$	0,235	0,221
Unteres Energieniveau E'' / cm^{-1}	2739,4277	3624,1792
Temperaturexponent Luft n_T / -	0,36	0,36
Druckverschiebung δ / $\text{cm}^{-1}/\text{atm}$	-0,02077	-0,0115722

Temperatur T umgerechnet werden. Für die Linienstärke erfolgt dies über

$$S(T) = S(T_{Ref}) \frac{Q(T_{Ref})}{Q(T)} \frac{1 - \exp(-\frac{hc}{kT\lambda_0})}{1 - \exp(-\frac{hc}{kT_{Ref}\lambda_0})} \exp\left(-\frac{hcE''}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{Ref}}\right)\right) \quad [50]. \quad (2.11)$$

Hierbei ist Q die innere Zustandssumme der absorbierenden Spezies und E'' ist der untere Energiezustand des betrachteten Übergangs. Die innere Zustandssumme ist ebenfalls in den betreffenden Datenbanken hinterlegt.

Die HWHM einer Druckverbreiterung lässt sich folgendermaßen auf die vorherrschende Temperatur T umrechnen

$$\gamma_L(T) = \gamma_L \left(\frac{T}{T_{Ref}}\right)^{n_T}, \quad (2.12)$$

wobei γ_L in HITRAN in $1/(\text{cm atm})$ angegeben ist und n_T den für jeden Übergang spezifischen Temperaturexponenten darstellt. Die Gesamtdruckverbreiterung berechnet sich aus den Anteilen der Eigen- $\gamma_{L,abs}$ und Fremdverbreiterung $\gamma_{L,Fremd}$ multipliziert mit dem Partialdruck

$$\gamma_{L,ges}(T) = (\gamma_{L,abs} \chi_{abs} + \gamma_{L,Fremd} (1 - \chi_{abs})) p. \quad (2.13)$$

Da in HITRAN für die Druckverbreiterung nur Parameter für Luft- und Eigenverbreiterung angegeben sind, wird für die Berechnung der Absorptionsspektren angenommen, dass der Fremdverbreiterungsanteil eine luftähnliche Verbreiterung zur Folge hat. Da in dieser Arbeit zumeist Wasserstoff in Luft verbrannt wird, ist diese Näherung die optimale Lösung. Ein weiteres Problem stellt der nicht vorhandene Temperaturexponent für die Eigenverbreiterung dar. In einem Artikel von Birk und Wagner wird über die Verwendung des Temperaturexponenten von Luft für die Eigenverbreiterung diskutiert [59]. Es wird festgehalten, dass der Temperaturexponent für Wasser im Bereich $\pm 0,2$ von dem jeweiligen Koeffizienten für Luft liegt, meist aber darüber. Im Artikel werden zwei Empfehlungen für die Verwendung ausgegeben. Entweder soll der Temperaturexponent für Luft als Temperaturexponent für die Eigenverbreiterung genutzt werden oder es sollen $0,2$ zu dem Koeffizienten hinzuaddiert werden. Für die Simulation wurde die

Tabelle 2.3.: Aus HITRAN2012 umgerechnete Werte für Parameter in Tabelle 2.1

Parameter	Übergang 1	Übergang 2
Wellenzahl ν / cm^{-1}	5011,890668	5009,900766
Linienstärke @2000 K $S(T)$ / $\text{cm}^{-1}/(\text{cm}^{-2} \text{ Molekül})$	$3,0680 \cdot 10^{-22}$	$1,3021 \cdot 10^{-22}$
Luftverbreiterung @2000 K HWHM γ_{Luft} / $\text{cm}^{-1}/\text{atm}$	0,0203	0,0163
Eigenverbreiterung @2000 K HWHM γ_{abs} / $\text{cm}^{-1}/\text{atm}$	0,1181	0,1111
Dopplerverbreiterung @2000 K HWHM γ_D / cm^{-1}	0,01891	0,01890

erste Empfehlung umgesetzt.

Für die Berechnung der Dopplerverbreiterung wird die Masse eines Wassermoleküls $m_{H_2O} = 1.247626963582050 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ benötigt. Die Formel für die Dopplerverbreiterung findet sich in Gleichung (2.7). Die Zentralwellenlänge des Übergangs wird noch um das Produkt von der Druckverschiebung und Druck korrigiert. Die umgerechneten und neu berechneten Werte für die zwei ausgewählten Übergänge finden sich in Tabelle 2.3. Das Linienprofil lässt sich nun mittels der in Kapitel 2.3.4 beschriebenen Approximation berechnen.

Mittels idealer Gasgleichung lässt sich die Anzahl der Teilchen pro Volumen berechnen. Diese Anzahl, multipliziert mit dem Molanteil, liefert dann die Anzahl der absorbierenden Spezies pro Volumen. Die Transmission berechnet sich dann zu

$$\tau(\nu) = \exp \left\{ - \sum_{i=1}^N S_i(T) \Phi_{V,i}(\nu) \frac{p}{kT} \chi_{H_2O} L \right\}. \quad (2.14)$$

Hierbei wird über die Anzahl N der Übergänge, im vorliegenden Beispiel zwei, summiert.

Beispielhaft wurde die Simulation im Wellenlängenbereich zwischen 1994,8 und 1996,4 nm durchgeführt. Das Ergebnis dieser Simulation, mit den beiden Übergängen 1 und 2 und den physikalischen Parametern aus Tabelle 2.1, ist in Bild 2.6 zu finden, in dem die Transmission über der Wellenlänge aufgetragen ist. Übergang 1 besitzt eine größere Linienstärke und sorgt daher, bei ähnlich breitem Profil wie Übergang zwei, für eine größere Absorption, welches gleichbedeutend mit einer geringeren Transmission ist. An der Zentralwellenlänge von Übergang 1 werden 99,28% der Strahlung transmittiert, bei Übergang 2 sind es 99,65%. Simulationen wie diese werden im Folgenden genutzt, um das Messsystem auszulernen und um Messungen durch Vergleich mit Simulationen auszuwerten.

Im Vergleich zu den großen Molekülen sind in Datenbanken wie NIST, die zur Berechnung von atomarer und diatomiger Molekülabsorption verwendet wird, keine Linienstärken enthalten. Allerdings sind alle Informationen, um diese berechnen zu können, hinterlegt. Die Umrechnung wird im Folgenden erläutert. Aus den in NIST gegebenen Parametern lässt sich der Wirkungs-

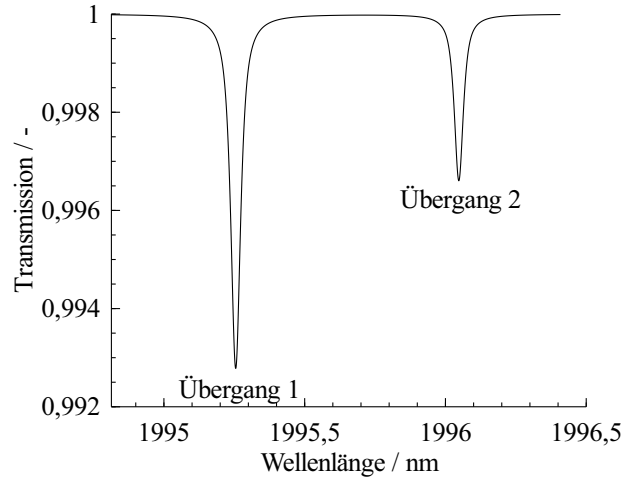


Bild 2.6.: Simulierte exemplarische Transmission

querschnitt eines Übergangs berechnen:

$$\sigma = \frac{1}{8\pi} \frac{g_1}{g_2} A_{21} \lambda_0^2. \quad (2.15)$$

Hier ist g die Entartung des unteren $_1$ beziehungsweise oberen $_2$ Zustands [45]. Der Wirkungsquerschnitt entspricht einer Wahrscheinlichkeit bezogen auf eine Fläche. Will man diesen Wirkungsquerschnitt in eine Linienstärke umrechnen, muss noch der Quotient aus Teilchen, die sich im unteren Zustand befinden, durch die Gesamtteilchenanzahl der Spezies pro Volumen berechnet werden. Die folgende Gleichung gilt unter der Annahme thermischen Gleichgewichts, das eine Boltzmann-Verteilung der Besetzungszahlen zur Folge hat [48]:

$$\frac{n_1}{n} = g_1 \frac{\exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right)}{Q(T)}, \quad (2.16)$$

mit n_1 Anzahl der Teilchen im Zustand 1, n Gesamtteilchenanzahl und Q der inneren Zustandssumme in Abhängigkeit von der Temperatur. Für Atome lässt sich die Zustandssumme gut aus den ersten fünf Zuständen inklusive des Grundzustands berechnen, da diese den größten Anteil der Zustandssumme ausmachen [60]:

$$Q(T) = \sum_{i=1}^5 \exp\left(\frac{-E_i}{kT}\right). \quad (2.17)$$

Somit lässt sich die Linienstärke wie folgt berechnen:

$$S(T) = g_1 \frac{\exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right)}{Q(T)} \frac{1}{8\pi} \frac{g_2}{g_1} A_{21} \lambda_0^2. \quad (2.18)$$

Nach Berechnung der Linienstärke können die gleichen Schritte wie zur Simulation von Mo-

lekülspektren verwendet werden, um ein Absorptionsspektrum zu erzeugen.

2.5. Diodenlaserabsorptionsspektroskopische Messmethoden

Laut Demtröder [44] sind die durchstimmbaren Laser, wie sie auch in dieser Arbeit verwendet werden, der entscheidende Durchbruch, um mit Hilfe von Absorptionsspektroskopie unterschiedlichste Phänomene zu untersuchen und Parameter der absorbierenden Spezies zu messen. Das Ziel der hier vorgestellten Messmethoden ist die Ermittlung von Temperatur und Molanteil der absorbierenden Spezies. Darüber hinaus lassen sich mit unterschiedlichen Grundannahmen oder Kenntnis einiger Parameter noch der Druck und die Geschwindigkeit berechnen. In diesem Kapitel werden zwei unterschiedliche Messmethoden der Diodenlaserabsorptionsspektroskopie mit ihren Vor- und Nachteilen vorgestellt. Zunächst wird die direkte Absorptionsspektroskopie vorgestellt, bei der die Absorption direkt aus dem transmittierten Strahlungsanteil berechnet wird. Diese Methode ist relativ einfach auszuwerten, hat allerdings ein schlechtes Signal-Rausch-Verhältnis. Mit durchstimmbaren Lasern ergibt sich eine weitere Messmethode. Hierbei wird das vom Laser abgestrahlte Licht in Intensität und Wellenlänge moduliert, sodass sich Harmonische dieser Modulation mit höherem Signal-Rausch-Verhältnis detektieren lassen.

2.5.1. Direkte Absorptionsspektroskopie

Die direkte Absorptionsspektroskopie ist zur Messung von Temperaturen, Druck, Teilchendichte und Geschwindigkeiten weit verbreitet und wurde auf eine Vielzahl von Spezies angewandt [61, 62, 63, 64]. Eine gute Einführung und Übersicht über die Verwendung von Absorptionsspektroskopie als Diagnostik für die Verbrennung findet sich bei Bolshov et al. [36].

Wie durch das Lambert-Beersche Gesetz in Gleichung (2.4) beschrieben wird, lässt sich die Transmission als Quotient aus der transmittierten Strahlung zur ausgesandten Strahlung berechnen. Für die direkte Absorptionsmessung werden daher diese beiden Signale benötigt. Die ausgesandte Strahlungsintensität, im Folgenden Referenz genannt, kann auf verschiedene Art und Weise ermittelt werden. Die erste Möglichkeit besteht in der Messung der Strahlungsintensität ohne absorbierendes Medium. Hier kann es durch Intensitätsveränderungen der Strahlungsquelle oder durch eine Ablenkung des Lichts durch Grenzschichten im Experiment zu Unterschieden zur Referenz kommen, welche unabhängig von der Absorption sind. Die zweite Möglichkeit ist, den zu untersuchende Wellenlängenbereich so zu wählen, dass es in diesem mehrere Stellen ohne Absorption gibt. Die Referenz kann dann über diesen Stellen aus den Messungen während des Tests extrapoliert oder interpoliert werden. Die Anwendbarkeit dieser Methode hängt stark von der Anzahl und der Breite der Absorptionsübergänge ab. Beides steigt mit der Temperatur, auch ein steigender Druck verbreitert die Übergänge. Bei den zu erwartenden Temperaturen und Drücken in dieser Arbeit kann diese Methode nicht genutzt werden. Die

dritte Möglichkeit besteht darin, den Strahl nach der Erzeugung aufzuteilen. Während ein Teil des Strahls direkt vermessen wird und somit als Referenz dient, wird der andere Teil durch das absorbierende Medium geleitet und nachfolgend detektiert. Für diesen Aufbau benötigt man allerdings außer dem Strahlteiler eine weitere, zweite Strahlungsdetektionseinheit. In dieser Arbeit wird deshalb die Referenz vor dem eigentlichen Experiment ohne absorbierendes Medium ermittelt.

Die Transmission wird durch die Division der transmittierten Intensität durch die mittels einer der drei Methoden gemessenen Referenz berechnet. Nachfolgend lässt sich die Transmission auf verschiedene Arten hinsichtlich der Temperatur und des Wassergehalts untersuchen.

Werden zwei Übergänge mit unterschiedlichem unteren Energieniveau untersucht, kann über das Verhältnis R der Flächen A der Absorptionen die Temperatur ermittelt werden. Unter Verwendung von Gleichung (2.11) ist

$$R = \frac{A_1}{A_2} = \frac{S_1(T)}{S_2(T)} = \frac{S_1(T_0)}{S_2(T_0)} \exp \left[-\frac{hc}{k} (E_1'' - E_2'') \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right], \quad (2.19)$$

mit den Indizes 1 und 2 für die zwei Übergänge. Stellt man diese Formel nach der Temperatur um, erhält man

$$T = \frac{(E_1'' - E_2'') \frac{hc}{k}}{\ln(R) + \ln \left(\frac{S_1(T_0)}{S_2(T_0)} \right) + (E_1'' - E_2'') \frac{hc}{kT_0}}. \quad (2.20)$$

Wie zu erkennen ist, ist die ermittelte Temperatur nicht mehr von der inneren Zustandssumme Q abhängig, auch die sonst vorher zu bestimmende Absorptionslänge und der Druck sind für die Temperaturermittlung nicht mehr notwendig.

Mittels Differenziation von Gleichung (2.19) nach der Temperatur erhält man die Sensitivität der Temperaturmessung

$$\frac{dR/R}{dT/T} = \frac{hc}{k} \frac{\Delta E''}{T}, \quad (2.21)$$

mit $\Delta E''$ als Differenz der unteren Energieniveaus [65]. Hieraus folgt: je größer die Differenz der unteren Energieniveaus ist, desto sensitiver ist die Temperaturbestimmung. Durch die Temperatur im Quotienten nimmt die Sensitivität mit steigender Temperatur ab. Mit der aus Gleichung (2.20) ermittelten Temperatur lässt sich nachfolgend der Molanteil der absorbierenden Spezies über

$$\chi_{abs} = \frac{A}{p S(T) L}, \quad (2.22)$$

bestimmen. Hierbei lassen sich die Flächen beider Übergänge, 1 und 2, getrennt nutzen, um den Molanteil der absorbierenden Spezies zu bestimmen. Da in der realen Anwendung nur ein

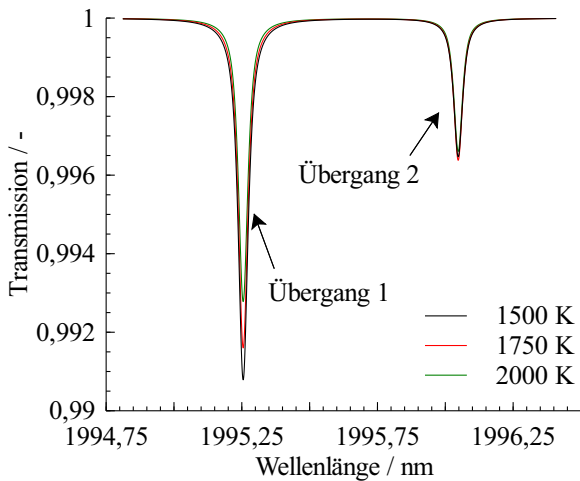


Bild 2.7.: Transmissionen für verschiedene Temperaturen

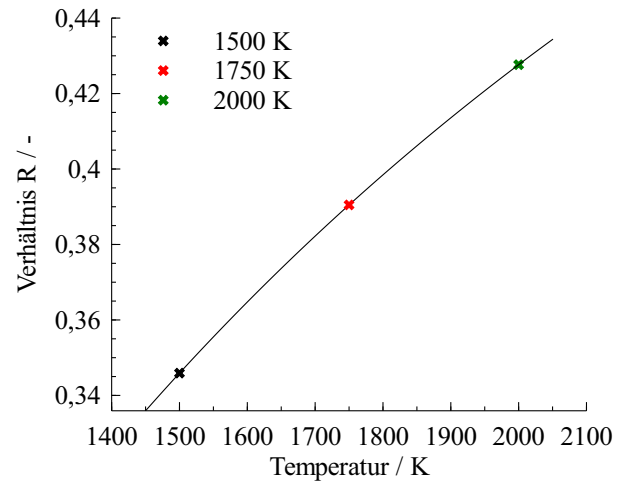


Bild 2.8.: Flächenverhältnis der Übergänge über der Temperatur

Molanteil der absorbierenden Spezies vorliegt, werden die Ergebnisse zwecks Minimierung von zufälligen Fehlern gemittelt.

Im Bild 2.7 sind simulierte Transmissionen der beiden beispielhaften Übergänge über der Wellenlänge für verschiedene Temperaturen, 1500 K in Schwarz, 1750 K in Rot und 2000 K in Grün abgebildet. In Bild 2.8 ist der Verlauf des Verhältnisses R über der Temperatur dargestellt. Die drei farbigen Kreuze markieren die zur simulierten Transmission zugehörigen Verhältnisse der entsprechenden Temperaturen. An der Steigung des Verlaufes lässt sich die Sensitivität dieser Temperaturbestimmung gut ablesen. Gleichzeitig lässt sich aus Bild 2.7 aber auch erkennen, wie genau die Transmission vermessen werden muss, um den Flächeninhalt der einzelnen Absorptionen bestimmen zu können. Hierbei ist sowohl eine gute Auflösung im Wellenlängenbereich, Abszisse, als auch in der Transmission, Ordinate, erforderlich.

Diese Auswertung basiert auf der Annahme einer Boltzmannverteilung der Energien und könnte somit auch in einem Boltzmannplot dargestellt werden. Bei Verwendung von mehr als zwei Punkten ist die im Boltzmannplot einzuzeichnende Gerade, deren Steigung die Temperatur angibt, überbestimmt, es existiert keine analytische Lösung. Werden allerdings mehr als zwei Punkte für eine Regression der Geraden genutzt, haben einzelne zufällige Messfehler einen kleineren Einfluss auf das Ergebnis. Auch in der oben beschriebenen Methode können mehr als zwei Übergänge verwendet werden, um eine Temperatur zu bestimmen.

In dem gewählten Beispiel sind die Absorptionsübergänge eindeutig voneinander getrennt. In der Realität, auch hervorgerufen durch die hohen Temperaturen, existieren viele angeregte Zustände, die Strahlung absorbieren können. Dies führt zu einer Vielzahl an Absorptionslinien. Darüber hinaus sind die Linien durch Druck- und Temperaturverbreiterung so über die Wellenlänge verteilt, dass sie sich oft überlappen. Eine Bestimmung der Fläche zu einem Übergang ist also nicht ohne Weiteres möglich. Im untersuchten Wellenlängenbereich dieser Arbeit be-

finden sich insgesamt 25 Übergänge, von denen acht mehr als 99,9% der gesamten Fläche ausmachen. Um trotzdem eine Temperatur und einen Wassergehalt ermitteln zu können, wird die Messung mit einer wie in Kapitel 2.4 beschriebenen Simulation verglichen. Dabei wird der quadratische Unterschied zwischen Messung und Simulation durch Veränderung der Temperatur und des Wassergehalts minimiert. Auch über diese Methode lassen sich zuverlässig Temperaturen und Wassergehalte ermitteln. Zusätzlich fließen die Informationen aller Übergänge gemäß ihrer Linienstärke in die ermittelten Parameter ein.

An dieser Stelle soll bereits auf die Probleme bei vorhandenem Rauschen hingewiesen werden. Rauschen entsteht unter anderem durch thermisches Rauschen am Sensor der Photodiode. Vibrationen am Laser und der Photodiode rufen zusätzlich deutlich höheres Rauschen hervor. Auch das Rauschen der Stromregelung des Diodenlasers führt zu einem Laserintensitätsrauschen. Darüber hinaus führt auch die Umgebung durch Beleuchtung und Eigenleuchten der Verbrennung zu Störsignalen. Das Rauschen kann durch technischen Aufwand reduziert, aber nie ganz eliminiert werden.

Bei einem Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) von 250 in Bezug auf die gemessene Laserintensität kann man die in Bild 2.9 abgebildeten Signale I_0 und I_τ über die Wellenlänge simulieren. Ein SNR von 250 bedeutet, dass bei einer Intensität von fünf, das Rauschen eine Amplitude von $5/250$ besitzt. Die aus dem mit Rauschen behafteten Signalen berechnete Transmission ist im Bild 2.10 in Schwarz über der Wellenlänge zu finden. Zusätzlich zur Transmission mit Rauschen ist die Transmission ohne Rauschen in Grün eingezeichnet. Als Simulationsparameter wurden die in Tabelle 2.1 genannten Größen und die zwei Übergänge in Tabelle 2.2 verwendet.

Aus den mit Rauschen belasteten Spektren lässt sich erkennen, wie schwer die Fläche der Absorption zu bestimmen wäre, ein weiterer Nachteil dieser Methode. Darüber hinaus kann festgehalten werden, dass selbst ein SNR von 250, das Signal ist also 250-mal so groß wie das Rauschen, durch die Bildung des Quotienten aus Referenz und transmittierter Strahlung ein Rauschband entsteht, welches ähnlich groß sein kann wie die absolute Absorption. In Bezug auf die maximale Absorption hätte man also noch ein SNR von eins. Aus den hier vorgestellten Gründen wurde eine Methode entwickelt, die deutlich höhere SNRs liefert, die wellenlängenmodulierte Absorptionsspektroskopie, die im folgenden Kapitel erörtert wird.

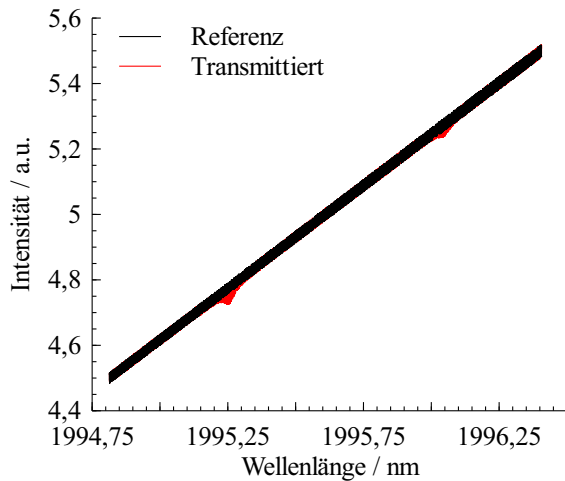


Bild 2.9.: Simulierte Messsignale mit SNR von 250: Referenz (schwarz), transmittiert (rot)

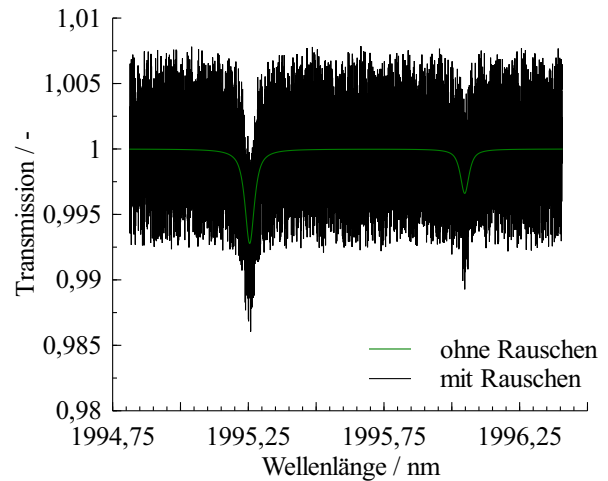


Bild 2.10.: Berechnete Transmission: mit SNR von 250 (schwarz) und ohne Rauschen (grün)

2.5.2. Wellenlängenmodulierte Absorptionsspektroskopie

Bei der wellenlängenmodulierten Absorptionsspektroskopie (WMS) werden die Signale moduliert, um später die harmonischen Signale detektieren zu können. Dieses Verfahren ist etwas jünger als die DA und wurde durch Reid et al. im Jahr 1978 das erste Mal angewandt, um kleinste Mengen von luftverschmutzenden Gasen nachzuweisen [23]. Im drei Jahre später veröffentlichtem Paper von Reid und Labrie wird eine Theorie zur Entstehung von harmonischen Signalen und deren Berechnungsmöglichkeiten präsentiert. Diese Theorie wurde mit experimentell ermittelten Daten verglichen. Hierbei wurden vor allem erste (1f) und zweite (2f) harmonische Signale analysiert [66]. Bei Lasern, die eine synchrone Veränderung in Wellenlänge und Intensität haben, wie zum Beispiel DFB und VCSEL, besteht das erste harmonische Signale (1f) nahezu nur aus der Größe der Modulationsamplitude. Diese Information lässt sich verwenden, um weitere Signale mit ihr zu normalisieren. Hierdurch werden die anderen Signale unabhängig von der absoluten Intensität des Lasers, was auch bedeutet, dass Veränderungen in der Intensität, zum Beispiel hervorgerufen durch Brechungen an einer Grenzschicht, keine Auswirkungen mehr auf das Ergebnis haben [67]. Das 2f Signal hängt stark von den Absorptionsparametern und damit von Eigenschaften der absorbierenden Spezies sowie Temperatur und Druck ab. Deshalb lassen sich diese Parameter aus dem 2f Signal ermitteln. Eine bis heute verwendete Erkenntnis aus der Veröffentlichung von Reid und Labrie ist, dass die 2f Signale auf der Zentralwellenlänge maximiert werden können, wenn die Modulationsamplitude rund 2,2 HWHM des zugehörigen Voigtprofils beträgt [66].

Eine ausführliche Zusammenfassung über die Entstehung der harmonischen Signale findet sich bei Kluczynski et al. [31], eine solch detaillierte Betrachtung würde den Rahmen dieser Arbeit übersteigen, weshalb im Folgenden nur auf die wesentlichen Zusammenhänge eingegangen wird und nur einfache Modelle zur Beschreibung der harmonischen Signale genutzt werden.

In der Absorptionsspektroskopie gibt es die Möglichkeit der Frequenz- oder der Wellenlängenmodulation. Bei der Frequenzmodulation werden Modulationsfrequenzen genutzt, die der Breite des Übergangs ähnlich oder sogar größer sind (100 MHz bis einige GHz). Im Gegensatz dazu ist die Modulationsfrequenz bei der Wellenlängenmodulation kleiner als die Breite der Absorptionsübergänge. Für genauere Betrachtungen der Unterschiede wird hier auf Bomse et al. [68] verwiesen. Aufgrund der Eigenschaften einer VCSEL-Diode und den relativ kurzen Messzeiten, behandelt diese Arbeit nur die wellenlängenmodulierte Absorptionsspektroskopie.

Der Hauptgrund für die Verwendung von WMS liegt, wie schon beschrieben, in der Verbesserung des SNRs. Dieses ist möglich, da sich die Detektionsfrequenz mit der Modulationsfrequenz zu größeren Frequenzen verschiebt. Gleichzeitig nimmt mit höheren Frequenzen der Anteil im Rauschen, hervorgerufen durch statistisch verteilte Fehler, deutlich ab. Dieses Verhalten kann gut an simulierten Daten gezeigt werden.

Bild 2.11 zeigt drei Frequenzspektren, in Schwarz das Frequenzspektrum eines Messsignals mit statistisch gleichverteilten Fehlern ohne Absorption, in Grün das gleiche Signal mit Absorption gemäß der erklärten DA und in Rot ein simuliertes WMS-Signal. Die Magnitude des Signals ist logarithmisch über der Frequenz aufgetragen. Die Frequenz wurde für diese generelle Darstellung auf die Modulationsfrequenz des WMS-Signals normiert. Die schwarzen und grünen Signale lassen sich kaum voneinander unterscheiden. Bei einer DA-Messung liegen die Informationen nahe 0 Hz, da der Wellenlängenscan im Vergleich zur Anzahl der Messpunkte langsam ist und daher eine niedrige Frequenz hat. Bei beiden Kurven kann man erkennen, dass die Magnitude des Rauschens mit steigender Frequenz abnimmt. Beim roten Signal, der simulierten WMS-Messung, lassen sich Signale bei $1f$ und $2f$, normierte Frequenz 1 und 2, identifizieren. Das Messsignal wird hier also zu Frequenzen mit geringerem Rauschanteil verschoben.

In Bild 2.12 ist die relative Absolutdifferenz für das DA-Signal in Grün dargestellt. Hierfür wurde die Absolutdifferenz zwischen dem DA-Signal und dem Signal ohne Absorption gebildet. Diese Absolutdifferenz wurde dann noch durch das Signal ohne Rauschen geteilt. So entsteht, bezogen auf die jeweilige Frequenz, ein SNR. Auf dem gleichen Weg wurde das in Rot dargestellte WMS-Signal berechnet. In dieser Darstellung lässt sich erkennen, dass im Bereich um 0 Hz in beiden Messungen ein Signal vorhanden ist. Im Falle der DA erreicht es einen Wert von 0,1. In diesem Frequenzbereich wird bei der direkten Absorptionsmessung das Signal ermittelt. Eine deutlich größere relative Absolutdifferenz findet sich für eine Frequenz von eins, $1f$, im WMS-Signal. Durch die fallende Magnitude im Rauschen mit steigender Frequenz, erreicht das Signal hier einen Wert von 4,1. Ein ähnlich großes Signal findet sich beim doppelten Wert der Modulationsfrequenz, $2f$. Hier erreicht die relative Absolutdifferenz einen Wert von 3,4.

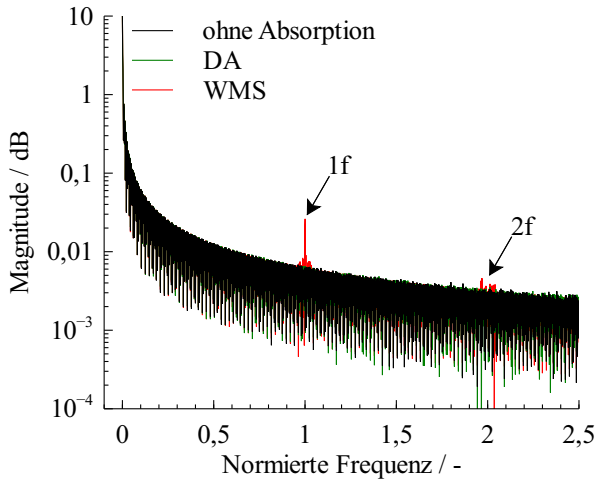


Bild 2.11.: Frequenzspektrum eines Signals mit statistisch gleichverteiltem Rauschen, ohne Absorption (schwarz), DA (grün) und WMS (rot)

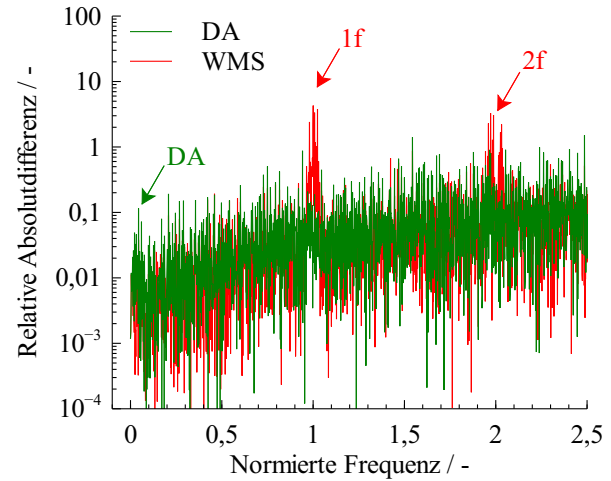


Bild 2.12.: Relative Absolutdifferenzwerte des Frequenzspektrums DA (grün) und WMS (rot)

Von theoretischer Seite kann man sich WMS wie folgt nähern: Es wird angenommen, dass die Wellenlänge mit einer Kosinusfunktion moduliert wird

$$\lambda(t) = \bar{\lambda} + a_{\lambda} \cos(2\pi f t), \quad (2.23)$$

mit der mittleren Wellenlänge $\bar{\lambda}$, der Modulationsamplitude in Wellenlängen a_{λ} , der Kreiszahl π , der Modulationsfrequenz f und der Zeit t . Über den Zeitraum einer Modulation kann $\bar{\lambda}$ als konstant angenommen werden, obgleich ein linearer Anstieg der Wellenlänge mit der Modulation superpositioniert wird. Da die Modulationsfrequenz um ein Vielfaches höher ist als der lineare Abstieg, ist ein konstantes $\bar{\lambda}$ für die theoretische Betrachtung der WMS-Signale gerechtfertigt.

Diese Modulation, hervorgerufen durch die Modulation des Eingangsstroms der VCSEL-Diode, bewirkt eine Modulation der abgestrahlten Intensität über der Zeit

$$I_0(t) = \bar{I} + a_I \cos(2\pi f t + \varphi), \quad (2.24)$$

mit \bar{I} der gemittelten Intensität zur Wellenlänge $\bar{\lambda}$, a_I der Intensitätsmodulationsamplitude und φ dem Phasenversatz zwischen Wellenlänge und Intensität [35]. Der Phasenversatz der Wellenlänge entsteht durch die thermische Kapazität der Diode. Die Intensität ist der Wellenlänge voraus, da das aktive Medium direkt mit einer höheren Intensität auf einen höheren Strom reagiert. Die Wellenlänge stellt sich durch thermische Ausdehnung des Mediums ein, welches eine gewisse, aber sehr geringe Zeit, in Anspruch nimmt. Historisch wird der Phasenversatz auf die Intensität gerechnet und ist daher negativ. Die Größe des Phasenversatzes hängt

von der verwendeten Diode, der Modulationsfrequenz und der Modulationsamplitude ab. Um ein Messsignal zu simulieren, muss die zeitliche Intensität $I(t)$ mit der Transmission $\tau(\lambda(t))$ multipliziert werden.

$$I_{\tau}(t) = I_0(t) \tau(\lambda(t)) \quad (2.25)$$

Mittels eines Trägerfrequenzverstärkers (TFV) können die harmonischen Signale herausgefiltert werden. Dieses geschieht über die Multiplikation des Detektorsignals, welches proportional zur Intensität in Gleichung (2.25) ist, mit $\cos(k 2 \pi f t)$ und $\sin(k 2 \pi f t)$ und der anschließenden Anwendung eines Tiefpassfilters. So erhält man das $k f$ harmonische Signal [69]. Hierbei wird in zwei phasensensitive Anteile unterschieden. Der X-Anteil ist der Multiplikation mit \cos zugeordnet und der Y-Anteil der Multiplikation mit \sin . Aufgrund des Phasenversatzes von \cos und \sin um 90° stehen X und Y immer im 90° Winkel zueinander.

Analytisch lässt sich die entstandene Formel nicht mehr darstellen, ihre Signale und Ergebnisse aber durchaus simulieren. In Bild 2.13 ist das Frequenzspektrum des mit $\cos(2 \pi f t)$ multiplizierten WMS-Signals über der normierten Frequenz abgebildet. Es lässt sich erkennen, dass die Signale, die vorher bei 0 Hz waren, jetzt bei einer Frequenz von 1 liegen. Über die mathematische Gesetzmäßigkeit

$$\cos(x)^2 = \frac{1}{2}(1 + \cos(2x)) , \quad (2.26)$$

lässt sich beweisen, dass die Signalanteile, die vorher eine Frequenz von 1 aufwiesen, jetzt einen Anteil bei 0 Hz haben. Durch Tiefpassfiltern erhält man nun eben diese Information, das erste harmonische Signal. Der Filter wird nicht auf das Frequenzspektrum, sondern auf das Signal angewendet. Das Frequenzspektrum dient lediglich der Veranschaulichung der Signalanteile. Mittels der gleichen mathematischen Gesetze lässt sich Bild 2.14 erklären. Hier wurde das WMS-Signal mit $\cos(4 \pi f t)$ multipliziert und die Signale mit einer normierten Frequenz von 2 schieben sich auf 0 Hz. Darüber hinaus ist zu erkennen, dass die ursprünglich um 0 Hz verteilten Signale jetzt zu einer normierten Frequenz von 2 verschoben sind. In den Graphen ist jeweils nur der X-Anteil des Signals abgebildet, der Y-Anteil ist, je nach Phasenversatz ϕ aber ähnlich. Durch vektorielles Addieren der beiden senkrecht aufeinander stehenden Anteile wird das harmonische Signal berechnet.

Die harmonischen Signale können sowohl analog als auch digital ermittelt werden. In dieser Arbeit wird das modulierte Signal aufgenommen und nachfolgend durch ein Computerprogramm die 1f und 2f Signale extrahiert. Als Tiefpassfilter kommt hierbei ein Filter mit endlicher Impulsantwort (FIR-Filter) zum Einsatz. Mit den beiden Parametern Breite und Anzahl der Durchläufe lassen sich stets stabile Filter mit nahezu beliebigen Grenzfrequenzen erzeugen [70]. Dieses ist wichtig, um genau den Bereich in Messung und Simulation heraus zu filtern, der Informationen der harmonischen Signale enthält und das umliegende Rauschen sicher entfernt.

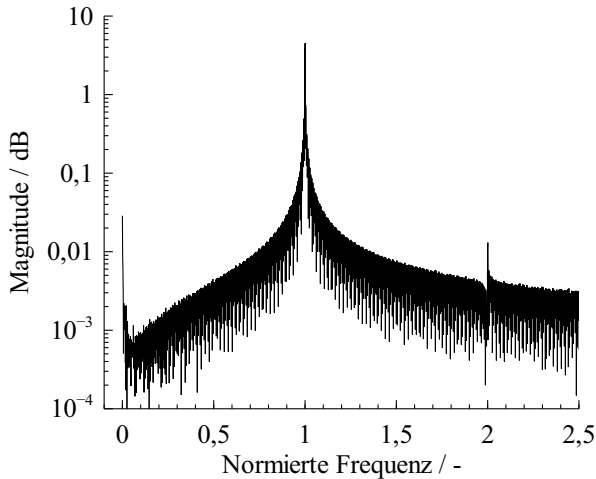


Bild 2.13.: Frequenzspektrum des mit $\cos(2\pi ft)$ multiplizierten WMS-Signals

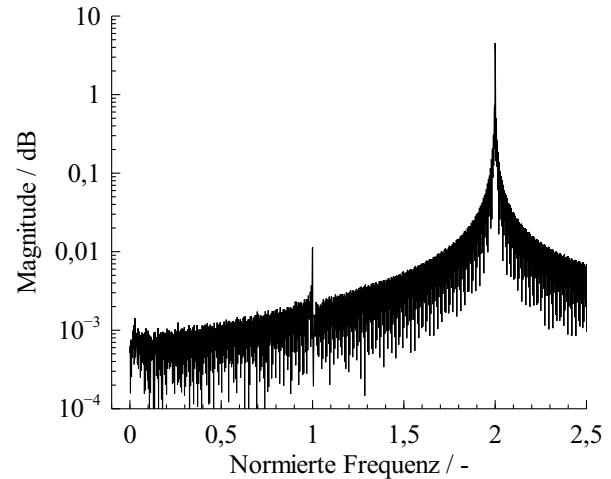


Bild 2.14.: Frequenzspektrum des mit $\cos(4\pi ft)$ multiplizierten WMS-Signals

Weitere Vorteile der WMS-Methode neben der Verbesserung des SNRs ist die Tatsache, dass keine Referenzintensität mehr aufgenommen werden muss. Wie schon bei der direkten Absorption werden die Parameter der in Tabelle 2.1 genannten Größen auf die zwei Übergänge in Tabelle 2.2 für die Simulation verwendet. Das SNR am Detektor wird gleich den Simulationen der direkten Absorptionmessung auf 250 gesetzt.

Bild 2.15 zeigt die Intensität eines simulierten WMS-Signals über der Wellenlänge mit Rauschen in Schwarz und ohne Rauschen in Rot. Die beiden Übergänge 1 und 2 sind deutlich zu identifizieren. Da die Modulation in diesem Bild nicht zu erkennen ist, zeigt Bild 2.16 den in Bild 2.15 mit einer grünen Box versehenen Ausschnitt. Nun lassen sich die Modulationen der WMS-Signale mit und ohne Rauschen deutlich erkennen. Das modulierte Messsignal wird wie oben beschrieben mittels TFV weiter verarbeitet. So entstehen das 1f und 2f Signal, die in Bild 2.17 und 2.18 zu sehen sind. Auch hier ist im Vergleich zum Signal mit Rauschen, in Schwarz, das Signal ohne Rauschen in Rot abgebildet.

Um die Temperatur zu ermitteln, werden die Maximalwerte pro Übergang des zweiten harmonischen Signals durch diejenigen des ersten harmonischen Signals, an der Stelle des maximalen 2f Signals, normiert. Anschließend wird der Quotient der beiden Übergänge gebildet. Ähnlich der Auswertung bei der direkten Absorption lässt sich aus diesem Quotienten die Temperatur bestimmen. Allerdings ist dieses nicht mehr analytisch möglich. Zusätzlich hängt der Quotient leicht vom Wassergehalt ab. Daher müssen über den zu untersuchenden Temperatur- und Wassergehaltsbereich die harmonischen Signale simuliert werden. Danach wird iterativ vorgegangen. Aus dem Verhältnis zweier Peaks wird eine Temperatur bestimmt. Mithilfe dieser Temperatur lässt sich für jeden Peak ein Wassergehalt bestimmen. Die zwei Werte für den Wassergehalt werden gemittelt. Mit diesem Wassergehalt wird dann erneut die Temperatur

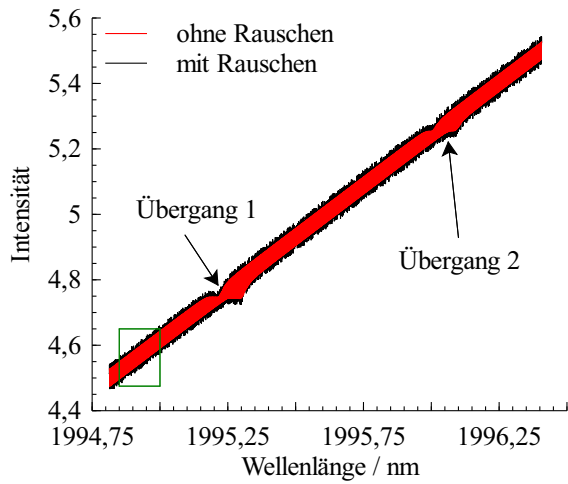


Bild 2.15.: Simuliertes modulierte Messsignal ohne Rauschen (rot) mit SNR 250 (schwarz)

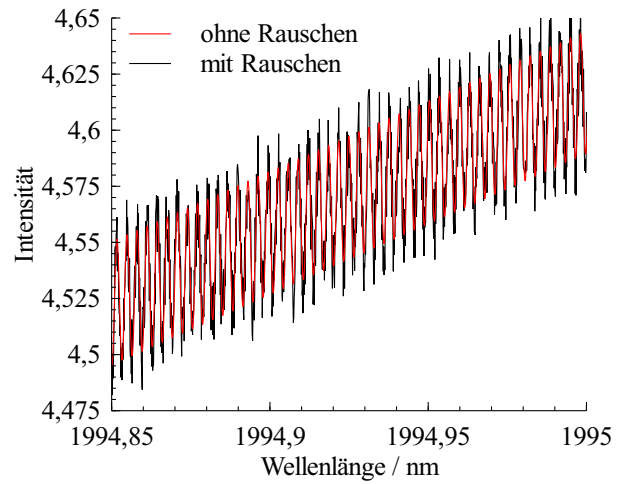


Bild 2.16.: Ausschnitt simuliertes modulierte Messsignal ohne Rauschen (rot) und mit SNR 250 (schwarz)

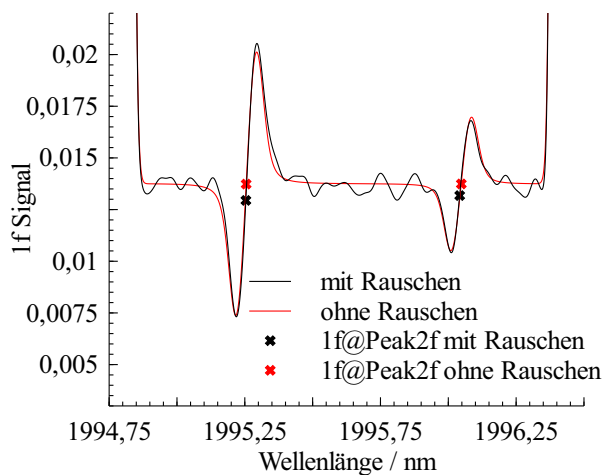


Bild 2.17.: Erstes harmonisches Signal ohne Rauschen (rot) und mit Rauschen (schwarz)

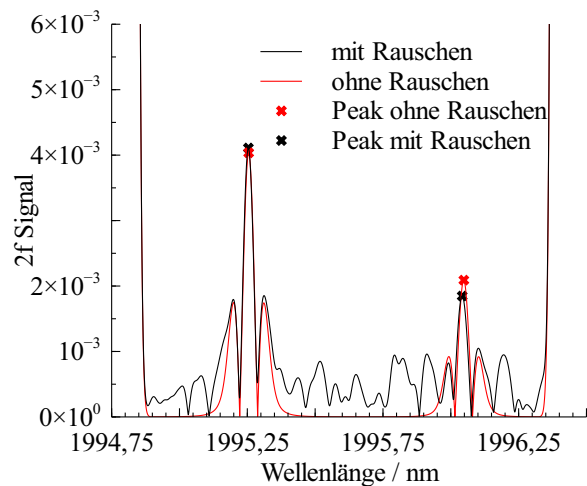


Bild 2.18.: Zweites harmonisches Signal ohne Rauschen (rot) und mit Rauschen (schwarz)

Tabelle 2.4.: 1f, 2f und 2f/1f Messwerte aus simulierten Signalen

Peak	1f Signal	2f Signal	2f/1f Signal
1	$1,374 \cdot 10^{-2}$	$2,090 \cdot 10^{-3}$	$1,521 \cdot 10^{-1}$
2	$1,373 \cdot 10^{-2}$	$4,036 \cdot 10^{-3}$	$2,938 \cdot 10^{-1}$
Verhältnis 2 durch 1			1,932

bestimmt. Dieses Verfahren wird angewandt bis das Ergebnis konvergiert. Das beschriebene Vorgehen ist nochmal anhand der Bilder 2.19 bis 2.24 veranschaulicht.

Aus den simulierten Daten mit Rauschen können beispielhaft folgende Messwerte extrahiert werden, siehe Tabelle 2.4.

In Bild 2.19 ist das Verhältnis der 2f/1f Werte über der Temperatur und dem Wassergehalt aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass das Verhältnis in Bezug auf die Temperatur einen höheren Gradienten hat, als in Richtung des Wassergehalts. Für einen Startwert von $\chi = 0,25$ wird die in Bild 2.20 befindliche Kurve des Verhältnisses über der Temperatur extrahiert. Mit dem gemessenen Verhältnis von 1,935 wird eine Temperatur von 2010,2K ermittelt.

Für eben diese Temperatur werden aus dem 2f/1f Signalen, für den linken Peak in Bild 2.21 und den rechten Peak in Bild 2.23, jeweils über der Temperatur und dem Wassergehalt dargestellt, ein 2D Plot des Wassergehalts über dem 2f/1f Wert, extrahiert. Für den linken Peak lässt sich aus dem gemessenen 2f/1f Wert von 0,2938 ein Wassergehalt von 0,2551 bestimmen. Das gleiche Verfahren wird für den rechten Peak verwendet. Hier wird der Wassergehalt zu 0,2552 bestimmt. Die beiden Wassergehalte werden gemittelt und als Input für den nächsten Iterationsschritt der Temperatur genutzt. Die Iteration wird fortgeführt bis das Ergebnis konvergiert ist.

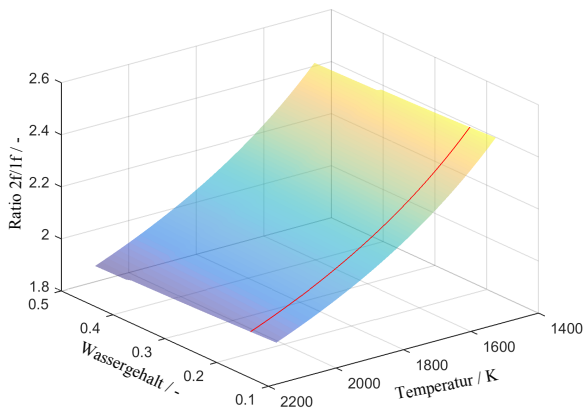


Bild 2.19.: Ratio aus 2f/1f Signal über Temperatur und Wassergehalt

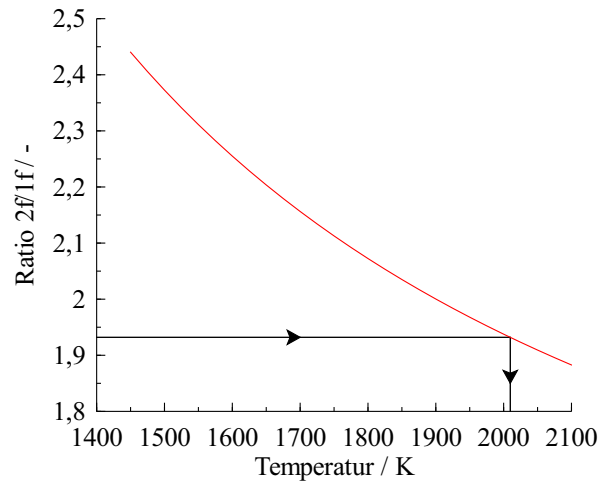


Bild 2.20.: Ratio 2f/1f über Temperatur für einen Wassergehalt von 0,25

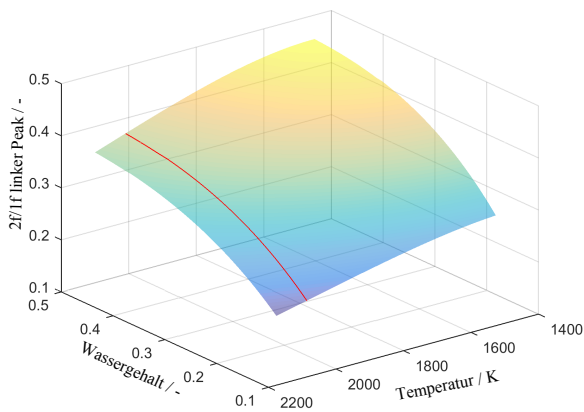


Bild 2.21.: 2f/1f Signal über Temperatur und Wassergehalt für linken Peak

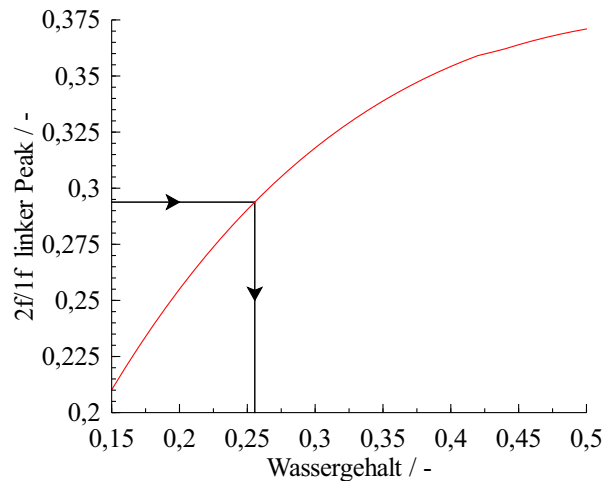


Bild 2.22.: 2f/1f Signal des linken Peaks über dem Wassergehalt für eine Temperatur von 2010,2 K

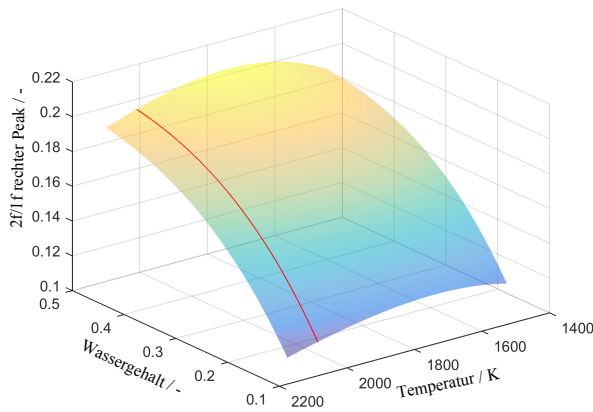


Bild 2.23.: 2f/1f Signal über Temperatur und Wassergehalt für rechten Peak

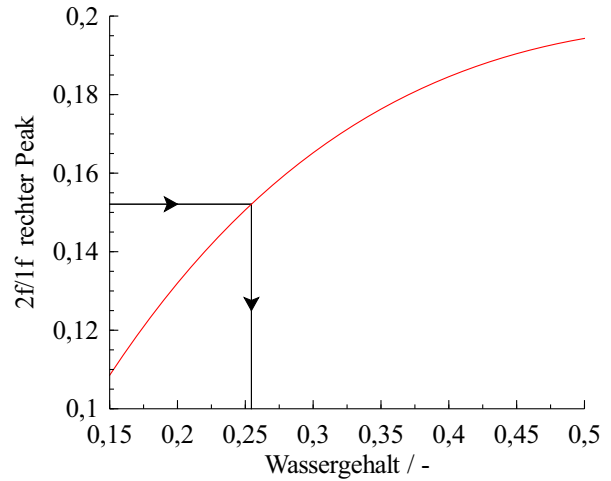


Bild 2.24.: 2f/1f Signal des rechten Peaks über dem Wassergehalt für eine Temperatur von 2010,2 K

Tabelle 2.5.: Temperatur und Wassergehalt über Iterationsschritt

Iterationsschritt	Temperatur	Wassergehalt
1	2010,2 K	0,25515
2	2003,0 K	0,25334
3	2003,2 K	0,25340
4	2003,2 K	0,25340
Sollwert	2000 K	0,25

In Tabelle 2.5 sind die Ergebnisse der einzelnen Iterationsschritte angegeben. Nach dem dritten Iterationsschritt ist das Ergebnis konvergiert. Es wurde eine Temperatur von 2003,2 K und ein Wassergehalt von 0,25340 ermittelt. Dieses Ergebnis stimmt gut mit den Ausgangsdaten aus Tabelle 2.1, 2000 K und 0,25, überein. Es lässt sich jedoch feststellen, dass die Temperatur genauer ermittelt werden kann, relative Abweichung 0,16%, als der Wassergehalt, relative Abweichung 1,36%. Dieser Sachverhalt ist begründet durch den größeren Gradienten und der damit höheren Sensitivität der Temperaturbestimmung im Vergleich zur Wassergehaltsbestimmung.

2.6. Auswahlregeln Wellenlängenmessbereich

In der Dissertation von Zhou [65] sind Kriterien zusammengefasst, nach denen man die Absorptionsübergänge einer Spezies nach solchen durchsuchen kann, die für quantitative Absorptionsmessungen, sowohl DA als auch WMS, gut geeignet sind. Diese Auswahlregeln lauten:

1. Die Linien müssen eine signifikante Absorption über den zu untersuchenden Temperaturbereich aufweisen.
2. Die Absorptionslinien sollen nicht mit anderen Absorptionslinien interferieren.
3. Die Halbwertsbreite der unterschiedlichen Absorptionen sollte nahe beieinander liegen.
4. Die untersuchten Linien sollen einen möglichst großen Unterschied im unteren Energieniveau aufweisen.
5. Die Temperaturableitung aus den Verhältnissen muss eindeutig sein.

Mithilfe von Simulation auf Basis von HITRAN2012 [50] wurden alle enthaltenen Übergänge auf die obigen Auswahlregeln für den erwarteten Druck- und Temperaturbereich überprüft. Zusätzlich muss noch betrachtet werden, ob in dem entsprechenden Wellenlängenbereich eine VCSEL-Diode vorhanden, bzw. es möglich ist, für diesen Bereich eine Diode herstellen zu können. Darüber hinaus ist anzumerken, dass durch den hohen Temperaturbereich viele Zustände angeregt werden, was die Erfüllung des zweiten Kriteriums des nicht interferieren der Absorptionen beeinträchtigt.

Aus der Analyse ist ein vielversprechender Wellenlängenbereich für die Untersuchung der Absorption von Wasser definierbar. Das zu untersuchende Wellenlängenintervall liegt zwischen 1994,7 nm und 1996,5 nm mit 25 Übergängen.

3. Abeltransformation

Es ist ein Nachteil der Absorptionsspektroskopie, dass stets über eine Sichtlinie integriert gemessen wird. Es werden also keine lokalen Größen ermittelt. Handelt es sich bei den zu untersuchenden Objekten jedoch um eine rotationssymmetrische Situation, können unter Zuhilfenahme der Abeltransformation lokale Werte aus den Messungen berechnet werden. Die Abeltransformation ist eine Sonderform der Tomografie. Die Zusammenhänge zwischen integrierten und lokalen Größen sowie ein eigens für rauschbehaftete Messsignale entwickelter Algorithmus werden in den folgenden Kapiteln vorgestellt [71]. Der vorgestellte Algorithmus wurde nachfolgend verwendet, um aus den sichtintegrierten Messdaten des rotationssymmetrischen McKenna-Brenners lokale Größen zu berechnen.

3.1. Mathematische Grundlagen

Die mathematischen Grundlagen für die Abeltransformation wurden schon im Jahre 1823 von Nils Henrik Abel erarbeitet [72]. Die nachstehende Formel stellt den Zusammenhang zwischen der lokalen Größe f in Abhängigkeit vom Radius r zur sichtintegrierten Größe F in Abhängigkeit vom Abstand zur Rotationsachse y dar.

$$F(y) = 2 \int_y^\infty \frac{f(r) r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr \tag{3.1}$$

Wird diese Formel invertiert, so erhält man

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{dF(y)}{dy} \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy . \tag{3.2}$$

Der Zusammenhang zwischen diesen Formeln ist grafisch in Bild 3.1 dargestellt. Auf der linken Seite ist die rotationssymmetrische Verteilung $f(r)$ in der y-z Ebene dargestellt. Die x-Achse ist die Rotationsachse. Schaut man parallel zur z-Achse in einer Höhe y durch die Verteilung, so erhält man einen sichtintegrierten Wert $F(y)$. Exemplarisch ist dieses für zwei Werte von y dargestellt. Wird über alle Werte von y sichtintegriert, erhält man die Verteilung $F(y)$.

Die Voraussetzungen für die Anwendbarkeit der Abeltransformation sind zum einen Rotationssymmetrie und zum anderen ein Wert und eine Steigung von Null am äußeren Rand.

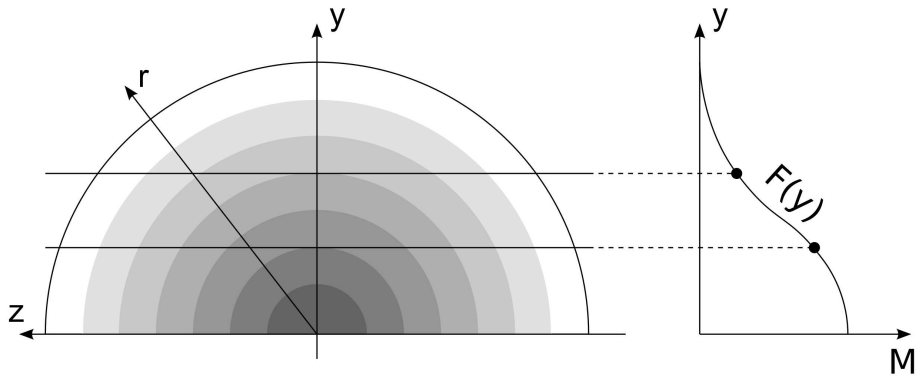


Bild 3.1.: Zusammenhang zwischen lokaler Verteilung $f(r)$ und sichtintegrierter Verteilung $F(y)$

Im Allgemeinen liegen allerdings Messdaten nicht als Funktion, sondern an diskreten Messpositionen vor. Daher kann die Differentiation in Gleichung (3.2) nicht durchgeführt werden. Aus diesem Grund wurden verschiedene Verfahren entwickelt, um dennoch aus integrierten Daten an diskreten Messpositionen, die nicht notwendigerweise äquidistant verteilt sein müssen, lokale Werte berechnen zu können. Im folgenden Abschnitt werden die für die Entwicklung des neuen Algorithmus relevanten Methoden sowie ihre Funktionsweise und ihre Vor- und Nachteile beschrieben. Im Anschluss wird der entwickelte rauschunempfindliche Abeltransformationalgorithmus detailliert beschrieben.

3.2. Entwicklung eines rauschunempfindlichen Algorithmus

Bei Messungen liegen keine Funktion $F(y)$ sondern Messwerte $M = \{m_1, \dots, m_N\}$ an den Positionen $Y = \{y_1, \dots, y_N\}$ vor. Aus diesen kann mittels verschiedener Methoden die lokale Verteilung f an den Stellen Y berechnet werden.

3.2.1. Matrixmethode - Onion-Peeling

Es gibt mehrere Möglichkeiten, die gemessenen Werte M mittels einer Matrix mit der lokalen Verteilung f zu verknüpfen [73, 74]. Die gebräuchlichste dieser Verknüpfungen wird *Onion-Peeling* genannt. Für diese Verknüpfung wird angenommen, dass die Werte von f konstant in Ringen um das Zentrum verteilt sind. Von Ring zu Ring kann es folglich Sprünge geben. Unter dieser Annahme kann die lokale Verteilung iterativ von außen nach innen über

$$f_k = \frac{M_k - \sum_{i=1}^{k-1} \alpha_{k,i-1} (f_i - f_{i-1})}{\alpha_{N,N-1}} + f_{k-1} \quad (3.3)$$

berechnet werden, wobei

$$\alpha_{j,i} = 2\sqrt{Y_i^2 - Y_j^2}, \quad (3.4)$$

für die Gewichtung verwendet wird [74].

Diese recht einfach zu implementierende Methode hat den Nachteil, dass sich Fehler, die außen gemacht werden, nach innen fortpflanzen und verstärken. So erhält man in der Mitte, häufig der Punkt von größtem Interesse, leider auch den größten Fehler. Deshalb kann diese Methode nur sinnvoll angewandt werden, wenn die Daten zuvor durch Filtern stark geglättet werden. Dieses Filtern kann aber zu ungewollten Informationsverlusten führen.

3.2.2. Fouriermethode

Die Idee hinter der Fouriermethode ist, die lokale Verteilung $f(r)$ mittels eine Fourierreihe

$$f(r) = \sum_{n=N_l}^{N_u} A_n f_n(r), \quad (3.5)$$

zu approximieren [75]. Hierbei sind A_n die Amplituden der einzelnen Schwingungen, N_l ist die untere Frequenz, N_u ist die obere Frequenz und $f_n(r)$ der folgende Satz von Kosinus Funktionen

$$\begin{aligned} f_0(r) &= 1 \\ f_n(r) &= 1 - (-1)^n \cos(n\pi \frac{r}{R}), \end{aligned} \quad (3.6)$$

mit R als Radius des äußeren Randes. Kombiniert man Gleichung (3.6) mit Gleichung (3.1) folgt

$$F_{Fourier}(y) = 2 \sum_{n=N_l}^{N_u} A_n \int_y^R f_n(r) \frac{r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr, \quad (3.7)$$

mit N als Anzahl der Messpunkte. Das Integral in Gleichung (3.7) kann numerisch bestimmt werden. Die noch unbekanntenen Amplituden A_n lassen sich mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmen.

$$\sum_{k=1}^N (F_{Fourier}(Y) - M)^2 \stackrel{!}{=} Min \quad (3.8)$$

Im Gegensatz zur Onion Peeling-Methode arbeitet die Fouriermethode nicht von außen nach innen, sondern löst das Problem als Ganzes. Eine Schwierigkeit bei dieser Methode liegt in der Wahl der Frequenzen und den damit darstellbaren Verläufen. Wird die obere Frequenz zu klein gewählt, kann die berechnete integrierte Verteilung der gemessenen nicht folgen. Wird eine

hohe obere Frequenz gewählt, neigt der Algorithmus zu Oszillationen im lokalen Lösungsraum. Ein Filtern wie bei der Onion Peeling-Methode führt zu keiner Verbesserung des Ergebnisses und ist deshalb nicht notwendig.

3.2.3. Funktionsinterpolation

Bei der Funktionsinterpolation wird, ähnlich wie bei der Fouriermethode, angenommen, dass die lokale Verteilung $f(r)$ durch Funktionen dargestellt werden kann, die eine analytische Lösung für Gleichung (3.1) haben. Es gibt nur wenige Funktionen, die diese Forderung erfüllen, z. B. Konstante, Polynomfunktionen ersten bis dritten Grades und Gaussfunktionen [76]. Konstanten sowie Polynome ersten und zweiten Grades erfüllen aber nicht die geforderten Randbedingungen für die Abeltransformation und werden daher nicht verwendet.

Wählt man einen Satz dieser Funktionen aus, so lassen sich deren Variablen wie bei der Fourier Methode über das kleinste Fehlerquadrat zwischen der in diesem Fall analytisch integrierten Verteilung und den gemessenen Werten M bestimmen.

Von Pretzler et al. wurde eine Funktionsinterpolationsmethode vorgeschlagen, bei der die lokale Verteilung aus Polynomen dritten Grades besteht [75]

$$f(r) = P_i(r) = a_i r^3 + b_i r^2 + c_i r + d_i, \quad (3.9)$$

mit

$$R_i \geq r \geq R_{i+1}. \quad (3.10)$$

Hierbei ist R_i der Radius an der Position i . Um die unbekannt Koeffizienten a_i , b_i , c_i und d_i berechnen zu können, werden folgende Randbedingungen verwendet:

$$\begin{aligned} P_i(R_{i+1}) &= P_{i+1}(R_{i+1}) \\ P_i(R_{i+2}) &= P_{i+1}(R_{i+2}). \end{aligned} \quad (3.11)$$

Unter Zuhilfenahme dieser Randbedingungen und den zusätzlichen Randbedingungen am äußeren Rand $P_M(R_{M+1}) = 0$ und $P'_M(R_{M+1}) = 0$, wobei M die Anzahl von Polynomen darstellt und einer weiteren Randbedingung im Zentrum $P'_1(r = 0) = 0$ lässt sich das Gleichungssystem von außen nach innen lösen. Wie schon bei der Onion Peeling-Methode pflanzen sich so Fehler zur Mitte fort. Außerdem führen die Randbedingungen aus Gleichung (3.11) bei einer großen Anzahl von Polynomen M zur Oszillation der Lösung, das den größten Nachteil dieser Methode darstellt.

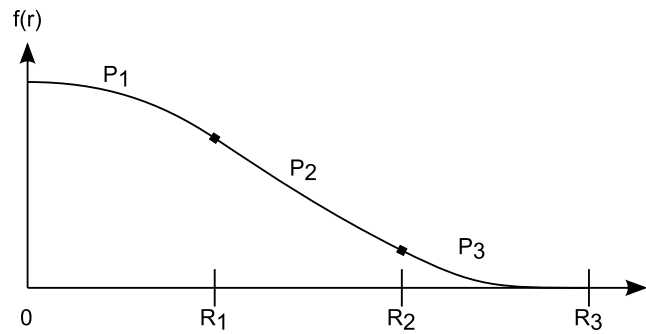


Bild 3.2.: Beispielhafte Verteilung lokaler Splines

3.2.4. Splinemethode mit optimierten Stützstellen

Die Splinemethode soll die Vorteile der oben beschriebenen Algorithmen vereinen und deren Nachteile weitgehend eliminieren. Der Splinemethode liegt die Annahme zugrunde, dass die lokale Verteilung durch drei Polynome dritten Grades dargestellt werden kann. Im Gegensatz zur Funktionsinterpolation wird aber angenommen, dass Wert und Steigung zweier benachbarter Funktionen an ihrem Verbindungspunkt gleich sind. Die lokale Verteilung lässt sich als

$$f(r) = \begin{cases} P_1(r) = a_1 r^3 + b_1 r^2 + c_1 r + d_1 & 0 \leq r \leq R_1 \\ P_2(r) = a_2 r^3 + b_2 r^2 + c_2 r + d_2 & R_1 \leq r \leq R_2 \\ P_3(r) = a_3 r^3 + b_3 r^2 + c_3 r + d_3 & R_2 \leq r \leq R_3 \\ 0 & \text{sonst,} \end{cases} \quad (3.12)$$

schreiben, wobei R_1 , R_2 und R_3 die Stützstellen des Splines sind. Eine solche lokale Verteilung ist beispielhaft in Bild 3.2 dargestellt.

Setzt man Gleichung (3.12) in Gleichung (3.1) ein, so erhält man das folgende Gleichungssystem:

$$F(y) = \begin{cases} 2 \int_y^{R_1} \frac{P_1(r)r}{\sqrt{r^2-y^2}} dr + 2 \int_{R_1}^{R_2} \frac{P_2(r)r}{\sqrt{r^2-y^2}} dr + 2 \int_{R_2}^{R_3} \frac{P_3(r)r}{\sqrt{r^2-y^2}} dr & 0 \leq y \leq R_1 \\ 2 \int_y^{R_2} \frac{P_2(r)r}{\sqrt{r^2-y^2}} dr + 2 \int_{R_2}^{R_3} \frac{P_3(r)r}{\sqrt{r^2-y^2}} dr & R_1 \leq y \leq R_2 \\ 2 \int_y^{R_3} \frac{P_3(r)r}{\sqrt{r^2-y^2}} dr & R_2 \leq y \leq R_3 \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.13)$$

Im Allgemeinen kann die Integration von Gleichung (3.1) für ein Polynom dritten Grades

analytisch zu

$$\begin{aligned}
 F(y) &= \left(a \left[\sqrt{r^2 - y^2} \left(\frac{1}{2} r^3 + \frac{3}{4} r y^2 \right) + \log(r + \sqrt{r^2 - y^2}) \frac{3}{4} y^4 \right] \right. \\
 &\quad + b \left[\sqrt{r^2 - y^2} \left(\frac{2}{3} r^2 + \frac{4}{3} y^2 \right) \right] \\
 &\quad + c \left[\sqrt{r^2 - y^2} r + \log(r + \sqrt{r^2 - y^2}) y^2 \right] \\
 &\quad \left. + d \left[\sqrt{r^2 - y^2} 2 \right] \right) \Big|_{r=y}^{r=R} \\
 &= a va + b vb + c vc + d vd,
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

bestimmt werden. Mittels Gleichung (3.14) lässt sich eine Matrix aufstellen, die jeden Wert y mit einem integrierten Wert F in Abhängigkeit der Koeffizienten von P_1, P_2, P_3 und den Stützstellen R_1, R_2, R_3 , verknüpft. Das entstehende Gleichungssystem ist

$$\underbrace{\left[\begin{array}{cccc|cccc|cccc}
 va_1 & vb_1 & vc_1 & vd_1 & va_2 & vb_2 & vc_2 & vd_2 & va_3 & vb_3 & vc_3 & vd_3 \\
 \dots & \dots & \dots & \dots & R_1 & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\
 \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & va_2 & vb_2 & vc_2 & \vec{d}_2 & va_3 & vb_3 & vc_3 & vd_3 \\
 \dots & \dots & \dots & \dots & R_2 & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\
 \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & va_3 & vb_3 & vc_3 & vd_3 \\
 \dots & \dots & \dots & \dots & R_3 & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\
 \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & \vec{0} & \vec{0}
 \end{array} \right]}_{\mathbf{A}} \underbrace{\begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \\ c_1 \\ d_1 \\ a_2 \\ b_2 \\ c_2 \\ d_2 \\ a_3 \\ b_3 \\ c_3 \\ d_3 \end{bmatrix}}_x = \underbrace{\begin{bmatrix} F(y) \\ \dots R_1 \dots \\ F(y) \\ \dots R_2 \dots \\ F(y) \\ \dots R_3 \dots \\ \vec{0} \end{bmatrix}}_{F_{Spline}}. \tag{3.15}$$

Hierbei sind va_i, vb_i, vc_i, vd_i mit a_i, b_i, c_i, d_i zu multiplizieren, um Gleichung (3.14) zu genügen. Die vertikalen Linien zeigen die Gültigkeitsbereiche der drei Polynome an und die horizontalen Punkte markieren die unterschiedlichen Integrale aus Gleichung (3.13).

Da es sich um ein achsensymmetrisches Problem handelt, muss das erste Polynom P_1 an der Stelle $r = 0$ ein Extremum aufweisen, somit gilt

$$f'(r = 0) = P'_1(r = 0) = c_1 = 0. \tag{3.16}$$

Weitere Bedingungen sind, dass die lokale Verteilung und somit auch die integrierte Verteilung

am äußeren Rand den Wert null aufweisen

$$f(r = R_3) = P_3(r = R_3) = 0, \quad (3.17)$$

und dass der Gradient der lokalen Verteilung bei $R_3 = 0$ ist

$$f'(r = R_3) = P_3'(r = R_3) = 0. \quad (3.18)$$

Dies entspricht in der Natur dem Fall, wenn die Ausdehnung des betrachteten Mediums in radialer Richtung nicht blockiert wird.

Die zwei Randbedingungen aus Gleichung (3.17) und Gleichung (3.18) werden genutzt, um die Parameter c_3 und d_3 mit

$$\begin{aligned} 0 &= 3 a_3 R_3^2 + 2 b_3 R_3 + c_3 \\ \rightarrow c_3 &= -(3 a_3 R_3^2 + 2 b_3 R_3) \end{aligned} \quad (3.19)$$

und

$$\begin{aligned} 0 &= a_3 R_3^3 + b_3 R_3^2 + c_3 R_3 + d_3 \\ \rightarrow d_3 &= 2 a_3 R_3^3 + b_3 R_3^2 \end{aligned} \quad (3.20)$$

zu eliminieren. Zusätzlich werden die Randbedingungen an den Verbindungspunkten zweier Polynome genutzt. Diese sind

$$\begin{aligned} P_2(R_2) &= P_3(R_2) \\ P_2'(R_2) &= P_3'(R_2) \end{aligned} \quad (3.21)$$

und

$$\begin{aligned} P_1(R_1) &= P_2(R_1) \\ P_1'(R_1) &= P_2'(R_1), \end{aligned} \quad (3.22)$$

um die Variablen c_2 , d_2 sowie b_1 und d_1 zu bestimmen. Man erhält

$$\begin{aligned} 3 a_2 R_2^2 + 2 b_2 R_2 + c_2 &= 3 a_3 R_2^2 + 2 b_3 R_2 + c_3 \\ \rightarrow c_2 &= 3 R_2^2(a_3 - a_2) + 2 R_2 (b_3 - b_2) + c_3, \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\begin{aligned}
 a_2 R_2^3 + b_2 R_2^2 + c_2 R_2 + d_2 &= a_3 R_2^3 + b_2 R_2^2 + c_2 R_2 + d_2 \\
 \rightarrow d_2 &= -2 R_2^3(a_3 - a_2) - R_2^2(b_3 - b_2) + d_3,
 \end{aligned} \tag{3.24}$$

$$\begin{aligned}
 3 a_1 R_1^2 + 2 b_1 R_1 &= 3 a_2 R_1^2 + 2 b_2 R_1 + c_2 \\
 \rightarrow b_1 &= \frac{3 R_1^2(a_2 - a_1) + 2 R_1 b_2 + c_2}{2 R_1}
 \end{aligned} \tag{3.25}$$

und

$$\begin{aligned}
 a_1 R_1^3 + b_1 R_1^2 + d_1 &= a_2 R_1^3 + b_2 R_1^2 + c_2 R_1 + d_2 \\
 \rightarrow d_1 &= R_1^3(a_2 - a_1) + R_1^2(b_2 - b_1) + R_1 c_2 + d_2.
 \end{aligned} \tag{3.26}$$

Unter Verwendung der Gleichungen (3.19-3.26) lässt sich das Gleichungssystem (3.15) wie folgt neu schreiben

$$\underbrace{\begin{bmatrix} va_1 & | & va_2 & vb_2 & | & va_3 & vb_3 \\ \dots & \dots & R_1 & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \vec{0} & | & va_2 & vb_2 & | & va_3 & vb_3 \\ \dots & \dots & R_2 & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \vec{0} & | & \vec{0} & \vec{0} & | & va_3 & vb_3 \\ \dots & \dots & R_3 & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \vec{0} & | & \vec{0} & \vec{0} & | & \vec{0} & \vec{0} \end{bmatrix}}_{\mathbf{A}} \underbrace{\begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ b_2 \\ a_3 \\ b_3 \end{bmatrix}}_x = \underbrace{\begin{bmatrix} F(y) \\ \dots R_1 \dots \\ F(y) \\ \dots R_2 \dots \\ F(y) \\ \dots R_3 \dots \\ \vec{0} \end{bmatrix}}_{F_{Spline}}. \tag{3.27}$$

Die Werte für va_i und vb_i lassen sich nun berechnen. Für Details zu dieser Berechnung wird auf [71] verwiesen. Nach der Berechnung der Matrixelemente erhält man ein überstimmtes Gleichungssystem, das mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate einfach gelöst werden kann. Über die genutzten Randbedingungen lässt sich der komplette Satz an Koeffizienten für die drei Polynome und so die lokale Verteilung berechnen. Die Koeffizienten der Polynome sind in diesem Fall optimal für die gewählten Stützstellen R_1 , R_2 und R_3 . Somit sind die Vorteile einer analytischen Lösung der Abeltransformation und ein nicht iteratives Verfahren erreicht. Die optimale Platzierung der Stützstellen ist eine weitere Aufgabe des Algorithmus und wird daher nachfolgend erklärt.

Durch die Positionierung der Stützstellen der drei Polynome kann der zu minimierende Unterschied zwischen gemessenen und über den Algorithmus berechneten integrierten Werten weiter

verbessert werden. Die Kostenfunktion für dieses Optimierungsproblem ist die Summe der quadrierten Differenzen zwischen den gemessenen und den berechneten integrierten Werten. Mit dieser Kostenfunktion lassen sich nicht verrauschte Daten bereits sehr gut behandeln. Im Fall von verrauschten Daten muss die Kostenfunktion um einen Faktor erweitert werden, der das Polynom vom Oszillieren abhält. Dieses wird durch Einbeziehen der zweiten Ableitung an den Stützstellen in die Kostenfunktion gewährleistet. Die Summe der absoluten Differenzen der zweiten Ableitungen an den Stützstellen wird mit der Summe der quadrierten Differenzen gewichtet. So ergibt sich die folgende Kostenfunktion

$$z = \sum (M - F_{Spline})^2 + (|P_1''(R_1) - P_2''(R_1)| + |P_2''(R_2) - P_3''(R_2)| + |P_3''(R_3)|) \sum (M - F_{Spline})^2 . \quad (3.28)$$

Stützstellen können in diesem Fall nur an Punkte gesetzt werden, an denen auch ein Messpunkt existiert, also an jeden Punkt von Y mit der Einschränkung, dass das Gleichungssystem nur dann lösbar ist, wenn sich zwischen zwei Stützstellen mindestens zwei Punkte befinden. Ein gradientenbasierter Optimierungsansatz konnte das globale Minimum dieses Optimierungsproblems nicht zuverlässig finden. Aus diesem Grund wurde ein genetischer Algorithmus zur optimalen Platzierung der Stützstellen verwendet. Nach diesem Schritt ist es möglich, eine Abeltransformation von verrauschten Messdaten auf Basis von drei kubischen Polynomen im lokalen Raum analytisch durchzuführen.

Der Algorithmus wurde an diversen Testfällen und emissionsspektroskopischen Aufnahmen der Plasmaströmung des PWK1 validiert. Die Ergebnisse dieser Tests sind bei Fulge et al. [71] diskutiert. Mit diesem Verfahren steht erstmals ein robuster Algorithmus mit hoher Toleranz für Datensätze mit hohen Unsicherheiten und Messrauschen zur Verfügung.

Der hier beschriebene Algorithmus wird in dieser Arbeit für die absorptionsspektroskopische Untersuchung einer rotationssymmetrischen Flamme verwendet. Das Profil der Temperatur und des Wassergehalts über den Radius der Flamme soll einen flachen Verlauf haben, also nahezu konstant sein. Diese Hypothese kann unter Zuhilfenahme des Algorithmus überprüft werden.

4. Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel werden die experimentellen Aufbauten, die in dieser Arbeit zum Einsatz gekommen sind, detailliert beschrieben. Als Erstes wird das Messsystem für die Absorptionsspektroskopie im Allgemeinen erklärt. Hierbei wird auf die einzelnen Komponenten der Lasererzeugung als auch auf die Messkette eingegangen. Das Kapitel schließt mit der kurzen Beschreibung des Aufbaus der Hintergrundschlierenmethode, die zur Vermessung der zeitlichen und räumlichen Ausdehnung der McKenna-Flammen verwendet wurde.

4.1. Messsystem Absorptionsspektroskopie

Die für die Absorptionsspektroskopie benötigten Komponenten sind in Bild 4.1 schematisch dargestellt. Ihre Funktion und der Zusammenhang zwischen den einzelnen Elementen wird im Folgenden erläutert. Der Funktionsgenerator liefert einen frei programmierbaren Spannungsverlauf an den Stromregler. So ist es möglich, für die direkte Absorptionsmessung einen linearen Anstieg vorzugeben und diesen für die WMS-Messung mit einer Sinusschwingung zu überlagern. Das Spannungssignal des Funktionsgenerators wird genutzt, um den Stromausgang des Stromreglers zu kommandieren. Dieser gibt einen Stromverlauf an die VCSEL-Diode. Für den Betrieb benötigt die Diode noch das Signal eines Temperaturreglers, der im vorliegenden Fall die Temperatur der Diode auf einem konstanten Wert hält. Dies ist wichtig, da die Temperatur der Diode ebenfalls die Wellenlänge verändert. Nachdem der Laser die Messstrecke passiert hat, wird er von einer Photodiode detektiert. Diese wandelt die aufgenommene Strahlung in ein proportionales Spannungssignal um, das wiederum vom Oszilloskop aufgenommen wird. Um die Vorgänge zeitlich genau steuern zu können, besteht eine weitere Verbindung vom Funktionsgenerator zum Oszilloskop. Auf die einzelnen Komponenten wird im Folgenden noch im Detail eingegangen.

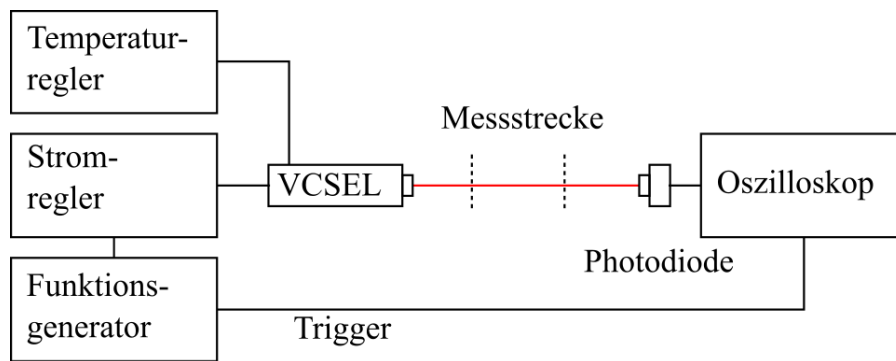


Bild 4.1.: Skizze des Messsystems mit einzelnen Komponenten

4.1.1. Oberflächenemittierender Diodenlaser

Ein oberflächenemittierender Diodenlaser (VCSEL von englisch Vertical Cavity Surface Emitting Laser) ist ein Halbleiterlaser, bei dem die Strahlung senkrecht zur Ebene des Halbleiterchips abgestrahlt wird, ganz im Gegensatz zu den weitverbreiteten Kantenemittern, die z. B. in Lasern mit verteilter Rückkopplung (DFB von englisch Distributed Feedback) Verwendung finden [77]. VCSEL-Dioden wurden um 1988 das erste Mal gebaut und erforscht. Sie sollten vor allem Verwendung in der Kommunikation finden [78]. Heute werden sie zum Teil in der Kommunikation in Netzwerken, in optischen Bediengeräten, wie Computermäusen und in der Absorptionsspektroskopie verwendet. Weitere Eigenschaften von VCSEL-Dioden sind ein geringer Schwellen- und Betriebsstrom, eine hohe Energieeffizienz und damit eine geringe Abwärme sowie Singlemode-Betrieb über einen weiten und durchstimmbaren Wellenlängenbereich [79]. Aus diesen Gründen eignen sich VCSEL-Dioden gut für absorptionsspektroskopische Untersuchungen. Darüber hinaus lassen sich VCSEL-Dioden in großen Stückzahlen und sehr wirtschaftlich produzieren.

Der schematische Aufbau einer VCSEL-Diode ist in Bild 4.2 gezeigt. Das Bild zeigt das n-Typ Substrat, auf dem die Diode aufgebaut ist. Auf dem Substrat bilden n-dotierte Schichten den unteren Spiegel. Darüber liegend befindet sich der Hohlraumresonator mit seinen aktiven Schichten, in dem das Lasersignal entsteht. Die Höhe des Resonators bestimmt die Wellenlänge des ausgesandten Laserlichts. In der aktiven Region wird der Stromfluss auf einen Bereich im Zentrum konzentriert. Dieses führt zu einer ohmschen Heizung des Resonators im Betrieb, die eine Ausdehnung des Materials zur Folge hat, die wiederum, wie schon beschrieben, die abgestrahlte Wellenlänge beeinflusst. Damit die Photonen verstärkt werden können, sitzt über dem Resonator ein p-dotierter Spiegel, der in Kombination mit dem unteren Spiegel dafür sorgt, dass die Photonen den Resonator häufig durchlaufen und so weitere Photonen erzeugt werden. Der physikalische Effekt hierfür, die stimulierte Emission, wurde im Kapitel 2 kurz erläutert. Um den Stromfluss zu gewährleisten, muss auf den oberen Spiegel ein Kontakt angebracht werden. Darüber hinaus weist das Bild auf die räumliche Verteilung der Intensität hin, meist ein gaussähnliches Profil, und zeigt den charakteristischen Zusammenhang zwischen Strom

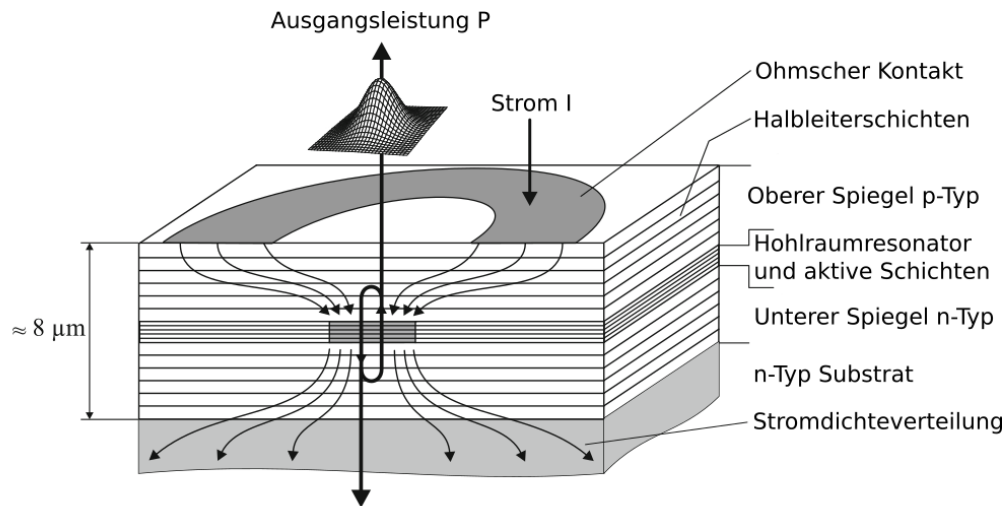


Bild 4.2.: Schematischer Aufbau einer VCSEL-Diode [79]

und der ausgesandten Leistung [79, 80]. Die Wellenlänge einer VCSEL-Diode lässt sich auch über die Temperatur des Chips regeln. Die Wellenlängenänderung basiert auf dem gleichen Effekt wie beim Strom. Durch eine Änderung der Temperatur verändert sich die Länge des Hohlraumresonators und dadurch die Wellenlänge, die durch das aktive Medium verstärkt wird. Während die Veränderung der Temperatur träge ist, da hierbei der gesamte Chip erwärmt oder gekühlt wird, wirkt sich die Veränderung des Stroms mittels ohmscher Heizung im aktiven Material sehr schnell aus. Die Veränderung des Stroms hat zusätzlich zur Folge, dass bei höheren Strömen eine höhere Strahlungsleistung abgegeben wird. Weiterführende Literatur zu VCSEL-Dioden ist in den Büchern von Li und Iga [81] sowie Michalzik [82] zu finden.

In der vorliegenden Arbeit wurde eine VCSEL-Diode des Typs VL-1993-1-SQ-A5 der Vertilas GmbH verwendet. Die Diode kann mit einem Strom zwischen 1,5 und 14 mA und mit Temperaturen zwischen 15 bis 35 °C betrieben werden. Es lässt sich der Wellenlängenbereich zwischen 1990 bis 1996,5 nm durchstimmen. Die maximal abgestrahlte Leistung beträgt 1,29 mW. Die Diode ist ein Klasse 1 Laser. Der Diodenkopf, siehe Bild 4.3, hat einen Durchmesser von 9,14 mm. Weitere Spezifikationen der Laserdiode finden sich im Anhang A.1. Die Temperaturregelung erfolgt durch die Messung der Temperatur über einen Widerstand und die Bestromung eines Peltier-Elements, das am Substrat der Diode angebracht ist. Für die Verwendung in dieser Arbeit wurde eine auf den ermittelten Wellenlängenbereich ausgelegte VCSEL-Diode angefertigt. Deshalb mussten auch die folgend genannten optischen Komponenten neu gefertigt und aufgebaut werden.

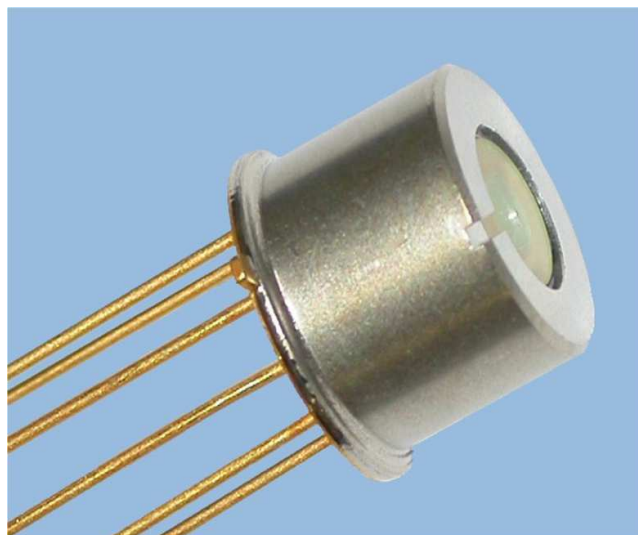


Bild 4.3.: VCSEL-Diodenkopf [83]

4.1.2. Diodenhalter und optische Komponenten

Die Halterung der VCSEL-Diode erfolgt über ein Gehäuse, in dem ihre Position in Bezug auf die Kollimationsoptik in zwei Achsen eingestellt werden kann. Durch Verschieben einer ebenfalls eingebauten Linse lässt sich der Strahl fokussieren. Das Gehäuse ist mit passiven Kühlern ausgestattet, um einen stationären Betrieb zu gewährleisten. Der Kollimator und die Linse sind auf die Wellenzahl des Lasers und den Öffnungswinkel der Laserdiode ausgelegt.

4.1.3. Strom- und Temperaturregler

Der Strom muss in einem Bereich von 0 bis 14 mA regelbar sein, um den zuverlässigen Betrieb der VCSEL-Diode zu gewährleisten. Als Stromquelle wurde daher der kleinste verfügbare Stromregler, Thorlabs LDC 200CV, ausgewählt, der maximal einen Strom von 20 mA liefert. Mit einer Genauigkeit von $20 \mu\text{A}$ und einem analogen Eingang zur Modulation der Stromstärke mit Frequenzen bis zu 100 kHz ist dieser Stromregler auch bestens für WMS-Anwendungen geeignet [84].

Der Temperaturregler misst einen temperatursensitiven Widerstand, der am Chip befestigt ist und regelt nachgehend über ein Peltier-Element die Temperatur auf den gewünschten Wert. Als Regeleinheit wurde ein TED 200C von Thorlabs ausgewählt, der sich durch einen anpassbaren PID-Regler und die dadurch gut einstellbare Regelung auszeichnet [85].

4.1.4. Funktionsgenerator

Um direkte Absorptionsmessungen und WMS durchführen zu können, muss der Strom über den analogen Eingang des Stromreglers gesteuert werden. Hierfür wird ein programmierbarer

Arbiträr-Funktionsgenerator verwendet. Der in dieser Arbeit zur Anwendung kommende Funktionsgenerator Rigol DG 5072 kann maximal Frequenzen bis 70 MHz bei einer Abtastrate von ein Giga-sample pro Sekunde (GSa/s) ausgeben [86]. Extern lassen sich beliebige Spannungsverläufe erzeugen, die auf den Funktionsgenerator übertragen werden können und dann von ihm wiedergegeben werden. Dieses ist vor allem für die WMS-Messungen wichtig, da hier zu dem linearen Anstieg, der einen Scan über die Wellenlänge erlaubt, noch eine schnelle Sinusschwingung superpositioniert werden muss.

4.1.5. Photodiode

Um die Strahlungsintensität des Lasers messen zu können, wird eine Photodiode, Thorlabs PDA10DT, verwendet. Der Indiumgalliumarsenidchip reagiert auf Strahlung im Wellenlängenbereich zwischen 900 und 2570 nm, hat eine maximale Bandbreite von 1 MHz und wird durch einen thermoelektrischen Kühler auf einer konstanten Temperatur gehalten. Darüber hinaus lässt sich das Signal der Diode in Schritten von 10 dB zwischen 0 und 70 dB verstärken und ein Tiefpassfilter zwischen 500 Hz und 1 MHz zuschalten [87]. Da es für die Messung nicht notwendig ist, die absolute Intensität zu kennen, ist eine Kalibrierung nicht notwendig. Die einzigen Voraussetzungen für die Absorptionsmessung sind ein lineares Verhalten zwischen aufgenommener Leistung und abgegebenem Spannungssignal, das vom Hersteller gewährleistet wird, und dass sich die Sensitivität des Chips über den betrachteten Wellenlängenbereich nicht maßgeblich ändert. Da sich die Sensitivität des Sensors kontinuierlich mit der Wellenzahl ändert und im betrachteten Bereich, der dazu auch noch sehr klein ist, keine große Steigung hat, wird diese Anforderung als erfüllt angesehen. Der Indiumgalliumarsenidchip hat einen Durchmesser von 1 mm und entspricht damit der räumlichen Ausdehnung des Lasers. Auszüge und Diagramme aus dem Datenblatt der Photodiode befinden sich im Anhang A.2. Für die Messungen innerhalb dieser Arbeit wurde eine Verstärkung von 0 dB und die maximale Bandbreite von 1 MHz genutzt.

4.1.6. Oszilloskop

Das Oszilloskop wird vom Funktionsgenerator getriggert und speichert den analogen Spannungsverlauf des Funktionsgenerators und die von der Photodiode abgegebene, zur aufgenommenen Lichtintensität proportionale Spannung. Hierfür stand während der Messungen ein LeCroy Wave Surfer Xs-A zur Verfügung, der auf bis zu vier Kanälen Spannungen mit bis zu 200 MHz und 2,5 GSa/s mit einer Auflösung von 8 bit auf den eingestellten Wertebereich aufnehmen und anzeigen kann. Die aufgenommenen Signale lassen sich abspeichern und können so nachfolgend analysiert werden.

4.2. Hintergrundschlierenmethode

Die Hintergrundschlierenmethode (BOS von engl. Background oriented Schlieren) ist in dieser Arbeit zur zeitlichen und geometrischen Vermessung der Flammen des McKenna-Brenners zum Einsatz gekommen. Eine detaillierte Beschreibung zur BOS Methode findet sich bei Klinge [88].

Mit Hilfe der BOS-Methode lassen sich Dichtegradienten in Strömungen visualisieren und gegebenenfalls berechnen. Hierbei wird die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Dichte ausgenutzt. Die Auswirkung von Veränderung des Brechungsindex ist z. B. aus dem Flimmern der Luft über einer heißen Straße bekannt. Mithilfe digitaler Aufnahmen und dem Einsatz von Kreuzkorrelationen können die scheinbaren Veränderungen des Hintergrunds ermittelt und so der Dichtegradient dargestellt werden. Für die Auswertung ist es notwendig, ein Bild ohne Veränderung des Hintergrunds (Referenz) und eine Aufnahme während des Tests durchzuführen. Die geometrischen Größen des Aufbaus können genutzt werden, um die Genauigkeit der Messung bestimmen zu können. Da diese Untersuchung kein maßgeblicher Teil dieser Arbeit ist, wird das BOS-Verfahren nicht im Detail erklärt, sondern auf die verwendete und weiterführende Literatur verwiesen [88, 89].

Die Unterschiede zu anderen Schlierenmethoden sind der geringe Anteil an optischen Elementen, die erreichbare Genauigkeit und kaum Einschränkungen in der Geometrie [90].

Das Augenmerk für die Messung innerhalb dieser Arbeit lag auf den zeitlichen Veränderungen der Flammenfront bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten und Stöchiometrieverhältnissen. Da mit dem Laser keine Auflösung besser als 1 mm erreicht werden kann, ist diese Auflösung auch für die BOS-Aufnahmen anzustreben. Zeitlich ist die Bildwiederholrate durch das verwendete Kamerasystem auf 50 Hz begrenzt.

Für die Aufnahmen wurde eine DSLR Kamera, Sony Alpha57, verwendet. Als Objektiv kam ein Sigma DC 18-200 mm zum Einsatz. Im Videomodus ist die Auflösung auf 1920x1080 Pixel, Full HD, begrenzt. Das Hintergrundmuster wurde mit einem Zufallsgenerator erstellt. Dieser legte pro Pixel eine Farbe, schwarz oder weiß, fest. Ein Ausschnitt solch eines BOS-Hintergrundmusters findet sich in Bild 4.4. Solche zufälligen Muster mit hohem Kontrast eignen sich besonders gut, um später durch Kreuzkorrelation die Verschiebung der einzelnen Bildpunkte zu berechnen.

Das Muster wurde von hinten mit einem Strahler, Leistung 1000W, angestrahlt. Die Entfernung zwischen Hintergrund und der Lichtquelle beträgt rund 2,5 m. Der große Abstand ist notwendig, damit das Licht nahezu lotrecht auf das Muster fällt. In Bild 4.5 findet sich eine Skizze des BOS-Aufbaus inklusive einer grafischen Darstellung des BOS-Verfahrens. Die Distanz zwischen der Mittelachse des McKenna-Brenners und dem Hintergrundschirm misst 20 cm. Der Abstand des Kamerasystems zum Schirm beträgt rund 0,5 m. Ohne Dichtegradient gelangen die Lichtstrahlen von einem Punkt auf dem Muster auf ein Pixel des Kamerasystems, veranschaulicht mittels durchgezogener Linien. Wenn das Licht auf dem Weg zum Kamerasystem,

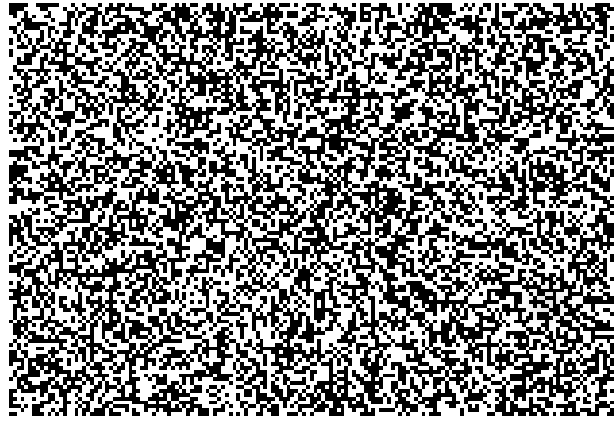


Bild 4.4.: Ausschnitt des erzeugten BOS-Hintergrundmusters

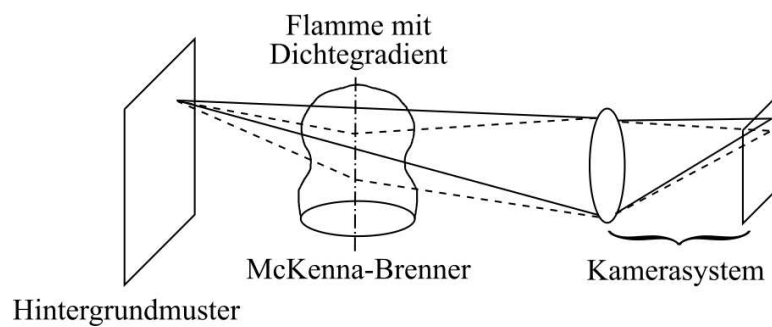


Bild 4.5.: Skizze des BOS-Aufbaus inklusive grafischer Darstellung des Verfahrens

hier dargestellt durch eine Linse und einen Detektionsschirm, einen Bereich mit Dichtegradienten durchläuft, in diesem Fall die Flamme, dann wird der Strahl abgelenkt und auf ein anderes Pixel des Kamerasystems projiziert, dargestellt durch die gestrichelten Linien.

Pro Flamme werden immer drei Videos aufgenommen. Ein Video mit dem Hintergrund als Referenz ohne Strömung, ein Video mit einem Maßstab parallel zum Schirm durch die Rotationsachse des Brenners, als Skala für die Messgrößen, und ein Video mit der brennenden Flamme. Aus diesen Videos lassen sich die räumlichen Ausdehnungen der Flammenfront zeitaufgelöst bestimmen.

5. Versuchsanlagen

In den nachfolgenden Unterkapiteln werden die einzelnen Versuchsanlagen beschrieben, an denen das absorptionsspektroskopische Messsystem zum Einsatz gekommen ist. Zunächst wird auf die Messaufbauten am McKenna-Brenner und an der Überschallbrennkammer des ITLRs eingegangen. Ein weiteres Kapitel befasst sich mit dem Setup an einem Stoßwindkanal, Drummond Tunnel, der University of Queensland.

5.1. McKenna-Brenner

Sowohl direkte Absorptionsmessungen als auch WMS-Messungen wurden zunächst an den Flammen eines gut charakterisierten Flachbrenners, dem McKenna-Brenners der Firma Hothuis & Associates, erprobt und qualifiziert. Die großen Vorteile liegen bei nahezu konstanten Werten der Temperatur und des Wassergehalts über den Radius des Brenners, der Möglichkeit eines stationären Betriebs und der vorhandenen Charakterisierung bei verschiedenen stöchiometrischen Bedingungen Φ und Massenflüssen. In Bild 5.1 ist eine Schnittansicht des McKenna-Brenners zu sehen.

Die gesinterte poröse Brennerplatte besteht aus Bronze und hat einen Durchmesser von 60 mm. Um diese poröse Struktur vor dem Aufschmelzen zu bewahren, verlaufen in ihrem Inneren Kupferrohre, die mit Kühlwasser durchströmt werden. Unterhalb der Brennerplatte befindet sich ein Reservoir, in dem das Brennstoff-Luft-Gemisch eingeleitet wird. Durch die Poren der Brennerplatte gelangt es an die Oberfläche, über der die Flamme entzündet wird. Ein O-Ring dichtet diesen Bereich zum Schutzgasbereich ab. Um die Flamme vor Reaktionen mit der Umgebung zu bewahren, kann in die äußere Kammer Schutzgas, z. B. Stickstoff, eingeleitet werden. Dieses strömt durch den äußeren Ring aus und bildet so eine Zone nicht reaktiven Gases um die Flamme herum. Weiter nach außen wird dieser Bereich durch eine Flachdichtung abgeschlossen. In dieser Arbeit wurde, wie in den Messungen zur Charakterisierung der Flamme auch, kein Schutzgas verwendet.

Die Gasgemische aus Wasserstoff und Luft werden über zwei Durchflussregler der Firma Bronkhorst eingestellt. Da die Messmethode dieser Regler auf der Temperaturzunahme des Gases besteht, müssen Korrekturfaktoren für unterschiedliche Gase verwendet werden, um deren Wärmekapazität zu berücksichtigen.

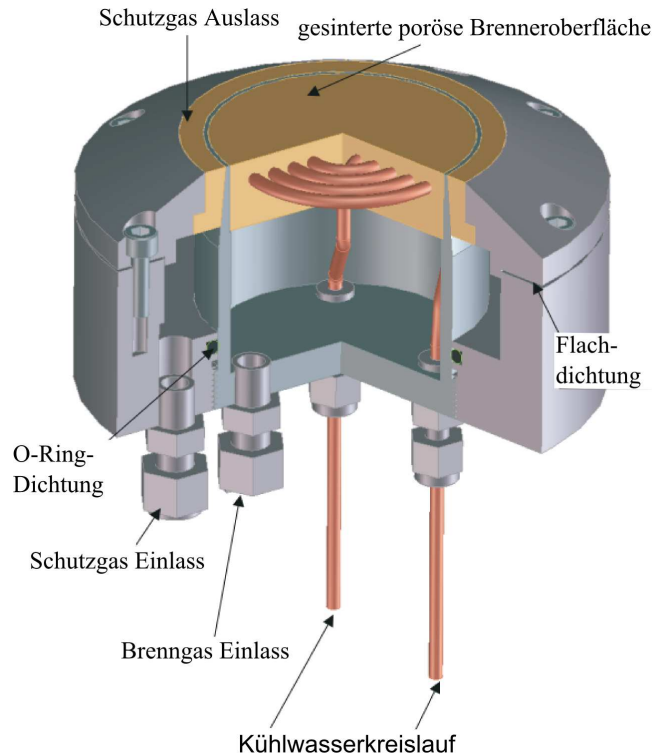


Bild 5.1.: Schnittzeichnung eines McKenna-Brenner [91]

Die verwendeten Durchflussmesser werden mittels Coriolisdurchflussmesser, die Gasart unabhängig sind und direkt den Massenstrom messen, kalibriert. Der Durchflussmesser für die trockene Luft wurde direkt mit trockener Luft kalibriert. Der Wasserstoffdurchflussmesser wurde mit Argon kalibriert. Anschließend wurden die gemessenen Argonmassenströme gemäß Umrechnungsfaktoren in Wasserstoffmassenströme umgerechnet. Die Ergebnisse dieser Kalibrierungen sind in den Bildern 5.2 und 5.3 dargestellt. Auf der Abszisse ist jeweils der mit Hilfe von Coriolisdurchflussmesser gemessene Volumenstrom in Standardliter pro Minute aufgetragen (slpm). Auf der Ordinate ist der eingestellte Prozentualwert des Durchflussreglers dargestellt. Die erzeugten Ausgleichsgeraden weichen maximal um 0,3% für Luft und 1,36% für Wasserstoff von den Messwerten ab, das Verhalten der Durchflussregler ist linear.

In dieser Arbeit werden die Messungen von Prucker et al. [92] an Wasserstoff-Luft-Flammen als Referenz für die eigenen Messungen genutzt. Die Temperatur wurde durch Prucker et al. mittels Coherent-anti-Stokes-Raman-Streuung (CARS) im Zentrum des Brenners 15 mm oberhalb der Kupfermatrix gemessen, der Wassergehalt wurde über Gleichgewichtsrechnungen mit dem NASA-Code von Grodon und McBride [93] berechnet. Messungen von Sutton et al. [94] liefern ein flaches Temperaturprofil im Bereich ± 15 mm um das Zentrum in einer Höhe von 20 mm über der Brennerplatte. Bei diesen Messungen wurde die Rayleigh Streuung genutzt, um die Temperatur lokal zu messen. Thermoelementmessungen von Migliorini et al. [95] zeigen ein flaches Temperaturprofil im Bereich von ± 30 mm in einer Höhe von 3 mm über dem Brenner.

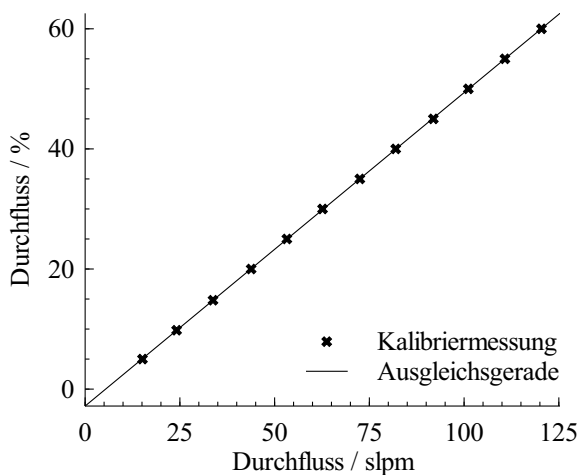


Bild 5.2.: Kalibrierpunkte Luftdurchflussregler inklusive Ausgleichsgerade

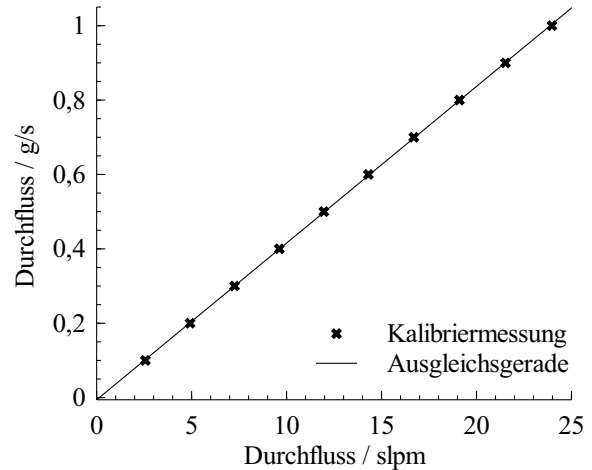


Bild 5.3.: Kalibrierpunkte Wasserstoff-durchflussregler inklusive Ausgleichsgerade

Auch die Messungen von Werblinski et al. [96], die auf Absorption basieren, liefern nahezu konstante radiale Temperaturprofile in Höhen von 3, 13 und 23 mm über der Brennerplatte. Selbst wenn die Aussage über die Temperaturprofile in diesen Literaturen gleich ist, zeigen Sutton et al. [94] mit Rußpartikeln auch Messgrößen, die nicht konstant über den Radius des Brenners verteilt sind. Yu et al. [97] fanden bei ihren Messungen mittels WMS-Messungen sogar ein asymmetrisches Temperaturprofil über den Radius. Darüber hinaus wurden viele der Messungen nur mit einem stöchiometrischen Verhältnis und zum Teil mit Methan oder Ethylen als Brennstoff durchgeführt. Aus diesen Gründen ist die Annahme einer konstanten Temperatur über den Radius für die einzelnen Flammen zunächst zu überprüfen.

Die Bilder 5.4 und 5.5 zeigen Fotos des Messaufbaus am McKenna-Brenner. Um die Hypothese der flachen Profile zu untersuchen, wird die Rotationssymmetrie des Brenners ausgenutzt, um durch Abeltransformation lokale Größen über den Radius zu ermitteln. Zentral können diese Größen dann mit den CARS Messungen von Prucker et al. [92] verglichen werden. Um die hierfür notwendigen Messungen durchzuführen, wurde der Brenner auf einen Schrittmotor montiert, mit dem der Brenner orthogonal zum Laserstrahl verfahren werden kann. Sowohl die Photodiode als auch der Laser werden durch Styroporplatten vor der Wärme der Flamme geschützt werden. Ein weiteres Detail ist in Bild 5.5 zu erkennen. Die aktive Fläche der Photodiode wird mittels einer Blende, aus praktischen Gründen wurde hier ein SMA Adapter verwendet, vor Hintergrundstrahlung geschützt. Mit dieser Vorrichtung lässt sich der detektierte Raumwinkel minimieren.

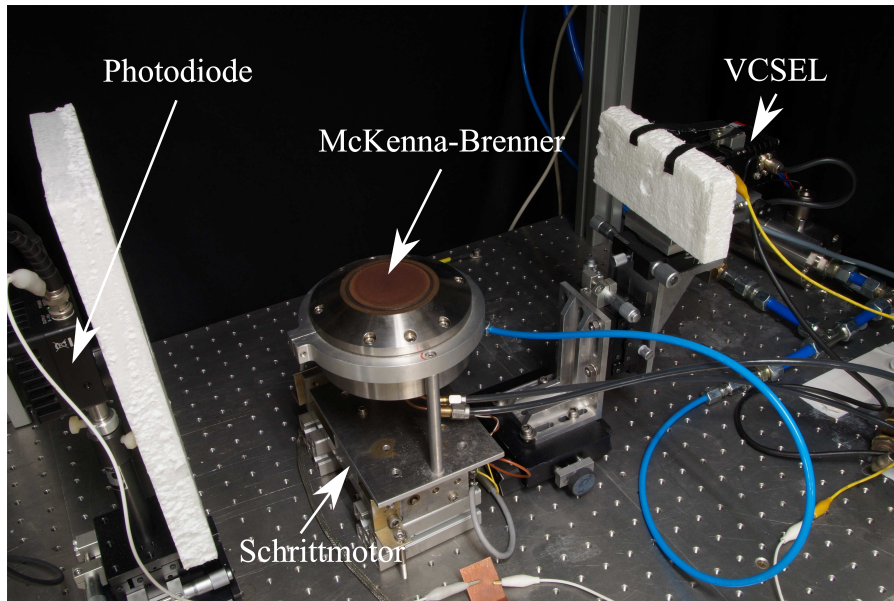


Bild 5.4.: McKenna-Brenner, VCSEL-Diode, Photodiode und Schrittmotor

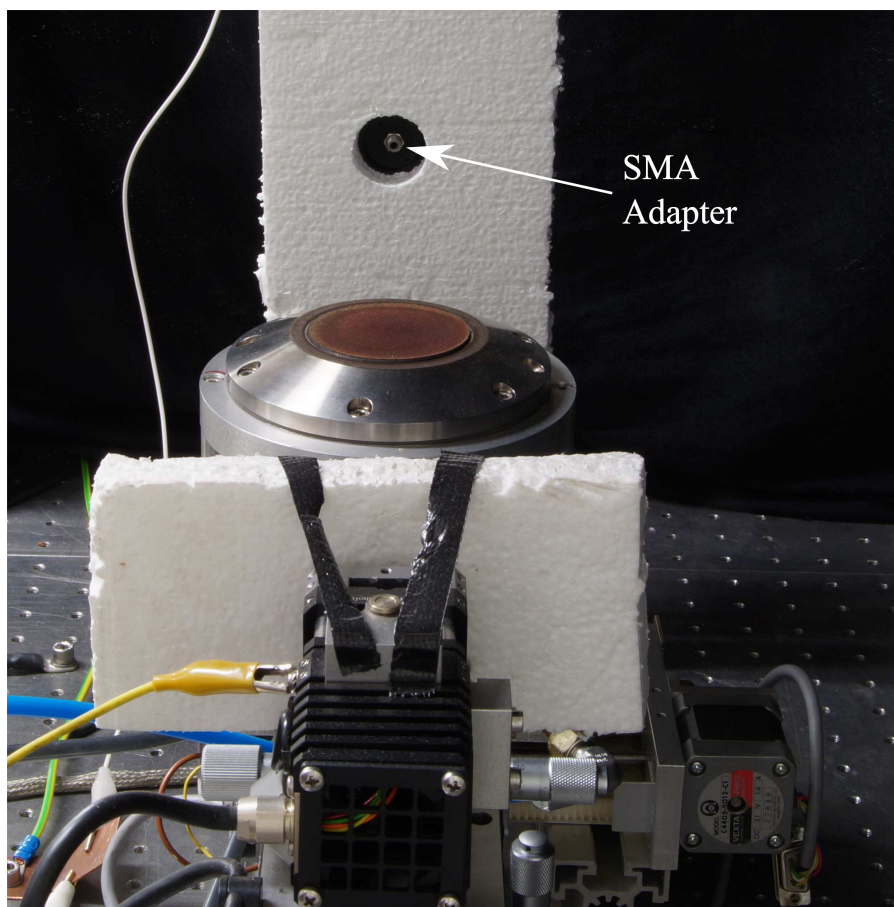


Bild 5.5.: Blende vor Photodiode

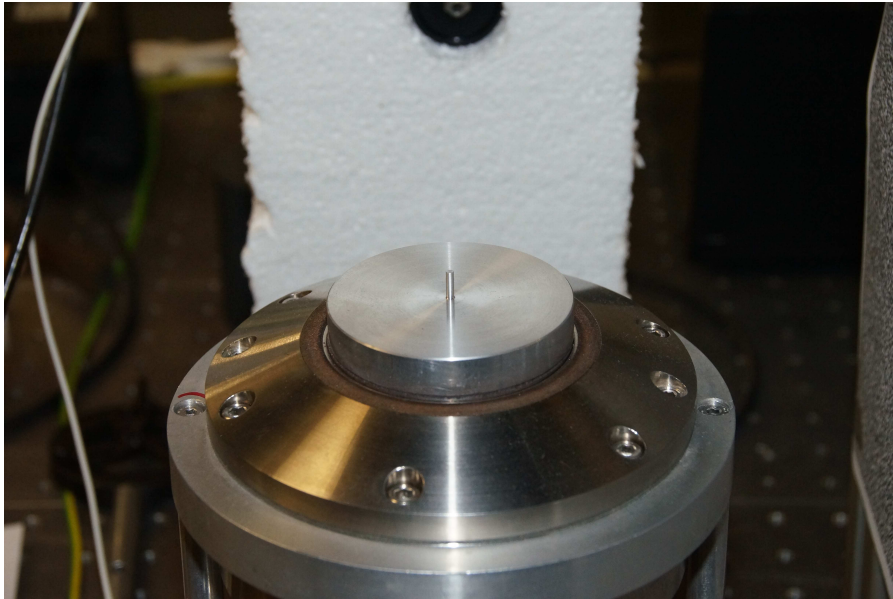


Bild 5.6.: Aufbau zur Bestimmung der Mittelposition

Für die Messungen wurde zunächst die Höhe des Lasers über der Sinterplatte auf 15 mm eingestellt. Die Einstellung wurde mit Hilfe eines 15 mm hohen Metallstücks durchgeführt. Wenn der Intensitätsunterschied an der Photodiode zwischen den Messungen ohne und mit Metallstück 50% beträgt, dann hat der Laser im Mittel eine Höhe von 15 mm über der Sinterplatte. Um die mittige Position des Brenners präzise bestimmen zu können, wurde eine Platte mit einem Dorn mit einer Breite von 2 mm auf der Sinterplatte des Brenners platziert. Die Grundplatte hat denselben Durchmesser wie die Sinterplatte des McKenna-Brenners und lässt sich so zentral platzieren. Beim Verfahren des Brenners durchfährt der Dorn den Laserstrahl, was wiederum eindeutig an der gemessenen Intensität detektiert werden kann. Mithilfe dieser in Bild 5.6 gezeigten Anordnung konnte die Mitte des Brenners und damit die Mitte der Flamme in wiederholten Versuchen auf 0,2 mm genau bestimmt werden.

5.2. Überschallverbrennungsanlage

Für die Experimente am ITLR stand die in Bild 5.7 skizzierte Überschallverbrennungsanlage zur Verfügung. Die Anlage besteht aus einem zweistufigen Verdichter, der Umgebungsluft auf einen maximalen Druck von 10 bar komprimiert. Im Heizer 1 wird die Luft auf bis zu 400 K erhitzt. Die zwei weiteren Heizer 2 und 3 erhöhen die Totaltemperatur auf maximal 1350 K. Der maximale Massenstrom der Anlage beträgt 1,45 kg/s. Die zusätzlichen Lufttanks werden genutzt, um die Heizer bei Ausfall des Verdichters kontrolliert abzukühlen [3]. Der komprimierte und erwärmte Luftstrom wird in die Überschallbrennkammer eingeleitet und hier mit Wasserstoff vermischt [98]. In Grün ist die Messstrecke dieser Arbeit eingezeichnet. Die Abgase werden über einen 20 m hohen Kamin in die Atmosphäre geleitet, hierbei wird Zuluft zugeführt,

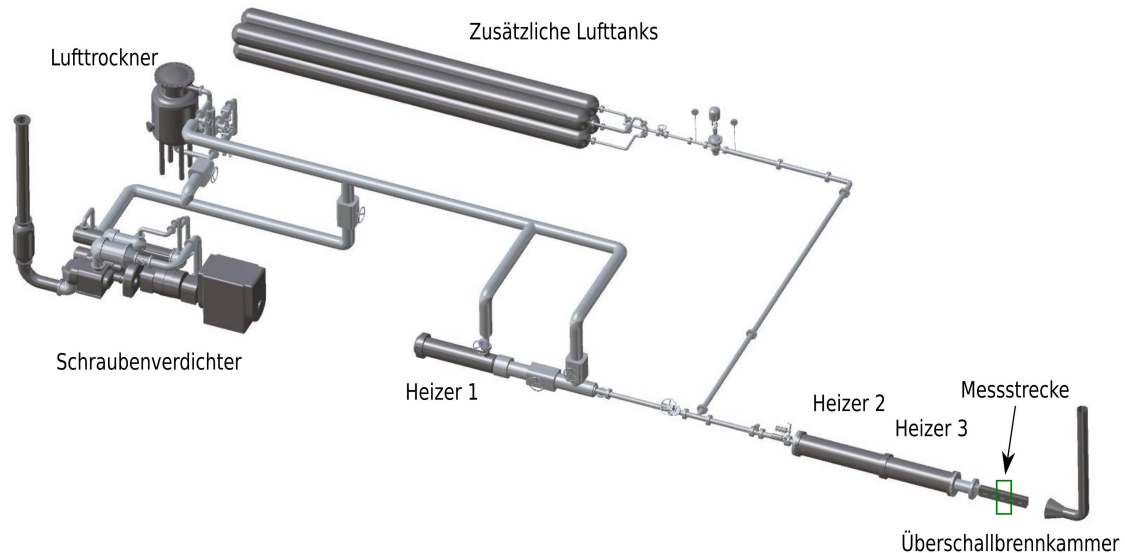


Bild 5.7.: Skizze der Überschallverbrennungsanlage des ITLRs [99]

um die Abgase abzukühlen [9, 4].

Im Folgenden wird spezifisch auf die Brennkammer eingegangen. Ein Schnitt der Brennkammer ist in Bild 5.8 zu finden. Die Strömung fließt von links nach rechts. Die Modellbrennkammer hat eine feste Breite von 40 mm (z-Achse) und variiert in der Höhe (y-Achse). Die Variation in der Höhe ist gut in Bild 5.8 zu sehen. Die heißen komprimierten Gase werden über eine Lavaldüse in die Brennkammer eingeleitet. Je nach Form sind Machzahlen von $Ma=1,7$; $1,9$; $2,1$; $2,3$; und $2,5$ zu erreichen. Die wassergekühlte Kupferstruktur besteht aus vier Elementen, deren Winkel α_1 bis α_4 veränderlich sind. Die Gesamtlänge der Brennkammer beträgt 1204 mm. Zur Überwachung der Betriebsparameter und zur Messung der Reproduzierbarkeit der Bedingungen sind 135 Druckmessensoren in die Wand eingelassen, zu sehen in Bild 5.8 [100]. Am Zentralinjektor wird Wasserstoff in die Strömung eingebracht, der sich mit der Luft vermischt und dann verbrennt. Durch die Form des Injektors kann die Vermischung erhöht werden, gleichzeitig soll der Totaldruckverlust klein sein. Ein weiteres Problem entsteht durch die thermische Belastung der scharfen Vorderkante des Injektors. Um die Struktur zu kühlen, wird der noch kalte Wasserstoff nah an der Vorderkante vorbei geleitet, nimmt hier Wärme auf, und verlässt dann den Injektor an der Hinterkante [99]. Ein Bild des Zentralinjektors und eine Schnittzeichnung, die den Fluss des Treibstoffes verdeutlicht, sind in den Bildern 5.9 und 5.10 zu finden.

Die zweite Einblasung von Wasserstoff in den Rand der Strömung geschieht 191 mm stromab der Hinterkante des Zentralinjektors. Sowohl an der oberen als auch an der unteren Wand wird Treibstoff über zwei Rampen, wie in Bild 5.11 dargestellt, in die Strömung eingebracht [100].

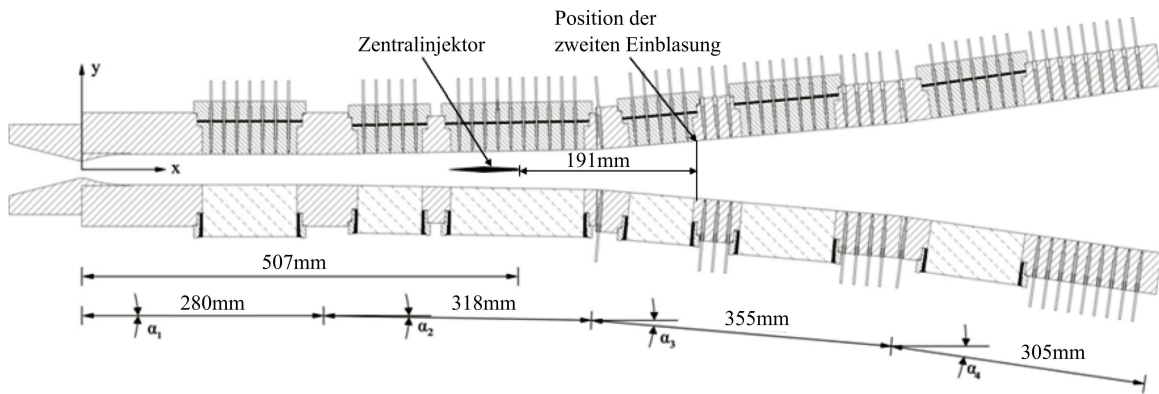


Bild 5.8.: Schnitt der Brennkammer am ITLR [100]

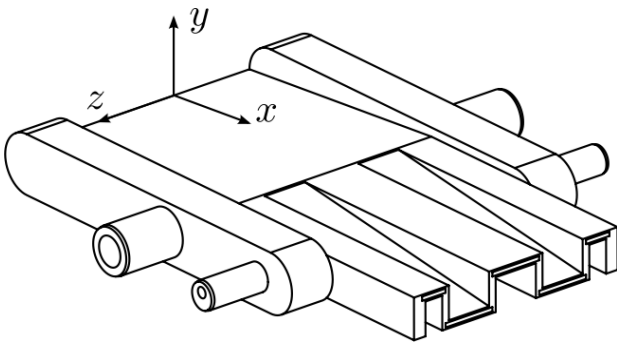


Bild 5.9.: Skizze des Zentralinjektors [99]

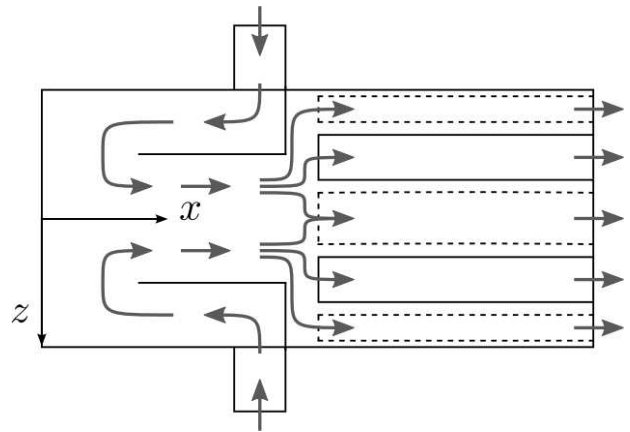


Bild 5.10.: Schnittzeichnung des Zentralinjektors [99]

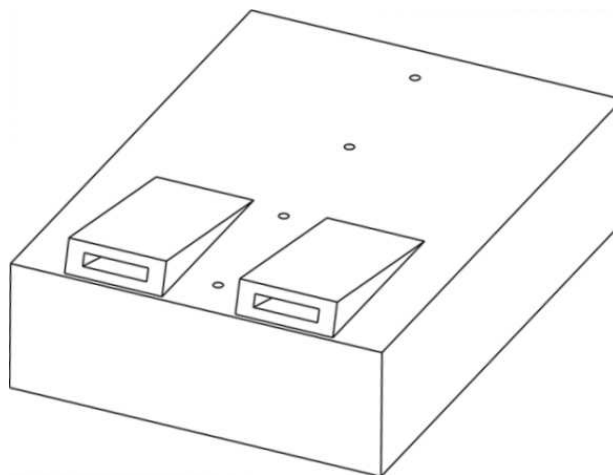


Bild 5.11.: Skizze des Rampeninjektors [100]

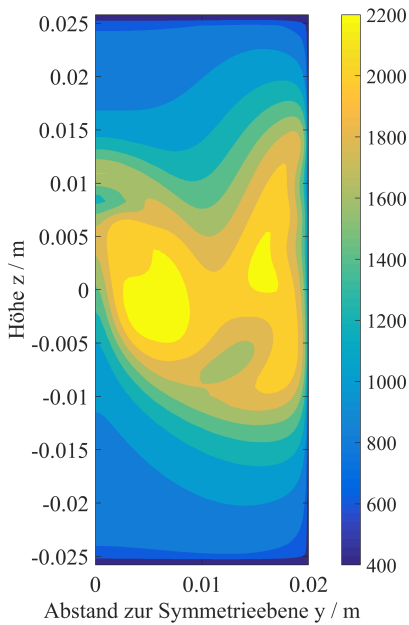


Bild 5.12.: Temperatur in Kelvin

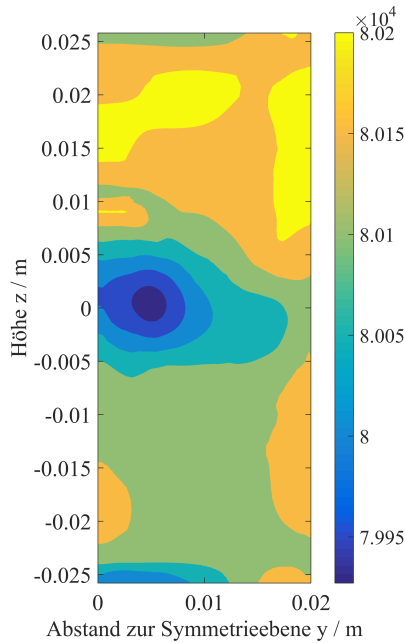


Bild 5.13.: Druck in Pascal

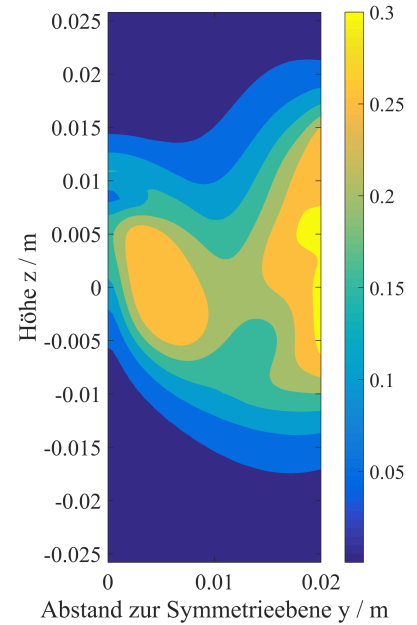


Bild 5.14.: Molanteil Wasser

Während des Aufwärmprozesses der Anlage werden die Injektoren mit Luft gekühlt. Um eine Verbrennung zu erzeugen, wird Wasserstoff mit unterschiedlichen Verhältnissen durch die Injektoren eingeleitet. Zum Ende der Verbrennung werden die Leitung und Injektoren mit Stickstoff gespült, um sicher zu stellen, dass kein unverbrannter Wasserstoff mehr in den Leitungen zurückbleibt [98].

Der optische Zugang zur Verbrennung erfolgt über an sechs verschiedenen Positionen seitlich angebrachte Fenster. Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wurde eine Position 163 mm hinter der Hinterkante des Zentralinjektors gewählt. Damit findet die Messung vor der zweiten Einblase statt. Auf dieser Position wurden in verschiedenen Höhen der Brennkammer Messungen durchgeführt. Zur Auslegung des Messsystems konnte auf Simulationen von Vellaramkalayil zurückgegriffen werden [4]. Der Verlauf der Temperatur, des Drucks und des Wassergehalts sind für ein stöchiometrisches Verhältnis von 0,275 und einer Machzahl von 2,0 in den Bildern 5.12, 5.13 und 5.14 über den Abstand zur Symmetrieebene y und die Höhe z dargestellt. Die Farbskalen geben Auskunft über die Größe des jeweiligen Parameters. Im Temperaturplot lässt sich erkennen, dass die Wand der Brennkammer auf einer Temperatur von 400 K liegt. In einem Abstand von 0,003 m steigt die Temperatur dann aber deutlich an. Rund um die Höhe von $z=0$ finden sich die höchsten Temperaturen, ca. 2200 K. Für den Druck ist anzumerken, dass er sich nur in einem Bereich zwischen $7,99 \cdot 10^4$ und $8,02 \cdot 10^4$ Pa bewegt und damit um weniger als 0,2 % vom Mittelwert abweicht. In der Region der höchsten Temperaturen ist der Druck am niedrigsten. Wasser befindet sich fast ausschließlich da, wo eine Verbrennung stattfindet. Der Wassergehalt korreliert gut mit steigenden Temperaturen, wenngleich die Ausdehnung bis an die Brennkammerwand nicht gegeben ist.

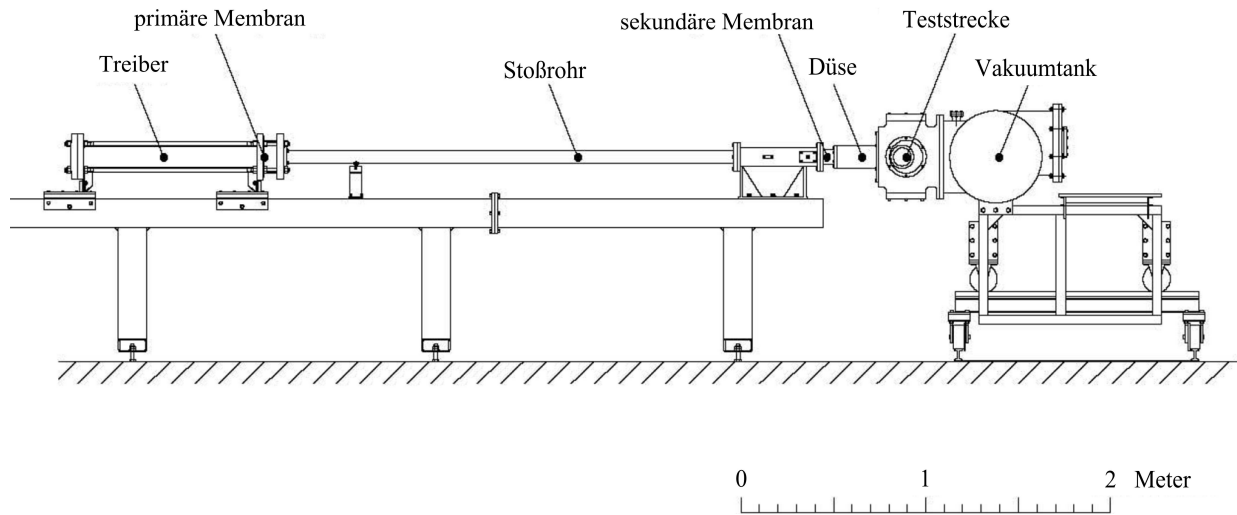


Bild 5.15.: Skizze des Drummond-Stoßwindkanals [101]

5.3. Drummond-Stoßwindkanal

Am Centre for Hypersonics der University of Queensland werden Experimente an unterschiedlichen Stoßwindkanälen durchgeführt. An einem dieser Kanäle, dem Drummond-Stoßwindkanal, wurden Experimente mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Aufbau im Rahmen eines DAAD-Stipendiums, durchgeführt. Eine Skizze des generellen Aufbaus des Drummond-Stoßwindkanals findet sich in Bild 5.15. Mit dem reflektierenden Stoßwindkanal mit einer festen Treiberlänge lassen sich relativ kleine Enthalpien, kleiner als $3,0 \text{ MJ/kg}$, realisieren [89]. Durch die Verwendung unterschiedlicher Düsen lassen sich Machzahlen von 4 oder 7 in der Teststrecke erreichen.

Der Stoßwindkanal besteht aus einem Hochdruckzylinder mit Helium als Treibergas, einem Niederdruckzylinder mit dem Testgas, wasserhaltige Luft, auch Stoßrohr genannt, einer Test- bzw. Messstrecke und einem Tank, der die Strömung auffängt und als Puffervolumen dient. Eingebaute Glasfenster ermöglichen optische Messungen im Bereich der Teststrecke.

Die primäre Membran besteht aus Aluminium und hat eine Dicke von $0,6 \text{ mm}$. Sie trennt das Treibergas vom Testgas. Der Druck im Treiber beträgt $2500 \pm 50 \text{ kPa}$. Mittels eines pneumatisch bewegten Lochdorns wird die primäre Membran durchstoßen.

Stoßrohr und Vakuumtank werden auf einen Druck von $200\text{-}665 \text{ Pa}$ evakuiert und sind durch die sekundäre Membran voneinander getrennt. Als Material für die sekundäre Membran wurden bei Voruntersuchungen Mylar und Aluminiumfolie eingesetzt. Die sekundäre Membran bringt Partikel in die Strömung ein, die wiederum den optischen Pfad zwischen Laser und Diode blockieren können. Mit Hilfe von Highspeedaufnahmen konnte ermittelt werden, dass bei der Verwendung von Aluminiumfolie eine geringere Anzahl und geometrisch kleinere Partikel entstehen, was für die Messungen von Vorteil ist. Aus diesem Grund wurde bei den nachfolgenden Experimenten Aluminiumfolie für die sekundäre Membran verwendet.

Nach dem Abpumpen des Stoßrohrs und des Vakuumentanks wird das Ventil zur Vakuumpumpe geschlossen. Anschließend ist das Stoßrohr mit Testgas zu befüllen. Für die durchgeführten Experimente wurde das Stoßrohr mit Luft mit unterschiedlichem Wassergehalt mit einem Gesamtdruck zwischen 10 bis 50 kPa gefüllt. Der Wassergehalt des Testgases wurde erhöht, indem Luft, die sich über einem Topf mit kochendem Wasser befand, eingesaugt wurde.

Sobald die primäre Membran zum Reißen gebracht wird, expandiert das Treibergas in das Testgas und induziert so eine Schockwelle, die das Testgas komprimiert und beschleunigt. Beim Auftreffen dieser Schockwelle auf die zweite Membran wird die Schockwelle reflektiert und formt beim Zurücklaufen ein Reservoir mit heißem und komprimiertem Testgas. Der Druck sorgt für das Reißen der sekundären Membran und das Testgas wird durch die Düse in den Vakuumentank geleitet. Nachdem sich die Strömung in der Düse ausgebildet hat, beginnt die Testzeit. Die Testzeit endet, sobald die Reflexion des expandierenden Treibergases an der Hinterwand des Treibers die Düse erreicht. Der hier beschriebene Verlauf ist in Bild 5.16 in einem so genannten x,t Diagramm dargestellt. Zusätzlich ist ein Schnittbild der Anlage aufgezeigt, welches hilft, die Länge x im Diagramm, den jeweiligen Positionen zuordnen zu können.

Die Abszisse des x,t Diagramms zeigt die Rotationsachse des Stoßrohrs. Links der primären Membran befindet sich das Treibgas. Auf der rechten Seite des Stoßrohrs befinden sich die sekundäre Membran und die Düse. Die t -Achse ist die Zeitachse. Der Zeitpunkt $t=0\text{s}$ ist der Zeitpunkt, zu dem die primäre Membran mit dem Dorn durchstoßen wird. Mit der Zeit läuft der primäre Stoß von links nach rechts. Die Kontaktfläche zwischen Treibergas und Testgas läuft in die gleiche Richtung, jedoch mit einer geringeren Geschwindigkeit. Der primäre Stoß wird an der sekundären Membran reflektiert und läuft von rechts nach links durch das Stoßrohr zurück. Zeitgleich mit der Reflexion des Stoßes reißt die sekundäre Membran und die Düsenströmung beginnt sich auszubilden. Nach Ausbildung der Düsenströmung beginnt die Testzeit. Das Ende der Testzeit ist erreicht, sobald die Reflexion der un stetigen Expansion auf die Düse trifft. Am Drummond-Tunnel beträgt die Testzeit rund eine Millisekunde.

Die in der Strömung befindliche Energie wurde durch die Einbringung eines Zylinder mit einem Durchmesser von 25 mm mit der Rotationsachse orthogonal zur Strömungsrichtung umgewandelt. Die Überschallströmung formt vor dem Zylinder einen abgehobenen Stoß. Über den Stoß hinweg steigt die Temperatur des Gases an. Die Temperatur des enthaltenen Wasserdampfes kann mithilfe eines Diodenlasersystems absorptionsspektroskopisch gemessen werden. Aus diesem Grund wurde der Laser parallel zur Zylinderachse ausgerichtet und horizontal wenige Millimeter vor den Zylinder positioniert. Ein Standbild des Zylinders aus einer Highspeedaufnahme findet sich in Bild 5.17. In dem Bild ist die Messstrecke vor dem Zylinder markiert. Darüber hinaus sind ein paar der oben genannten kleinen Partikel der sekundären Membran bezeichnet und weitere zu erkennen.

Eine besondere Herausforderung bei den Messungen am Stoßwindkanal sind die äußerst kurzen Messzeiten, in denen die Strömung in der Messstrecke als stabil gelten, rund eine Millisekunde.

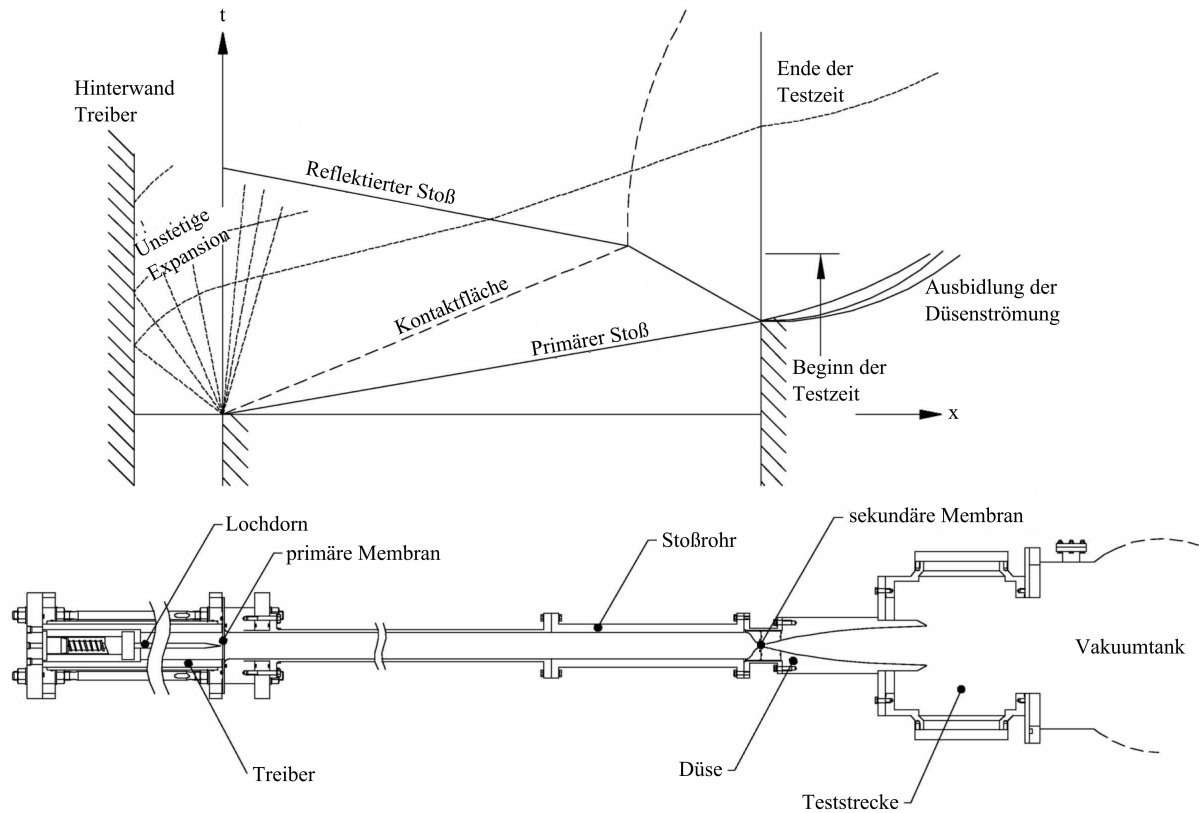


Bild 5.16.: Schematisches x,t Diagramm des Drummond-Stoßwindkanals (oben) und Schnitt des Stoßwindkanals (unten) [101]

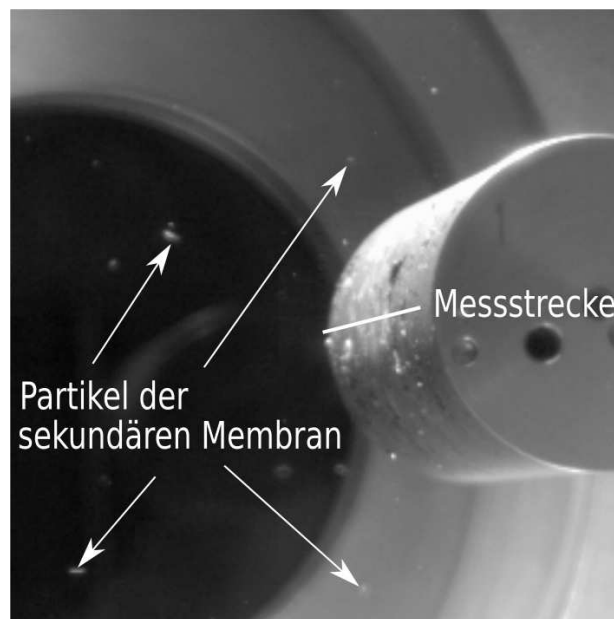


Bild 5.17.: Messstrecke vor Zylinder

6. Anwendungen

In diesem Kapitel werden die Anwendungen des Messsystems und die erzielten Ergebnisse an den einzelnen Anlagen vorgestellt. Das erste Unterkapitel beschäftigt sich mit der Qualifizierung der beiden Messverfahren, DA- und WMS, am McKenna-Brenner. In den weiteren Kapiteln werden die WMS-Messungen an der Überschallbrennkammer des ITLRs und am Drummond-Stoßwindkanal der University of Queensland behandelt. In einem letzten Unterkapitel wird auf mögliche Messungen an den hochenthalpen Strömungen am IRS eingegangen.

6.1. Qualifizierung der Messverfahren am McKenna-Brenner

An gut untersuchten Flammen des McKenna-Brenners wurden die zwei unterschiedlichen Messmethoden, DA und WMS, angewandt, um die Messmethoden mit dem neu entwickelten experimentellen Aufbau für den entsprechenden Temperatur- und Wassergehaltsbereich zu qualifizieren. Aus Untersuchungen von Prucker et al. [92] wurden acht Flammen mit unterschiedlichen Temperaturen im Bereich von 1376 K bis 2123 K und einem Wassergehalt zwischen 0,18994 und 0,34167 ausgewählt. Die charakteristischen Daten zu den acht unterschiedlichen Flammen sind in Tabelle 6.1 dargestellt. Zusätzlich zur Temperatur sind eine Flammnummer, der Wassergehalt, der zugefügte Wasserstoff- und Luftvolumenstrom sowie das sich daraus ergebende Stöchiometrieverhältnis angegeben. Die gelisteten Temperaturen sind Mittelwerte aus den Messungen von Prucker et al., die Messungen an drei McKenna-Brennern durchgeführt haben. Die einzelnen Temperaturen weisen keinen signifikanten Unterschied zum Mittelwert auf.

Unter Zuhilfenahme der HITRAN2012-Datenbank und der Annahme, dass Temperatur und Wassergehalt über die Länge des Absorptionspfades konstant sind, lassen sich die Absorptionen für den untersuchten Wellenlängenbereich, wie in Kapitel 2.4 beschrieben, simulieren. Die simulierten Transmissionen zu den acht Flammen sind in Bild 6.1 dargestellt. Auf der Abszisse ist die Wellenlänge aufgetragen, auf der Ordinate die Transmission. Die Länge des Absorptionspfades wurde für die Simulation auf 0,06 m gesetzt, was dem Durchmesser der Sinterplatte des McKenna-Brenners entspricht. Die Simulationen dienen der Bestimmung der zu erwartenden Absorptionen. Es lässt sich ablesen, dass die minimale Transmission immer größer als 0,96 ist, also maximal 4% des Lichts absorbiert wird.

Tabelle 6.1.: Daten zu acht ausgewählten Flammen aus Prucker et al. [92]

Flammennr.	Temperatur	Wassergehalt	Volumenstrom Wasserstoff	Volumenstrom Luft	Φ
10	1376,0 K	0,31437	9,85 slpm	18 slpm	1,3
21	1507,0 K	0,30479	19,7 slpm	33,5 slpm	1,4
6	1580,7 K	0,18994	9,85 slpm	46,9 slpm	0,5
25	1688,7 K	0,31436	27,7 slpm	50,7 slpm	1,3
24	1777,0 K	0,32453	27,7 slpm	55 slpm	1,2
14	1909,0 K	0,2866	19,7 slpm	58,6 slpm	0,8
23	2057,0 K	0,34167	27,7 slpm	66 slpm	1,0
26	2123,3 K	0,33961	34,6 slpm	82,4 slpm	1,0

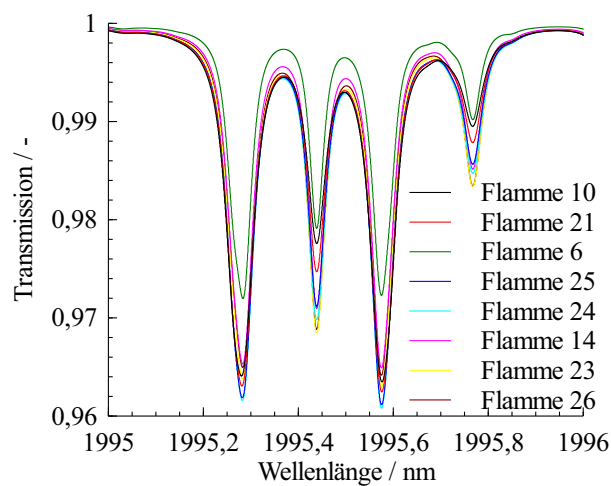


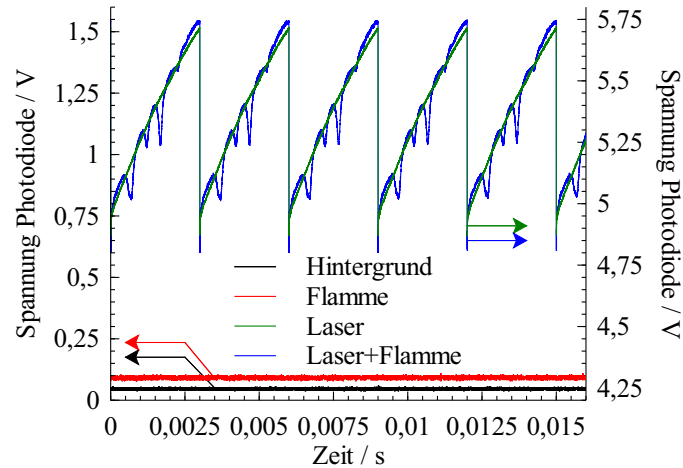
Bild 6.1.: Simulierte Absorption zu den acht Flammen im untersuchten Wellenlängenbereich

In der Tabelle sowie in der grafischen Darstellung sind die Flammen nach aufsteigender Temperatur sortiert. Ein Trend in der Breite der Absorptionslinien oder der maximalen Absorption lässt sich aus den simulierten Absorptionen nicht ablesen, da diese beiden Größen nicht nur von der Temperatur, sondern auch vom Wassergehalt abhängig sind. Unterschiede zwischen den einzelnen Transmissionslinien sind dennoch zu erkennen. Flamme 6 hat immer die geringste Absorption, sie besitzt den geringsten Wassergehalt.

Im Folgenden wird zunächst auf die DA-Messungen eingegangen. Hierbei werden aus den sichtintegrierten Messungen der direkten Absorptionsspektroskopie über eine Abeltransformation die lokalen Transmissionen berechnet. Beim Vergleich der ermittelten Werte mit den bekannten Temperaturen und des Wassergehalts, wurden signifikante Unterschiede festgestellt. Dies deutet darauf hin, dass die verwendete Datenbank HITRAN2012 für den zu untersuchenden Temperatur- und Wellenlängenbereich nicht genau genug ist. In einem weiteren Kapitel wird darauf eingegangen, wie mit Hilfe der lokalen Transmissionen bei bekannter Flammentemperatur und Wassergehalt die HITRAN2012-Datenbasis verbessert wird. Mit der verbesserten Datenbasis wurden DA- und die WMS-Messungen, die am McKenna-Brenner durchgeführt wurden, analysiert. Da die unterschiedlichen Messmethoden an den gleichen Flammen angewandt wurden, bietet sich hier ein Vergleich der Ergebnisse an.

6.1.1. Direkte Absorptionsmessung

Am McKenna-Brenner wurden direkte Absorptionsmessungen mit einer Scanfrequenz der Wellenlänge von 333 Hz an verschiedenen Querschnitten durch die Flammen durchgeführt. Über die Messdauer von 2 Sekunden sind demzufolge an jeder Position und zu jeder Flamme 666 Absorptionsspektren aufgenommen worden. Die unterschiedlichen Querschnitte wurden im Abstand von 1 mm über einen Schrittmotor aus der Mitte bis über den Rand der Flamme hinaus angefahren und vermessen. Zusätzlich wurde für jede Position die Intensität der Flamme und pro Versuch die Intensität des Hintergrundleuchtens sowie eine Referenzmessung ohne Absorption, aufgenommen. Beispielhaft sind die Messdaten zu Flamme 10 an der Position $y=0$, also durch den Mittelpunkt des Brenners, in Bild 6.2 dargestellt. Um die Verläufe der Intensitäten erkennen zu können, werden nicht alle 666 Scans, sondern nur fünf Scans aufgezeigt. Es ist jeweils das Signal der Photodiode über der Zeit aufgetragen. Vor der eigentlichen Messung wurde darauf geachtet, die Flamme ca. 5 Minuten brennen zu lassen, um Effekte von transienten thermischen Prozessen am Brenner selbst, ausschließen zu können. Da die Signale nicht gleichzeitig aufgenommen werden können, wurde die Zeit ab dem Trigger des Funktionsgenerators verwendet. Die von der Photodiode ausgegebene Spannung ist linear proportional zur einfallenden Strahlung. Das Signal des Hintergrunds, schwarz, und der Flamme, rot, sind konstant. Das Signal der Flamme ist etwas größer als das Signal des Hintergrunds. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die Photodiode Strahlung der Flamme detektiert. Die Werte dieser beiden Signale können an der linken Skala abgelesen werden. Das Signal des Lasers, grün, hat

Bild 6.2.: Gemessene Intensitäten an Flamme 10, $y=0$

ein Sägezahnprofil und weist keine Absorption auf. Diese ist hingegen deutlich im Signal von Laser+Flamme, blau, zu erkennen. Das Signal mit Absorption liegt zum Teil höher als das Signal ohne Absorption. Hierfür ist die Detektion des Eigenleuchtens der Flamme verantwortlich. Die beiden Signale mit Laser wiederholen sich pro Scan, ihre Werte können an der rechten Skala abgelesen werden.

Die Signale werden weiter verarbeitet, um die Transmission berechnen zu können. Hierfür werden die Daten des Hintergrunds und der Flamme über zwei Sekunden Messzeit gemittelt. Vom Signal des Lasers wird der Mittelwert des Hintergrunds abgezogen, beim Signal von Laser+Flamme wird der Mittelwert des Flammenleuchtens subtrahiert.

Um das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern, werden die 666 Scans des um den Hintergrund korrigierten Lasersignals übereinandergelegt. Da der Start jeder Rampe zeitlich nicht genau festgelegt werden kann, werden die Daten über die an dem Stromregler angelegte Spannung einander zugeordnet und gemittelt. Diese wurde stets zeitgleich zum Signal der Photodiode auf einem weiteren Kanal des Oszilloskops aufgenommen. In gleicher Weise wird mit dem Laser+Flamme Signal verfahren. So entstehen die in Bild 6.3 gezeigten Verläufe des Referenzsignals und der durch die Flamme transmittierte Laserstrahls jeweils über die Spannung am Stromregler. Das Referenzsignal ist proportional zur vom Laser ausgestrahlten Intensität, und das Laser+Flamme Signal entspricht der transmittierten Intensität. Der Quotient aus diesen beiden bildet die Transmission, die in Bild 6.4 über der Spannung am Stromregler aufgetragen ist. Im Vergleich mit der simulierten Transmission lässt sich feststellen, dass die gemessene Transmission geringer als 0,96 ist und sie sich am Rand nicht einem Wert von eins annähert.

Die Vorgänge werden zeitlich analysiert. Hierfür wird für jeden Scan die Fläche zwischen eins und der Transmission integriert, auf den maximalen Wert aller Scans normiert und über die Anzahl der Scans aufgetragen. Für Flamme 10 entsteht hieraus Bild 6.5.

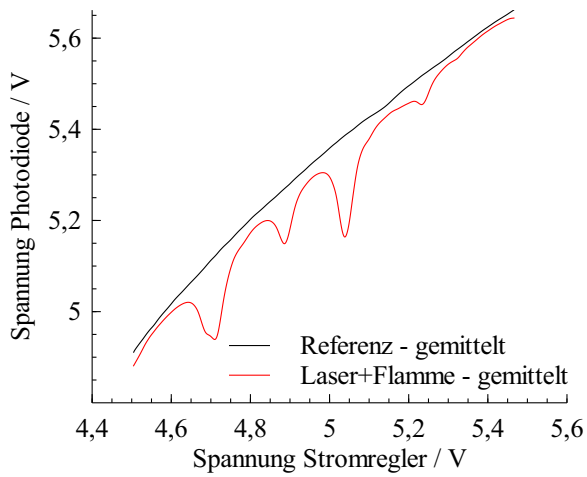


Bild 6.3.: Gemittelte Signale für Flamme 10, $y=0$

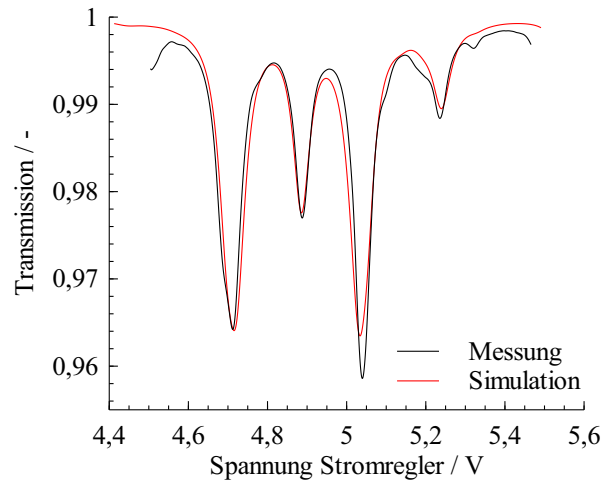


Bild 6.4.: Transmission, gemessen (schwarz) und simuliert (rot), der Flamme 10, $y=0$

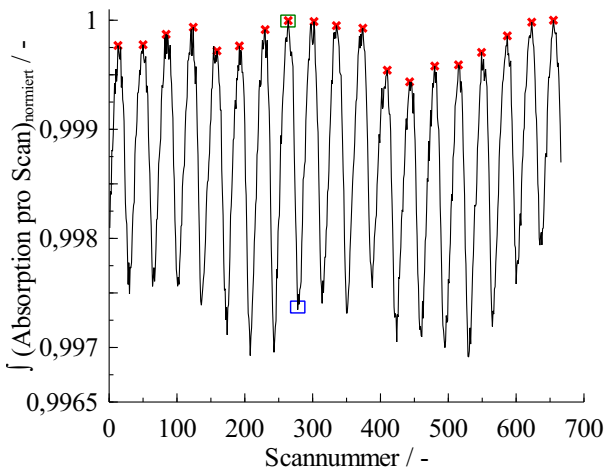


Bild 6.5.: Normiert integrierte Differenz zwischen eins und Transmission für Flamme 10, $y=0$

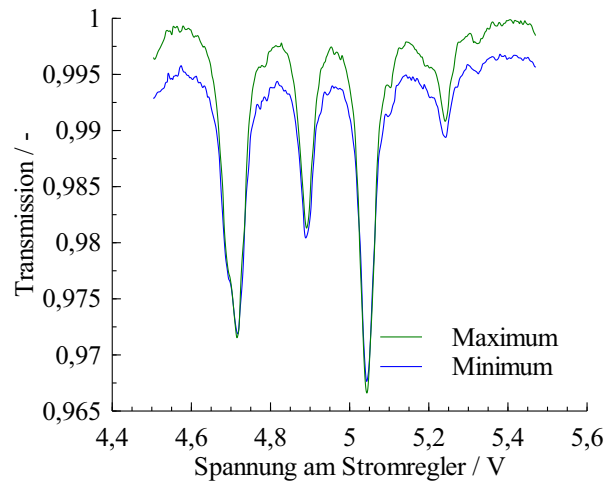


Bild 6.6.: Betrachtung einzelner Scans, Maximum (grün) und Minimum (blau) für Flamme 10, $y=0$

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Integration der Absorption für einen Scan mit einer Schwingung belegt ist. Die Frequenz der Schwingung beträgt rund 9,2 Hz. Die Maxima der Schwingung sind durch rote Kreuze markiert. Betrachtet man die Spektren an einem Maximum, grünes Kästchen, und einem Minimum, blaues Kästchen, wie in Bild 6.6 gezeigt, so lassen sich einige Unterschiede erkennen. Im Fall der blauen Kurve, zum Minimum gehörend, kann man feststellen, dass die Transmission an den Rändern des Messbereichs stark von eins abweicht. Hingegen weist die grüne Kurve in den Randbereichen eine zu vernachlässigende Abweichung von eins auf. Dieses lässt sich nur so erklären, dass der Laserstrahl im Minimum durch die Flamme gebrochen oder reflektiert wird, sodass ein konstanter Anteil des ausgesandten Laserlichts nicht auf die Photodiode fällt, was die Transmission reduziert. In diesem Fall hätte die Referenz um den Anteil der Brechung oder Reflexion korrigiert werden müssen, um die korrekte Transmission berechnen zu können. Für die grüne Kurve kann angenommen werden, dass der Laserstrahl nicht oder nur minimal gebrochen oder reflektiert wird und damit die berechnete Transmission der realen entspricht.

Unter der Annahme, dass eine Brechung an der Grenzschicht zwischen Flamme und umgebender Luft entsteht, kann gefolgert werden, dass bei der grünen Kurve der Laserstrahl unter einem kleineren Winkel auf die Normale des Dichtegradienten fällt als dieses bei der blauen Kurve der Fall ist. Durch Untersuchungen mittels BOS- Verfahrens konnte ermittelt werden, welche Ausdehnung und Geometrie der Flamme über der Zeit zuzuordnen ist.

Mit dem BOS-Verfahren lassen sich Dichtegradienten auf optischen Wegen darstellen. Als Einstieg und für ein besseres Verständnis ist in Bild 6.7 eine Bildreihe der Differenz zwischen einem Referenzbild ohne Flamme und einem Bild mit Flamme 10 zu verschiedenen Zeiten aufbereitet. Diese Bildreihe stellt noch keine Auswertung im eigentlichen Sinne von BOS dar, lässt aber die Effekte der Flamme auf das aufgenommene Bild und damit die Grundlage des BOS-Verfahrens deutlich erkennen. Alle Stellen, an denen eine Differenz zwischen den Bildern existiert, werden schwarz eingefärbt. Von der Flamme unbeeinflusste Stellen bleiben weiß. Veränderungen treten da auf, wo das Licht auf seinem Weg durch die Flamme auf einen Dichtegradienten trifft. Ein Dichtegradient entsteht vor allem am Flammenrand. Die Höhe der Absorptionsmessung ist in den Bildern durch einen roten Strich gekennzeichnet. Die Bilder sind zeitlich von links nach rechts und dann von oben nach unten geordnet und wurden mit einer Frequenz von 50 Hz aufgenommen. Zum Zeitpunkt $t=0$ s steht der rote Strich senkrecht auf dem Flammenrand. Danach beginnt sich die Flamme unterhalb etwas einzuschnüren. Der Durchmesser verringert sich weiter und die Einschnürung wandert nach oben. Bei $t=3/50$ s ist die Stelle mit minimalem Durchmesser schon oberhalb der Messposition. Nach zwei weiteren Zeitschritten ist die Einschnürung fast vollständig nach oben aus dem Messbereich heraus geschoben worden und ein Zustand wie zum Zeitpunkt $t=0$ s ist nahezu erreicht. Die Messungen wurden an allen acht unterschiedlichen Flammen durchgeführt. Alle weisen vergleichbare Muster wie Flamme 10 auf.

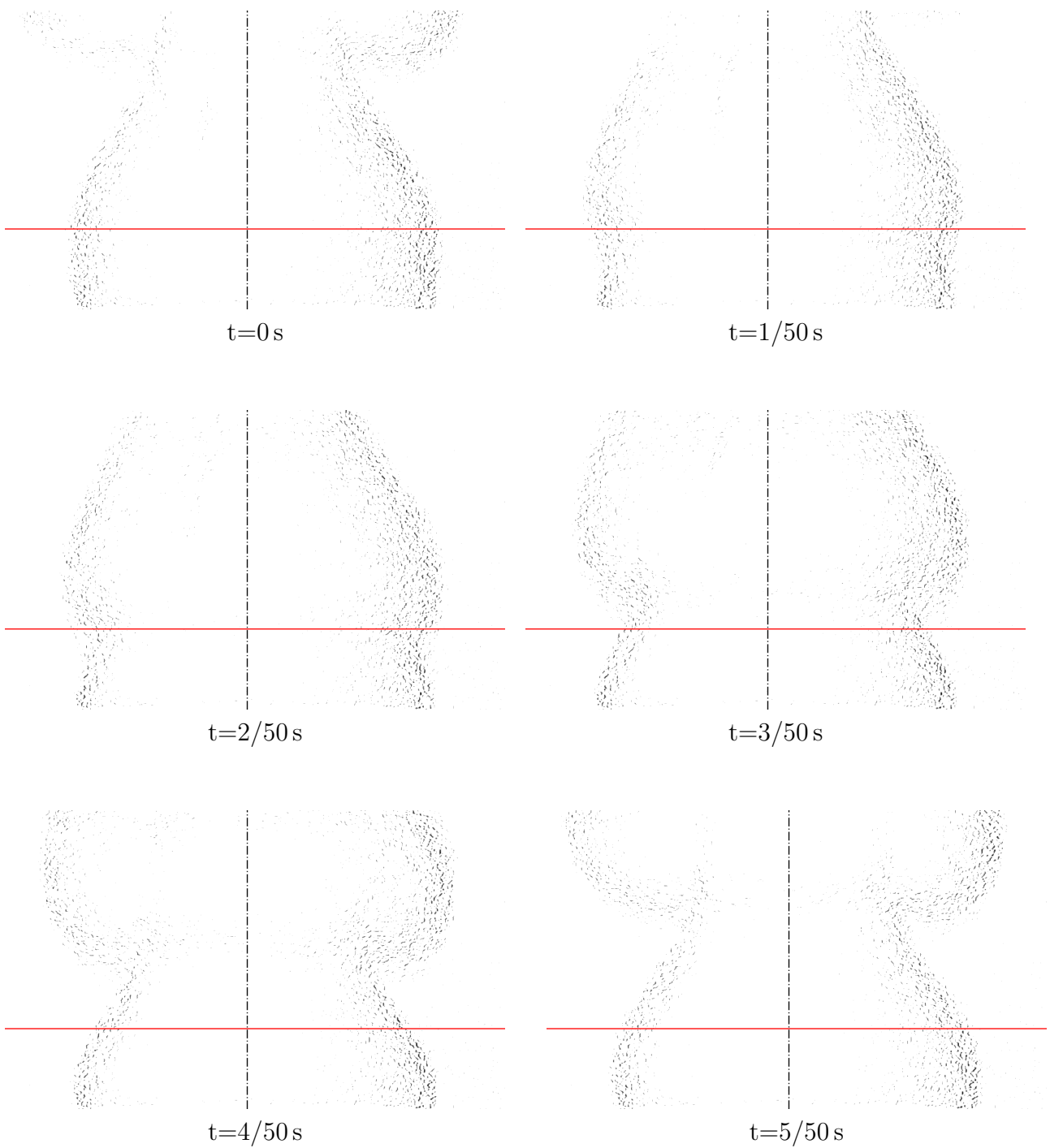


Bild 6.7.: Differenzbilder für Flamme 10

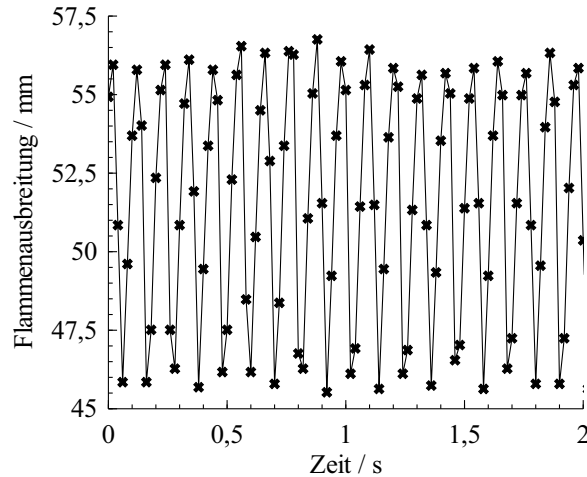


Bild 6.8.: Ausdehnung der Flamme 10 über der Zeit 15 mm über der Sinterplatte

Im Gegensatz zum BOS-Verfahren zeigen die Differenzbilder nur einen Unterschied auf, wenn ein schwarzes Pixel auf ein weißes oder umgekehrt verschoben wurde. Beim BOS-Verfahren werden die Verschiebungen mit Hilfe einer Kreuzkorrelation ermittelt [88, 89]. Die Auswertung mit Kreuzkorrelation wurde nur auf den relevanten Bereich um 15 mm oberhalb der Brennerplatte angewandt. Der Punkt, an dem die größte Verschiebung zum Originalbild ermittelt wurde, ist der Punkt mit dem größten Dichtegradienten. Auch hier zeigt sich eine harmonische Ausdehnung und Kontraktion der Flammenfront, welche abhängig von der eingestellten Flamme ist. Beispielhaft ist in Bild 6.8 der Abstand der maximalen Dichtegradienten (rechts und links des Mittelpunkts) über der Zeit dargestellt, üblicherweise mit Flammenausbreitung bezeichnet. Die Schwingungsfrequenz lässt sich eindeutig aus der Frequenzanalyse der ermittelten Daten ermitteln. Wie in Bild 6.9 gekennzeichnet, beträgt die mit dieser Methode bestimmte Schwingungsfrequenz für Flamme 10 9,18 Hz. Allerdings lässt sich aus diesem Graphen noch nicht ablesen, welche Ausdehnung zu maximaler und welche zu minimaler Ablenkung des Laserstrahls führt. Hierfür wird wieder auf die Bilderreihe 6.7 zurückgegriffen. Unter der Annahme, dass der Winkel, unter dem der Laser auf die Grenzschicht trifft, entscheidend für den Anteil der Laserintensität ist, lässt sich der Punkt minimaler Brechung definieren. Man kann erkennen, dass der Laser bei maximaler Flammenausdehnung nahezu senkrecht auf die Grenzschicht trifft, was die geringste Brechung zur Folge hat.

Die Ergebnisse der Untersuchung mittels BOS-Verfahren ist für alle Flammen in Tabelle 6.2 dokumentiert. Hierdurch sind die Schwingungsfrequenzen und die Flammenausdehnungen eindeutig bestimmt. Darüber hinaus kann abgeleitet werden, dass die in Bild 6.6 gezeigten Maxima der maximalen Flammenausdehnung zuzuordnen sind. Die mit den unterschiedlichen Methoden ermittelten Schwingungsfrequenzen stimmen weitestgehend überein.

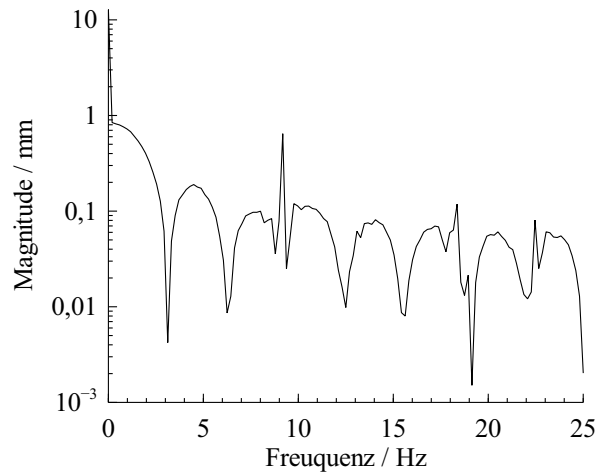


Bild 6.9.: Frequenzanalyse der Ausdehnung der Flamme 10 15 mm über der Sinterplatte

Tabelle 6.2.: Schwingungsfrequenz und max. Flammendurchmesser aus BOS-Messungen

Flammennr.	Schwingungsfrequenz	max. Flammendurchmesser
10	9,2105 Hz	57 mm
21	11,6114 Hz	66 mm
6	14,1827 Hz	64 mm
25	15,4225 Hz	69 mm
24	16,6667 Hz	68 mm
14	18,8889 Hz	66 mm
23	21,667 Hz	68 mm
26	5,5847 Hz	68 mm

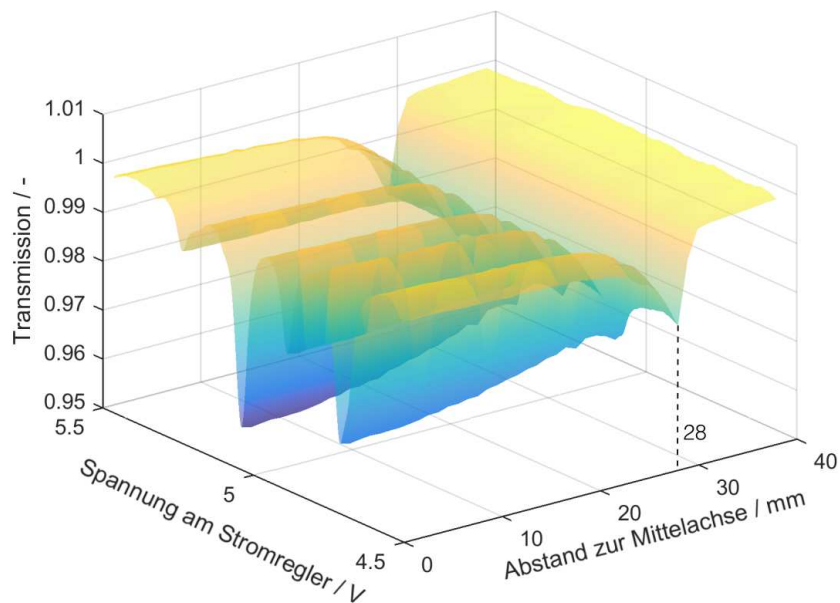


Bild 6.10.: Gemittelte Transmissionen durch Flamme 10 über Spannung und Position

Aus den Experimenten lässt sich ableiten, dass die Scans nicht einfach gemittelt werden dürfen, da sonst Daten unterschiedlicher Lauflängen durch die Flamme, aber vor allem ungleicher Ablenkung des Laserstrahls an der Flammenfront vermischt werden. Trotzdem ist es sinnvoll, Mittelungen durchzuführen, um das SNR zu erhöhen. Um den Fehler bei der Mittelung möglichst gering zu halten, werden nur Scans gemittelt, welche in Bild 6.5 mit einem roten Kreuz markiert sind, also einer maximalen Flammenausdehnung zuzuordnen sind.

Diese Prozedur wird für alle Positionen angewandt. Es entsteht eine dreidimensionale Darstellung der Transmission über der Spannung am Stromregler und dem Abstand zur Mittelachse, die für Flamme 10 in Bild 6.10 gezeigt ist.

Entlang der Spannungsachse am Stromregler, wobei die Spannung einer Wellenlänge zugeordnet werden kann, lassen sich vier dominante Absorptionen deutlich erkennen. Zunächst nimmt die Transmission über den Abstand zur Mittelachse zu. Ab einem Abstand von 24 mm treten erste Reduzierungen der Transmission auch an Stellen auf, an denen zuvor keine Absorption vorhanden war. Besonders ausgeprägt und gut zu erkennen ist dieser Effekt bei einem Abstand von 28 mm zur Mittelachse. Ab 30 mm Abstand zur Mittelachse ist die Transmission über dem gesamten Wellenlängenbereich dann bei nahezu eins. Die Störung in den Randbereichen beruht auf dem gleichen, durch die Schwingung hervorgerufenen, Effekt. Am Rand der Flamme wird das Licht des Lasers beim Auftreffen auf die Grenze zwischen Flamme und Umgebung durch den Dichtegradienten gebrochen. Es kommt folglich ein geringerer Teil des ausgestrahlten Lichts am Empfänger an, was sich als konstante Absorption in den Daten darstellt. Im Vergleich zur Position $y=0$ trifft der Laser bei maximaler Flammenausdehnung aber nicht mehr lotrecht auf die Grenzschicht. Hierdurch wird ein größerer Anteil des Lichtes gebrochen. Die Brechung des

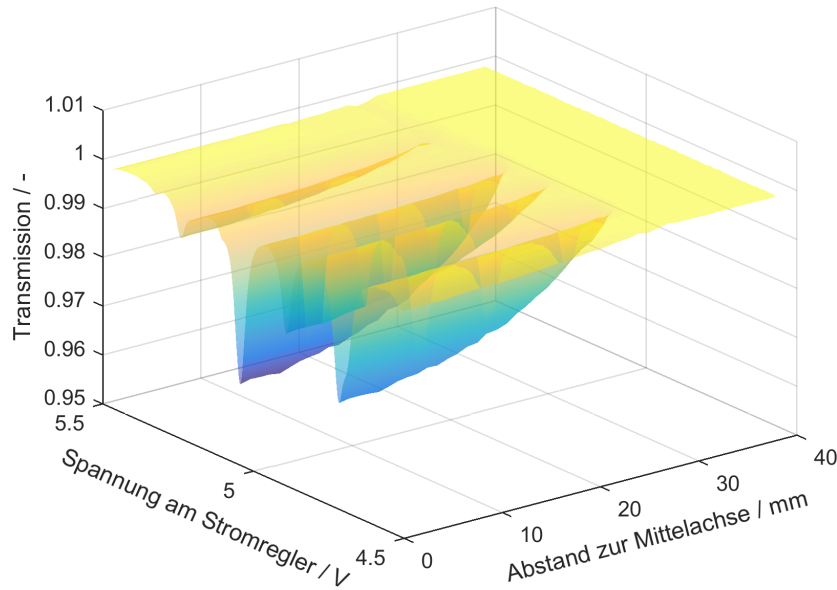


Bild 6.11.: Gemittelte Transmissionen durch Flamme 10 über Spannung und Position, korrigiert um Brechung

Lichts muss korrigiert werden. Die Korrektur wird mithilfe der folgenden Formel durchgeführt,

$$\tau = \frac{I_{trans}}{I_0(1 - \eta)} \quad (6.1)$$

wobei η für den Anteil des gebrochenen Lichtes steht. Die Bestimmung dieses Anteils basiert auf der Annahme, dass sich die Absorption an der Position geringster Absorption nur geringfügig mit der Temperatur und dem Wassergehalt ändert, die sich bei einem flachen Profil über dem Brenner sowieso nur minimal ändern sollte und hauptsächlich durch die Absorptionslänge beeinflusst wird. Unter der Annahme, dass die Brechung in der Mitte gleich null ist, lässt sich über die Beziehung der Absorptionslängen zueinander für jeden Abstand zur Mittelachse eine Reflexion berechnen und sich die Daten mit Hilfe dieser Reflexion korrigieren. Im Vergleich zu Bild 6.10 lässt sich die Korrektur um die Brechung in Bild 6.11 gut erkennen. Die Absorption nimmt stetig von der Mitte nach außen ab.

Die hier gezeigten Daten stellen immer noch sichtintegrierte Transmissionen dar. Aus diesen lassen sich auch nur Temperaturen und Wassergehalte ermitteln, die als konstant über die Absorptionslänge angenommen werden müssen. Aufgrund der Rotationsymmetrie des Brenners und der Flamme können die gemessenen Daten aber mittels Abeltransformation in lokale Transmissionen umgerechnet werden. Aus diesen lassen sich wiederum lokal Temperaturen und Wassergehalte berechnen. Hierfür wird der in Kapitel 3 beschriebene neu entwickelte Abeltransformationsalgorithmus verwendet.

Das Ergebnis der Abeltransformation, d.h. lokale Transmission, ist in Bild 6.12 exemplarisch für

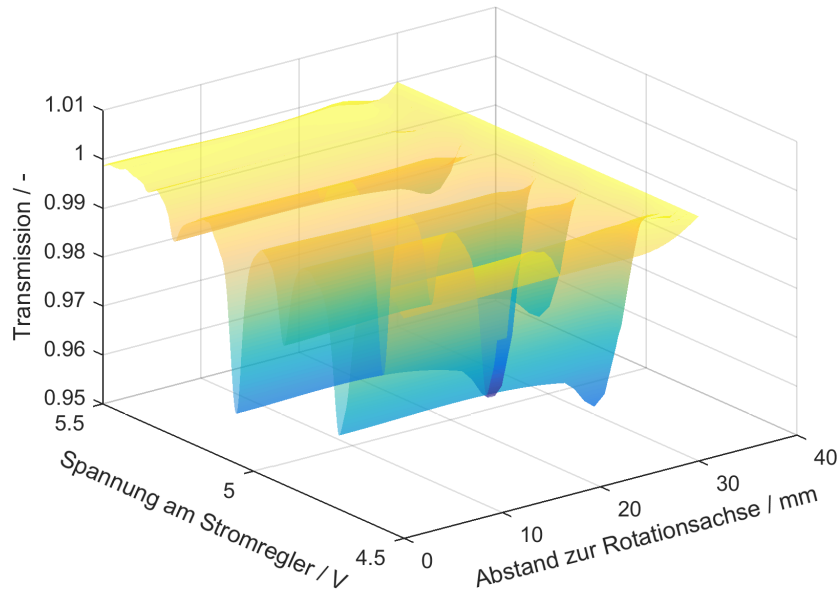


Bild 6.12.: Lokale Transmission aus Abeltransformation für Flamme 10

Flamme 10 dargestellt. Die Transmissionen haben nach der Abeltransformation eine Absorptionpfadlänge von einer Einheitslänge. Wird in SI-Einheiten gerechnet, beträgt die Absorptionpfadlänge einen Meter. Um die lokalen Transmissionen mit den sichtintegrierten Messungen vergleichen zu können, wurden sie auf die Absorptionslänge der Flamme auf der Mittelachse, 57 mm für Flamme 10, umgerechnet.

Wie zuvor sind die vier Absorptionsübergänge deutlich zu erkennen. Ihre Werte sind jetzt aber über den Abstand zur Rotationsachse nahezu konstant. Dieser Fakt stärkt die Annahme eines flachen Profils der Temperatur und des Wassergehalts über dem Radius des Brenners. Die Auswertung der Temperaturen und des Wassergehalts, die dieses flache Profil auch mit Zahlen belegen, erfolgt in Kapitel 6.1.3. Der kleine Anstieg ab 26 mm Abstand zur Rotationsachse ist ein Artefakt aus der Abeltransformation. Unter der Bedingung, dass die lokale Verteilung durch einen Spline dritten Grades mit drei Polynomen und mindestens drei Punkten pro Polynom dargestellt wird, ist keine fehlerfreie Approximation eines konstanten Wertes möglich und die oben dargestellte Form ist jene mit dem geringsten Fehler.

Da kein Wellenlängenmessgerät oder ein Etalon im entsprechenden Wellenlängenbereich zur Verfügung steht, muss die Spannungsachse über einen Vergleich mit einer Simulation in eine Wellenlängenachse umgewandelt werden. Hierfür werden die vier Peaks der Absorption verwendet und an sie ein Polynom dritten Grades gefittet.

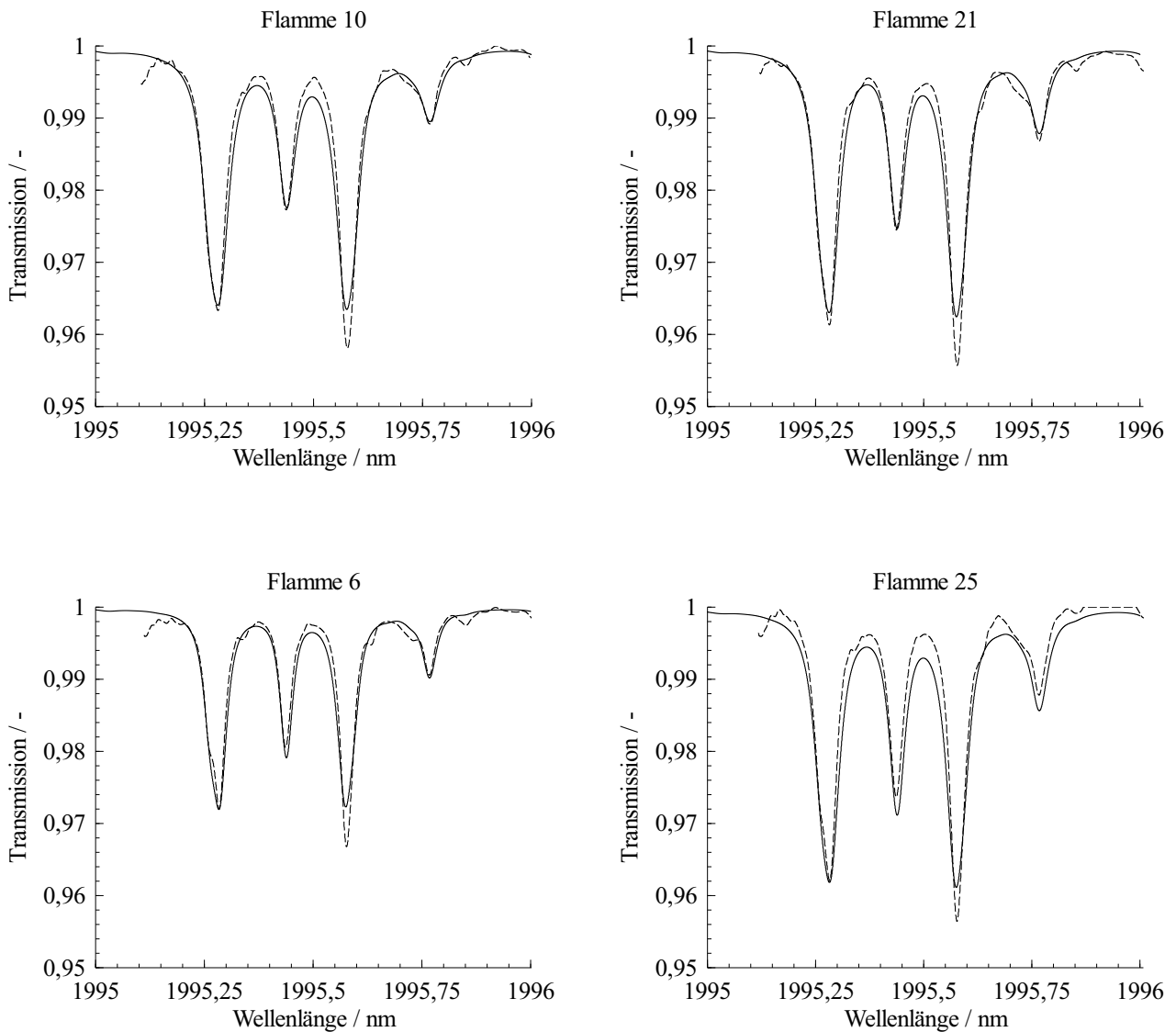


Bild 6.13.: Vergleich der lokalen gemessenen Transmissionen, gestrichelte Linie, und Simulation, durchgezogene Linie, auf Basis von HITRAN2012 für Flammen 10, 21, 6 und 25

In den Bildern 6.13 und 6.14 sind die gemessenen lokalen Transmissionen, an der Stelle $y=0$, für die acht Flammen mit gestrichelten Linien dargestellt. Als Vergleich sind Simulationen auf Basis der HITRAN2012-Datenbank mit den von Prucker et al. ermittelten Parametern mit durchgezogenen Linien veranschaulicht.

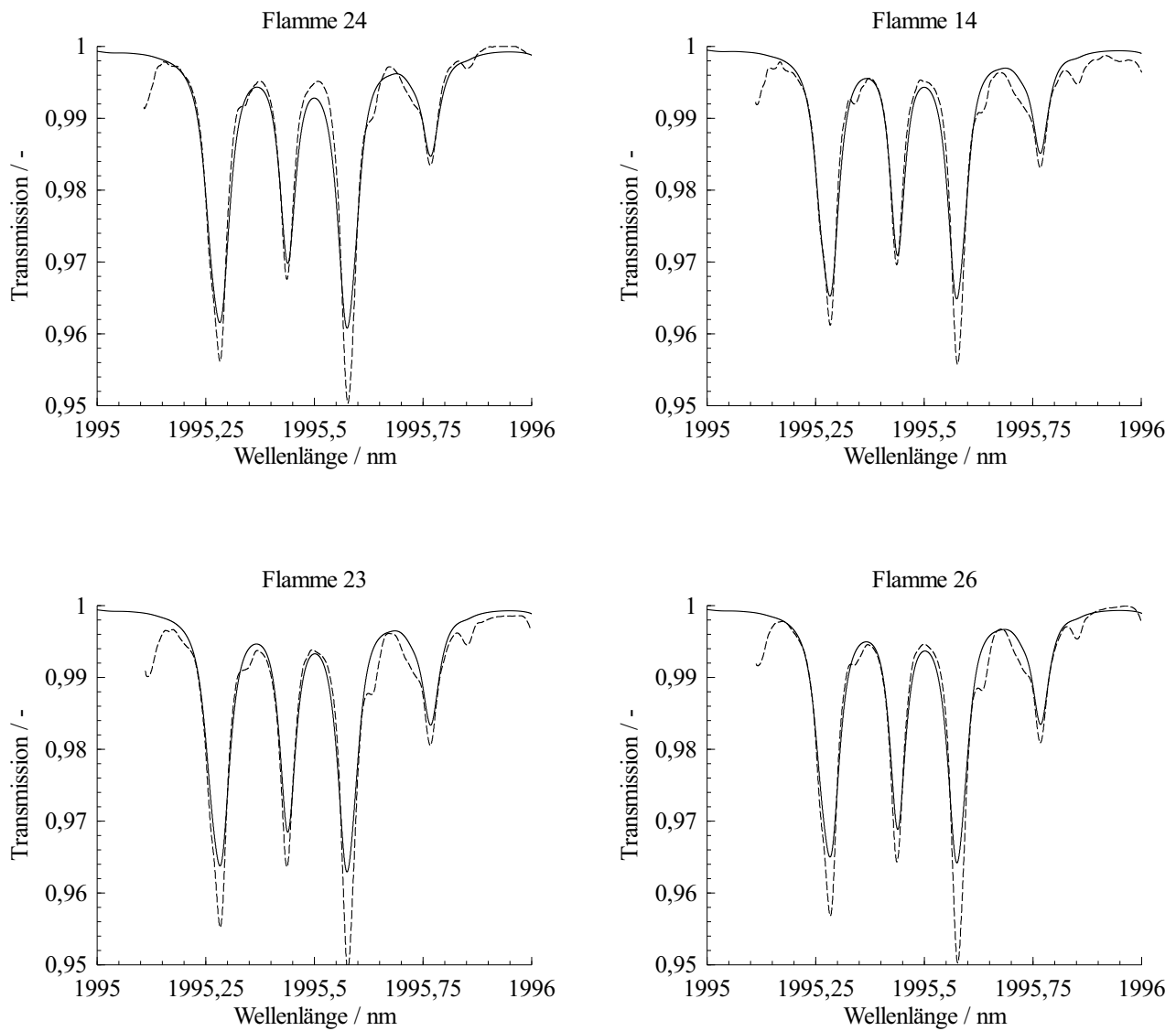


Bild 6.14.: Vergleich der lokalen gemessenen Transmissionen, gestrichelte Linie, und Simulation, durchgezogene Linie, auf Basis von HITRAN2012 für Flammen 24, 14, 23 und 26

In allen Bildern ist eine Abweichung zwischen Messung und Simulation am Minimum um 1995,57 nm zu erkennen. Die Abweichung wird mit steigender Temperatur größer. Darüber hinaus ist zu erkennen, dass die Absorptionslinie am Minimum um 1995,4 nm an den Flanken eine geringere Absorption aufweist. Auch weitere Stellen der Absorptionsverläufe weisen Unterschiede zu den Simulationen auf. Diese Unterschiede lassen darauf schließen, dass die zu Grunde liegende Messdatenbank nicht genau genug ist, um Auswertungen von gemessenen Transmissionen durchführen zu können. Auf diesen Sachverhalt wird in einigen Artikeln hingewiesen, z. B. Rieker et al. [69], Sun et al. [102] und Smith et al. [103]. Es wird darin auch vorgeschlagen, die Absorption der zu untersuchenden Spezies im entsprechenden Wellenlängen-, Temperatur- und Druckbereich unter Laborbedingungen zu messen, bevor Auswertungen mittels Absorptionsspektroskopie durchgeführt werden. Hierfür steht kein Messaufbau zur Verfügung, weshalb die am McKenna-Brenner gemessenen Transmissionen verwendet wurden, um die HITRAN2012-Datenbank für die Auswertung von Absorptionsmessungen von Wasser im Bereich um 1995 nm zu verbessern. Die detaillierte Beschreibung dieses Vorgangs ist im folgenden Kapitel zusammengefasst.

6.1.2. Verbesserung HITRAN2012-Datenbank

Die HITRAN-Datenbank enthält in dem für diese Arbeit gewählten Wellenlängenbereich 25 Absorptionsübergänge. Für diese Übergänge sind folgende, für die Untersuchung relevante Parameter angegeben:

- Linienposition im Vakuum in (1/cm)
- Linienstärke in (cm²/(Molekül cm)) @296 K
- Fremdverbreiterungskoeffizient für Luft HWHM in (1/(cm atm)) @296 K
- Eigenverbreiterungskoeffizient HWHM in (1/(cm atm)) @296 K
- Unterer Energiezustand in (1/cm)
- Temperaturexponent für Luft in (-)
- Druckinduzierte Verschiebung Luft in (1/(cm atm)) @296 K
- Unsicherheitsfaktoren für Wellenzahl, Linienstärke, Fremdverbreiterungskoeffizient, Eigenverbreiterungskoeffizient, Temperaturexponent und druckinduzierte Verschiebung

Darüber hinaus ist für jeden dieser Werte pro Absorptionsübergang eine Quelle angegeben. Die Daten stammen zum Teil aus Messungen, zum Teil aus numerischen Berechnungen und sind in manchen Fällen auch einfache Schätzungen. Allgemein existiert kein Temperaturexponent für die Eigenverbreiterung und keine druckinduzierte Verschiebung durch den Eigenanteil. Diese können aber im Allgemeinen von denen für Luft abweichen.

Tabelle 6.3.: Unsicherheitsfaktorenkodierung HITRAN2012

Linienposition		Linienstärke	
Druckinduzierte Verschiebung		Fremdverbreiterungskoeffizient	Eigenverbreiterungskoeffizient
#	Unsicherheitsbereich	#	Unsicherheitsbereich
0	≥ 1 oder unbekannt	0	unbekannt oder nicht verfügbar
1	$\geq 0,1$ und <1	1	Standardwert oder Konstante
2	$\geq 0,01$ und $<0,1$	2	Mittelwert oder Schätzung
3	$\geq 0,001$ und $<0,01$	3	$\geq 20\%$
4	$\geq 0,0001$ und $<0,001$	4	$\geq 10\%$ und $<20\%$
5	$\geq 0,00001$ und $<0,0001$	5	$\geq 5\%$ und $<10\%$
6	$<0,00001$	6	$\geq 2\%$ und $<5\%$
		7	$\geq 1\%$ und $<2\%$
		8	$<1\%$

Die Unsicherheitsfaktoren sind in Kategorien eingeteilt, siehe Tabelle 6.3 [104]. Bei der Analyse der Unsicherheiten stellt sich heraus, dass die Linienposition mindestens mit einer Drei und meistens mit einer Vier für die Unsicherheit markiert ist. Das heißt, dass die Linienposition niemals einen größeren Fehler als $0,01 \text{ 1/cm}$ aufweisen kann. Der relative Fehler ist damit kleiner als $0,0002\%$ und somit vernachlässigbar. Die Linienstärke weist für alle Übergänge einen Fehler kleiner 1% auf und ist damit auch hinreichend genau bestimmt. Die Unsicherheit für die Fremdverbreiterung beträgt in den meisten Fällen zwischen 20% und 10% . Bei der Eigenverbreiterung liegen für viele Übergänge sogar Mittelwerte oder Schätzungen über den Fehler vor. Die Unsicherheit für den Temperaturexponenten für Luft erstreckt sich über den Bereich zwischen den Nummern 3 und 8, also zwischen $\geq 20\%$ und $<1\%$. Die druckinduzierte Verschiebung hat für alle Übergänge wie die Linienposition einen Fehler kleiner als $0,01 \text{ 1/cm}$ und wird daher auch nicht verbessert. Die drei Parameter Eigenverbreiterung, Luftverbreiterung und der Temperaturexponent weisen somit am meisten Potenzial für eine Verbesserung auf. In einem speziell für den Temperaturexponenten referenzierten Artikel wird über dessen Verwendung für Luft als Temperaturexponent für Wasser diskutiert [59]. Es wird festgehalten, dass der Temperaturexponent für Wasser im Bereich von $\pm 0,2$ des jeweiligen Koeffizienten für Luft liegt, meist aber darüber. Im Artikel werden zwei Empfehlungen für die Verwendung angegeben. Entweder soll der Temperaturexponent der Fremdverbreiterung für Luft als Temperaturexponent für die Eigenverbreiterung genutzt werden oder es sollen $0,2$ zu dem Koeffizienten hinzuaddiert werden. Für die Verbesserung der HITRAN2012-Datenbasis werden beide Ansätze verfolgt und die Ergebnisse verglichen.

Die Linienstärke steht für die integrale Fläche, somit lässt sich der Einfluss jedes Übergangs auf die Transmissionskurve über eben diese sehr gut ermitteln. Für eine Temperatur von 1660 K , gerundeter Mittelwert der acht Flammen, machen die 10 größten Absorptionsübergänge $98,71\%$

der gesamten Fläche der Absorption aus. Von diesen 10 Übergängen werden die Daten überprüft und verbessert, die restlichen 15 Übergänge mit einer Fläche von 1,29% werden so belassen wie sie in der Datenbank vorhanden sind. Darüber hinaus wird die Bezugstemperatur von 296 K auf 1660 K gesetzt, um Fehlern durch weite Extrapolation entgegenzuwirken.

Für die Verbesserung der Datenbank wird angenommen, dass die durch Prucker et al. bestimmten Daten der Temperatur und des Wassergehalts korrekt sind [92]. Die lokalen Messdaten für alle acht Flammen werden eingelesen, zusätzlich wird die HITRAN2012-Datenbank als Basis verwendet. Sie wird durch eine Spalte für den Temperaturexponenten für die Eigenverbreiterung erweitert. Initial werden hier die Temperaturexponenten der Fremdverbreiterung durch Luft eingeschrieben, im Folgenden *Fulge* genannt, oder aber 0,2 zum Temperaturexponenten von Luft addiert, im Folgenden *Fulge +0,2* genannt. Die Verbesserung der Datenbasis erfolgt iterativ in zehn Schritten. Jeder dieser Schritte besteht aus zwei Teilen. Pro Iteration werden zunächst die Parameter der Eigenverbreiterung und des Temperaturexponents der Eigenverbreiterung optimiert. Die unteren und oberen Grenzen für die Parameter sind durch die Größe der angegebenen Fehler eingeschränkt. Über die Methode der kleinsten Fehlerquadrate werden die Parameter so optimiert, dass für alle acht Flammen gemeinsam der kleinste Fehler zwischen gemessenen und simulierten Transmissionen entsteht. Im zweiten Teil des Iterationsschritts wird auf gleiche Weise mit den Parametern für Luft verfahren. Nach jedem Iterationsschritt werden die simulierten Transmissionen der acht Flammen und die Veränderung der Datenbank abgespeichert. Wenn sich die zu verbessernden Parameter nicht mehr signifikant ändern, ist die Lösung konvergiert. Dies ist nach zehn Iterationen der Fall.

Nachfolgend wurden die Verbesserungen der Datenbanken bewertet. Hierfür wurden die gemessenen Transmissionen der Flammen unter Zuhilfenahme der Datenbanken analysiert, also pro Flamme ein Wassergehalt und eine Temperatur ermittelt. Diese lassen sich mit den Messungen von Prucker et al. vergleichen. Im Idealfall sollten keine Abweichungen entstehen. Um den Unterschied zur HITRAN2012-Datenbank deutlich zu machen, wurden die Messungen ebenfalls auf Basis der originalen Datenbank analysiert.

In Tabelle 6.4 sind die ermittelten Temperaturen für die unterschiedlichen Datenbanken HITRAN2012, *Fulge* und *Fulge +0,2* zusammengefasst. Die berechneten Wassergehalte sind in Tabelle 6.5 aufgelistet.

Tabelle 6.4.: Vergleich der ermittelten Temperaturen auf Basis unterschiedlicher Datenbanken

Flammennr.	Prucker et al. [92]	HITRAN2012	Fulge	Fulge +0,2
10	1376,0 K	1451,0 K	1421,4 K	1405,4 K
21	1507,0 K	1559,5 K	1537,2 K	1535,1 K
6	1580,7 K	1552,9 K	1584,9 K	1591,6 K
25	1688,7 K	1626,0 K	1665,0 K	1662,2 K
24	1777,0 K	1752,0 K	1820,7 K	1817,6 K
14	1909,0 K	1863,0 K	1913,3 K	1912,4 K
23	2057,0 K	1894,0 K	2042,8 K	2038,9 K
26	2123,3 K	1900,0 K	2084,3 K	2092,4 K

Tabelle 6.5.: Vergleich des ermittelten Wassergehalts auf Basis unterschiedlicher Datenbanken

Flammennr.	Prucker et al. [92]	HITRAN2012	Fulge	Fulge +0,2
10	0,31437	0,28411	0,28753	0,28982
21	0,30479	0,28907	0,28695	0,28703
6	0,18994	0,17789	0,17684	0,17652
25	0,31436	0,26392	0,26002	0,26001
24	0,32453	0,32457	0,32177	0,32161
14	0,28660	0,29171	0,28713	0,28716
23	0,34167	0,36065	0,36877	0,36831
26	0,33961	0,34239	0,35690	0,35817

Tabelle 6.6.: Relative Abweichungen von Temperatur und Wassergehalt auf Basis unterschiedlicher Datenbanken

Flammennr.	HITRAN2012		Fulge		Fulge +0,2	
	T	χ	T	χ	T	χ
10	5,5%	-9,6%	3,3%	-8,5%	2,1%	-7,8%
21	3,5%	-5,2%	2,0%	-5,9%	1,9%	-5,8%
6	-1,8%	-6,3%	0,3%	-6,9%	0,7%	-7,1%
25	-3,7%	-16,0%	-1,4%	-17,3%	-1,6%	-17,3%
24	-1,4%	0,0%	2,5%	-0,8%	2,3%	-0,9%
14	-2,4%	1,8%	0,2%	0,2%	0,2%	0,2%
23	-7,9%	5,6%	-0,7%	7,9%	-0,9%	7,8%
26	-10,5%	0,8%	-1,8%	5,1%	-1,5%	5,5%
Mittelwert der Beträge	4,58%	5,67%	1,52%	6,58%	1,38%	6,54%

Um die Datenbanken besser untereinander vergleichen zu können, werden die Ergebnisse weiter zusammengefasst. Da sich absolute Unterschiede von Wassergehalt und Temperatur nicht miteinander vergleichen lassen, werden alle Werte in relative Abweichungen zu den von Prucker et al. gemessenen Daten umgewandelt. Diese sind in Tabelle 6.6 aufgelistet.

Bei Betrachtung der relativen Temperaturabweichung lässt sich für die HITRAN2012-Datenbank feststellen, dass die Abweichungen für kältere Flammen positiv sind und dann bei den heißeren Flammen, ab Flamme 6, negativ werden. Der Betrag der relativen Abweichung nimmt tendenziell zu den extrem kalten und heißen Flammen zu. Die anderen beiden Datenbanken weisen für die kälteste Flamme den betragsmäßig größten relativen Fehler auf. Ein Trend mit negativen relativen Abweichungen bei heißen Flammen, wie für die HITRAN2012-Datenbank, ist nicht zu erkennen. Insgesamt unterscheiden sich die Mittelwerte der Beträge der relativen Temperaturabweichung um unter 3,3%.

Für den relativen Wassergehalt lässt sich feststellen, dass die Verläufe unabhängig von der Datenbank für kältere Flammen negativ sind und dann bei den heißeren Flammen, ab Flamme 14, positiv werden. In diesem Zuge ist auch zu bemerken, dass der Wassergehalt von Flamme 25 nicht genauer als mit -16% relativem Fehler bestimmt werden kann. Dieser Wert weicht stark von den anderen relativen Fehlern des Wassergehalts ab. Worin dieses begründet ist, kann nicht spezifiziert werden. Insgesamt unterscheiden sich die Mittelwerte der Betragswerte um unter 1%.

Betrachtet man nur den Wassergehalt, ist die HITRAN2012-Datenbank noch jene mit der geringsten Abweichung. Wird hingegen die Temperatur betrachtet, hat die Verbesserung der Datenbank *Fulge +0,2*, mit einem Temperaturexponenten für Luft auf Basis der Temperaturexponenten von Wasser plus 0,2, den niedrigsten Fehler. Der Unterschied zu der anderen verbesserten Datenbank ist jedoch gering. Da die Größen Temperatur und Wassergehalt im Sinne der Auswertung nicht getrennt voneinander sind, beide haben ihren Einfluss auf die Li-

nienform und die Größe der Absorption, wird es als sinnvoll erachtet, die Datenbank mit dem in Summe kleinsten absoluten Fehler zu verwenden. Dieses ist die Datenbank *Fulge +0,2*, welche im weiteren Verlauf dieser Arbeit genutzt wird.

6.1.3. Auswertung direkte Absorptionsmessung

Nach der Verbesserung der Datenbank durch die lokalen Absorptionsspektren im Zentrum des Brenners, lassen sich nun sowohl die lokalen Absorptionsspektren über den Abstand zum Brennermittelpunkt als auch die sichtintegrierten Messungen auswerten. Die Ergebnisse, Temperatur und Wassergehalt, werden miteinander verglichen. Die Auswertung erfolgt, indem wie schon zuvor, durch Variation der Temperatur und des Wassergehalts jene Simulation gesucht wird, die den kleinsten quadratischen Fehler zu den gemessenen Spektren aufweist.

In den Bildern 6.15 und 6.16 sind die aus den lokalen Daten ermittelten Temperaturen über dem Abstand zum Brennermittelpunkt für die acht Flammen dargestellt. Die Temperaturen verlaufen flach bis zu einem gewissen Abstand zum Brennermittelpunkt. Je nach Flamme ist die Spanne unterschiedlich, sie korreliert aber mit der mittels BOS ermittelten Flammenausdehnung. Bei größeren Abständen als dieser Grenze fällt die Temperatur zunächst ab, um dann außerhalb der Flammengrenze wieder anzusteigen. Die gemessene Absorption lässt an diesen Stellen stark nach. Es existieren hier keine Spektren, die sich hinsichtlich ihrer Temperatur und des Wassergehalts analysieren lassen.

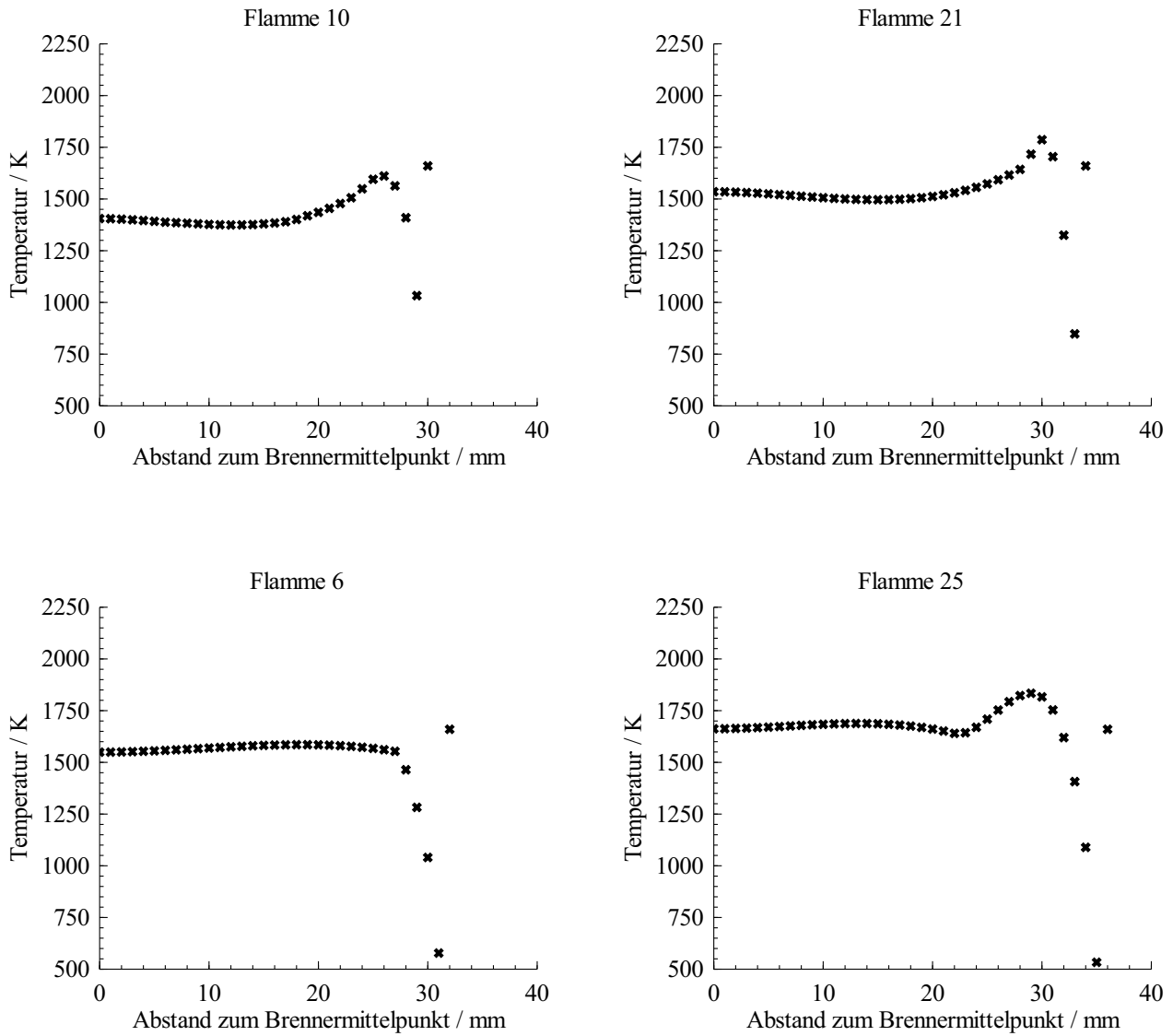


Bild 6.15.: Temperatur über Abstand zum Brennermittelpunkt für Flammen 10, 21, 6 und 25

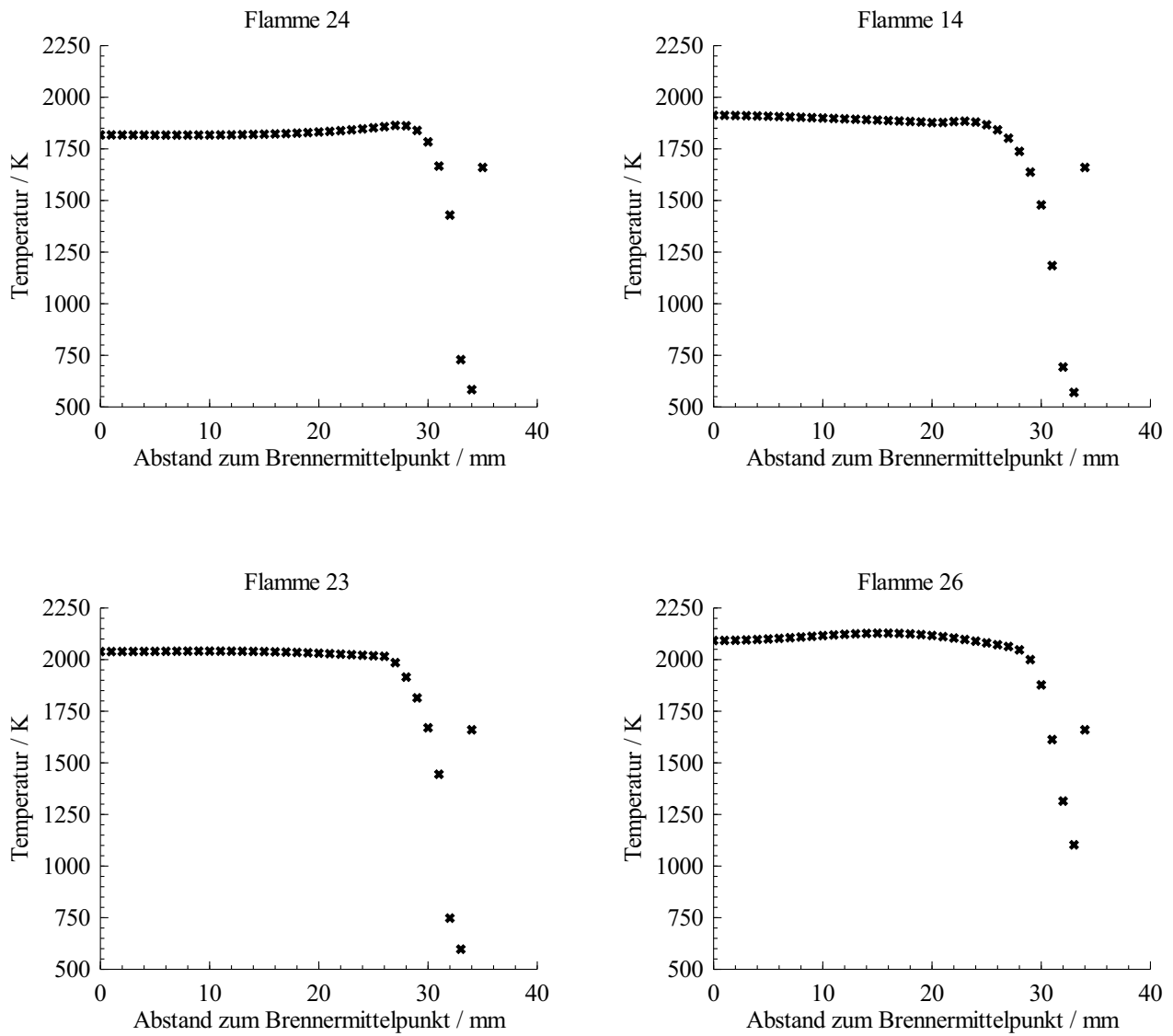


Bild 6.16.: Temperatur über Abstand zum Brennermittelpunkt für Flammen 24, 14, 23 und 26

In den Bildern 6.17 und 6.18 sind die aus den lokalen Daten ermittelten Wassergehalte über den Abstand zum Brennermittelpunkt für die unterschiedlichen Flammen aufgetragen. Auch das Profil des Wassergehalts ist in den meisten Fällen bis zu einer gewissen Grenze zum Brennermittelpunkt als flach anzusehen. Bei größerem Abstand weicht der Wassergehalt dann vom flachen Profil ab. Die Gründe hierfür sind die gleichen wie bei der Temperatur. Die Grenze, an der die Abweichungen auftreten, sind pro Flamme für die Temperatur und den Wassergehalt identisch.

Abschließend kann festgehalten werden, dass die Annahme eines flachen Profils, die Parameter Wassergehalt und Temperatur betreffend, korrekt ist. Es soll darauf hingewiesen werden, dass am Rand der Flamme keine scharfe Kante existiert. Es gibt also einen kurzen Übergang von heißer Flamme mit Wasser zu kalter Umgebungsluft ohne Wasser und Flamme. Nach dieser Feststellung ist es nun möglich und sinnvoll, die sichtintegrierten Messungen auszuwerten und mit den Ergebnissen aus lokalen Daten zu vergleichen.

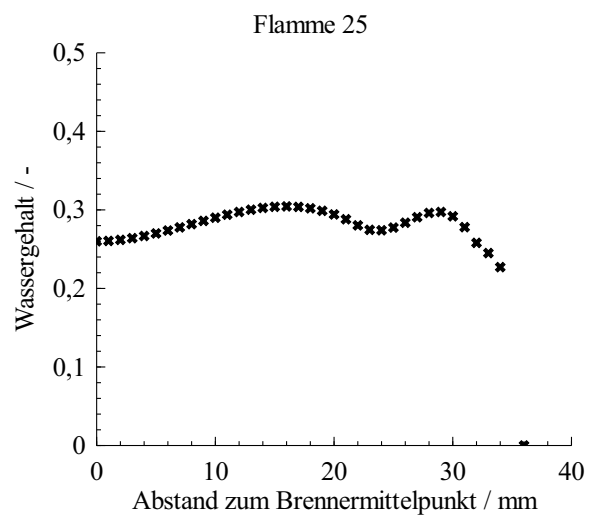
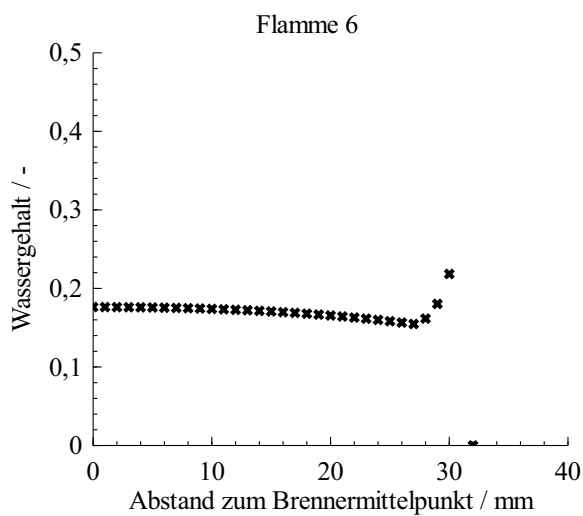
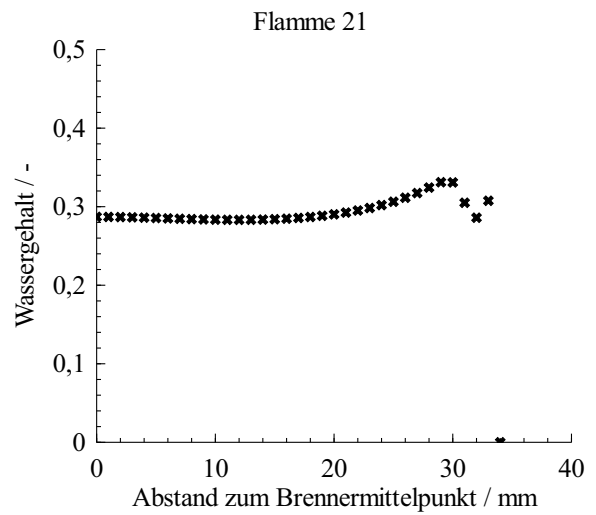
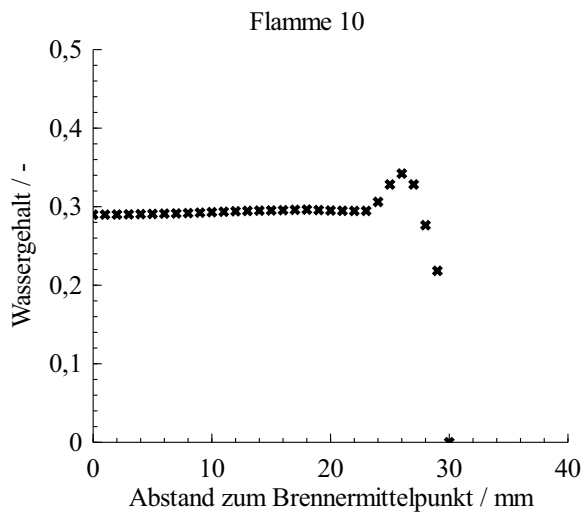


Bild 6.17.: Wassergehalt über Abstand zum Brennermittelpunkt für Flammen 10, 21, 6 und 25

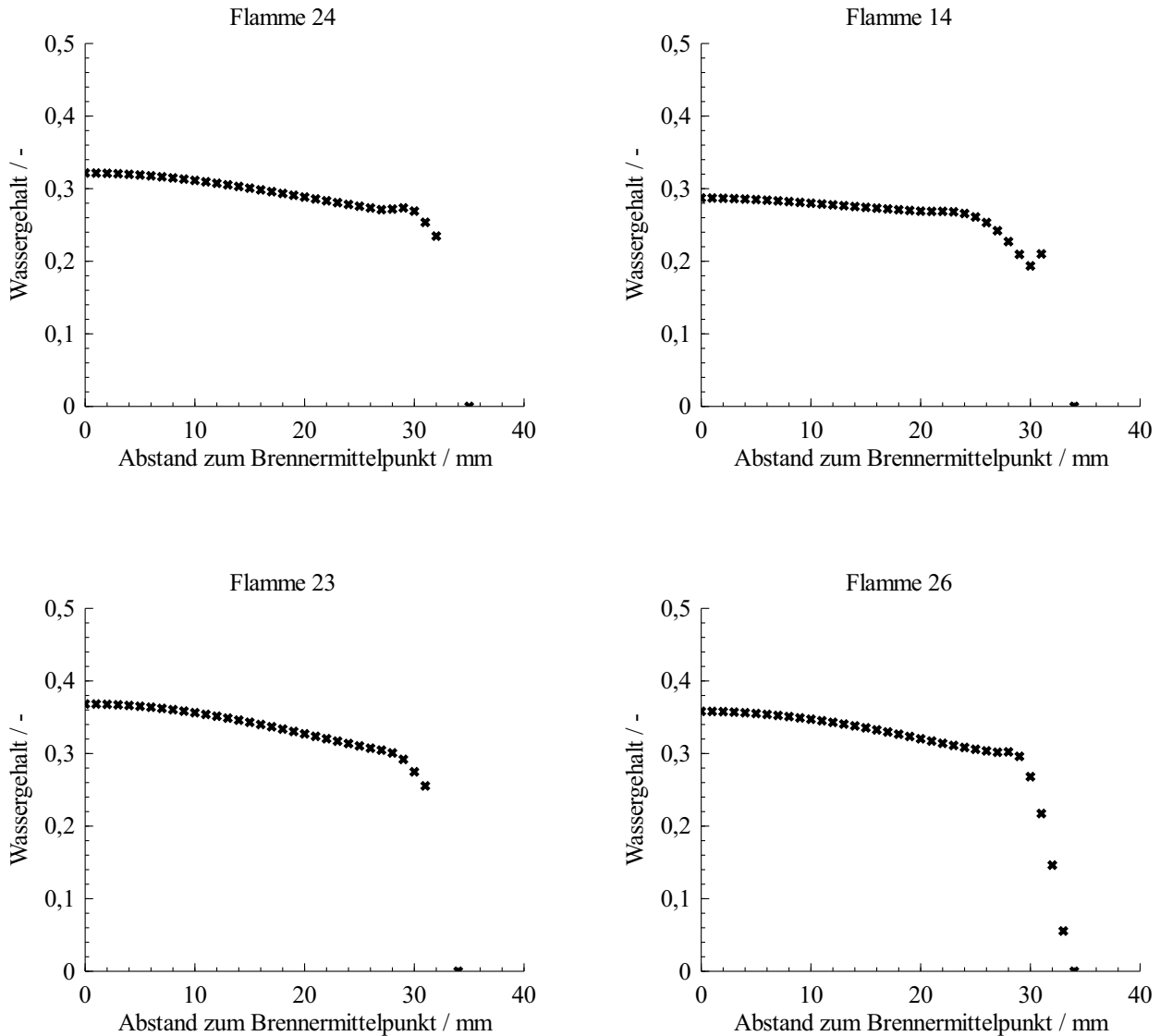


Bild 6.18.: Wassergehalt über Abstand zum Brennermittelpunkt für Flammen 24, 14, 23 und 26

Die Ergebnisse aus den sichtintegrierten Transmissionsmessungen, siehe Tabelle 6.7, zeigen in der Temperatur eine gute Übereinstimmung mit den Daten von Prucker et al.. Die maximale Abweichung ist kleiner als 9%, im Mittel beträgt die Abweichung 3,7%. Dass beide Werte höher sind als bei der Auswertung der lokalen Daten, erscheint logisch und zeigt den Einfluss des Flammenrandbereiches auf die Messung. Hingegen weichen die ermittelten Wassergehalte stark, im Maximum bis zu 17,4% und im Mittel um 10,9%, ab. Hieraus lässt sich ableiten, dass solche Störungen einen größeren Einfluss auf den Wassergehalt haben als auf die Temperatur. Die Ermittlung der Parameter auch an sichtintegrierten Transmissionen hat dennoch seine Berechtigung. Die nachfolgenden WMS-Messungen können nur sichtintegriert durchgeführt werden, sodass die ermittelten Ergebnisse sich zum Vergleich mit den WMS-Messungen anbieten.

Tabelle 6.7.: Ergebnisse aus DA-Messung sowie relative Abweichung in Bezug auf Prucker et al.

Flammennr.	Temperatur		Wassergehalt	
	T	rel. Fehler	χ	rel. Fehler
10	1412,7 K	-2,7%	0,29430	6,4%
21	1640,5 K	-8,9%	0,35797	-17,4%
6	1552,8 K	1,8%	0,15768	17,0%
25	1706,5 K	-1,1%	0,32256	-2,6%
24	1775,3 K	0,1%	0,27902	14,0%
14	1769,9 K	5,9%	0,24856	13,3%
23	1958,5 K	4,8%	0,31965	6,4%
26	2024,3 K	4,7%	0,30635	9,8%
Mittelwert Absolutwerte		3,7%		10,9%

6.1.4. Auswertung WMS-Messung

In diesem Unterkapitel wird auf die WMS-Messungen der acht Flammen des McKenna-Brenners und die Besonderheiten bei der Auswertung eingegangen und die erzielten Ergebnisse präsentiert.

Mit Kenntnis der Flammenparameter können die HWHMs der dominanten Absorptionsübergänge bestimmt werden. Diese werden genutzt, um die Modulationsamplitude für die VCSEL-Diode zu ermitteln. Für die Messungen am McKenna-Brenner wurde eine optimale Modulationsamplitude von 0,0536 nm berechnet. Die Modulationsfrequenz wurde auf 40 kHz gesetzt. Die Frequenz für den Wellenlängenscan beträgt 80 Hz. Aus den direkten Absorptionsmessungen ist bekannt, wie sich die Spannung am Stromregler auf die Wellenlänge auswirkt. Mit dieser Kenntnis lässt sich nun ein Signal generieren, das zusätzlich zum linearen Anstieg der Spannung am Stromregler, wie bei der DA, mit einer Schwingung entsprechend der berechneten Modulationsamplitude überlagert wird. Dieses Signal wird anschließend genutzt, um die VCSEL-Diode in der gewünschten Form zu betreiben.

Die WMS-Messungen am McKenna-Brenner erfolgten nur auf einer Position. Der Laser wurde so zum Brenner ausgerichtet, dass er durch dessen Zentrum läuft, $y=0$. Die Höhe des Laserstrahls über der Sinterplatte des McKenna-Brenners beträgt 15 mm wie bei den DA-Messungen. Vor den Messungen wurde der McKenna-Brenner ca. 5 Minuten mit eingestellten Flammenparametern betrieben, um Effekte von transienten thermischen Prozessen am Brenner selber ausschließen zu können. Eine Analyse eines Messsignals ohne Flamme konnte belegen, dass ohne Flamme im untersuchten Wellenlängenbereich keine messbare Absorption auftritt.

Da die ersten Auswertungen keine sinnvollen Ergebnisse lieferten, wurden die simulierten und gemessenen WMS-Daten miteinander verglichen. Hierbei wurden folgende Unterschiede, wie in Bild 6.19 exemplarisch für Flamme 23 zu sehen, deutlich.

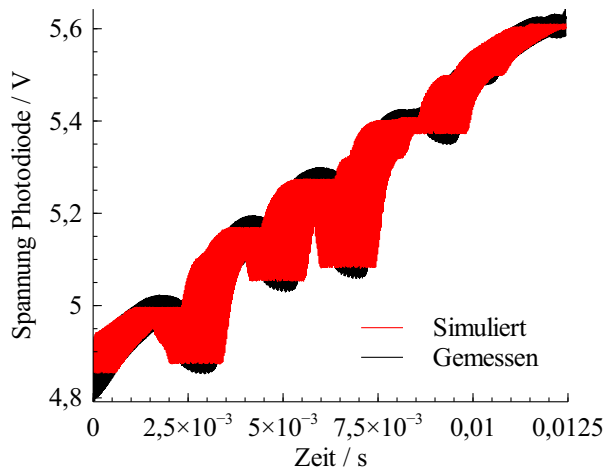


Bild 6.19.: Vergleich simuliertes (rot) und gemessenes WMS-Signal (schwarz)

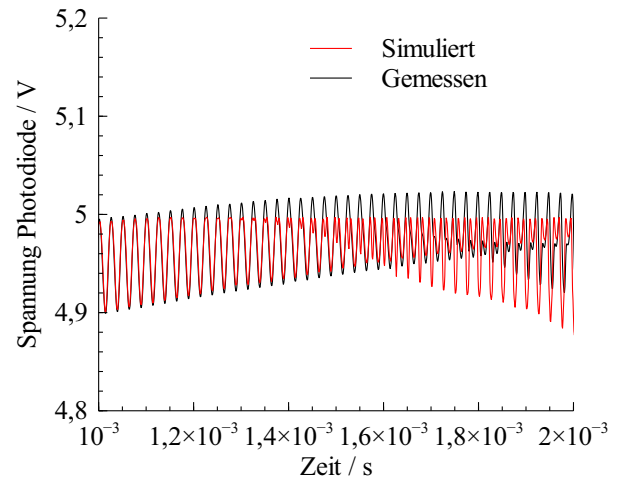


Bild 6.20.: Detailansicht Vergleich simuliertes (rot) und gemessenes WMS-Signal (schwarz)

Es scheint, als wären die simulierten Absorptionen breiter bei gleichzeitig kleinerer Amplitude. Im Detailbild lässt sich erkennen, dass die Absorption im gemessenen Signal nicht an der Stelle höchster Intensität beginnt, sondern auf der rechten Flanke des modulierten Signals. Dieses kann nur bedeuten, dass die Wellenlänge der Intensität hinterherläuft. Dieses Phänomen wurde schon durch andere Wissenschaftler im Zusammenhang mit Diodenlasern beobachtet [81] und lässt sich physikalisch erklären. Sobald ein höherer Strom fließt, wird sofort die Verstärkung im aktiven Medium größer. Die Intensität ändert sich also ohne Zeitverzögerung. Hingegen wird die emittierte Wellenlänge vom Abstand der Spiegel im aktiven Medium und damit von der Temperatur desselben bestimmt. Gleichwohl die thermischen Kapazitäten des aktiven Mediums bei Diodenlasern gering sind, ist das System träge, d. h. die zum Strom zugehörige Temperatur stellt sich erst nach einer gewissen Zeit ein. Dieses führt zu einem Phasenversatz zwischen Intensität und Wellenlänge. Die Wellenlänge läuft der Intensität hinterher.

Durch Implementierung eines Phasenversatzes zwischen Intensität und Wellenlänge in der Simulation der WMS-Signale kann der Unterschied zu den gemessenen Signalen minimiert werden. Bei den verwendeten Parametern für Modulation und Amplitude wurde ein Phasenversatz von $36,06^\circ$ ermittelt. Das Ergebnis der nachfolgenden Simulation ist im Detail in Bild 6.21 zu finden. Die Absorption beginnt nun in beiden Signalen zur gleichen Zeit. Dennoch ist ein weiterer Unterschied zur Messung zu erkennen, siehe Bild 6.22. Die simulierten Spektren sind an den Übergängen breiter als die gemessenen. Auch dieser Effekt lässt sich mit der thermischen Kapazität der Diode erklären. Die zu einem Maximum der Intensität zugehörige Wellenlänge wird nicht erreicht, da der Strom, um die Temperatur in der Diode zu realisieren, schon wieder abfällt, bevor sich ein thermisches Gleichgewicht einstellt. Das heißt, die Diode wird im Maximum nicht heiß genug und kühlt im Minimum aber auch nicht weit genug ab, um den vollen Wellenlängenbereich der Modulation abzudecken. Dieses Verhalten wurde in keinem der bisher veröffentlichten Artikel erwähnt. Abhilfe schafft auch in diesem Fall eine Anpassung der Simu-

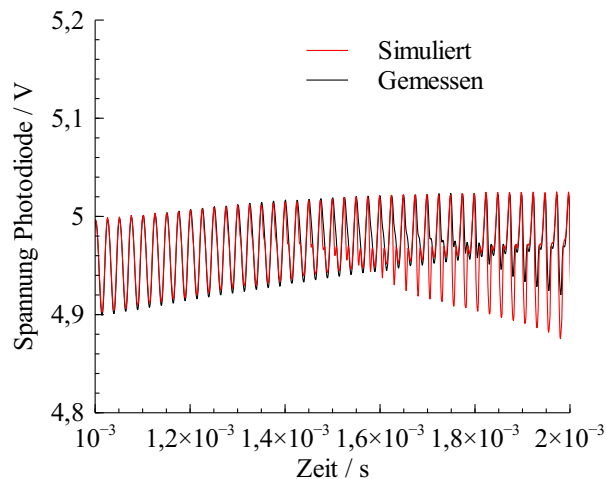


Bild 6.21.: Detailansicht Vergleich simuliertes und gemessenes WMS-Signale mit angepasstem Phasenversatz

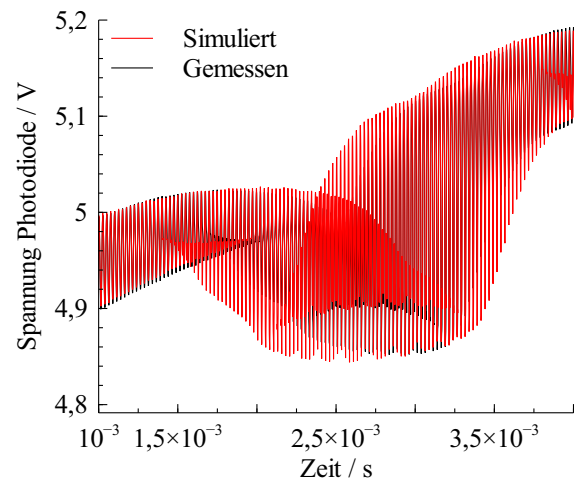


Bild 6.22.: Vergleich simuliertes und gemessenes WMS-Signale mit angepasstem Phasenversatz

lation an die Messung. Die Amplitude der Wellenlängenmodulation wird mit einer Funktion multipliziert, um die Reduzierung der Amplitude in der Simulation abbilden zu können. Eine lineare Funktion stellt sich hierbei als geeignete Funktion heraus.

Nach Bestimmung des Absolut- und des linearen Glieds, $b=0,6641$ und $m=-0,1251$, sind die Simulation und das gemessene WMS-Signal nahezu identisch, siehe Bild 6.23. Die Reduzierung der Wellenlängenmodulationsamplitude hat zur Folge, dass die angestrebte Modulationsamplitude von 2,2 mal HWHM nicht mehr erreicht wird. Die Konsequenz hiervon ist, dass die zweiten harmonischen Signale nicht mehr maximiert werden. Mit den gefunden Laserparametern kann nun die in Kapitel 2.5.2 beschriebene Simulation der harmonischen Signale erfolgen, auf Basis derer dann die Auswertung durchgeführt wird.

In den Signalen der WMS-Messungen am McKenna-Brenner sind deutlich vier Peaks zu sehen, diese werden durch unterschiedliche Übergänge dominiert. Jeweils zwei Peaks haben ähnliche untere Energieniveaus, sodass sich vier sinnvolle Verhältnisse bilden lassen. Pro Verhältnis kann über den Vergleich von gemessenen und simulierten harmonischen Signalen eine Temperatur bestimmt werden. Das Gas in der Flamme hat jedoch nur eine Temperatur. Daher werden die ermittelten Temperaturen gemittelt. Anschließend werden anhand der vier über das erste harmonische Signal, normierten Peakwerte, vier Wassergehalte ermitteln. Auch aus diesen vier Werten wird ein Mittelwert gebildet und der nächste Iterationsschritt folgt. Nach wenigen Iterationen stellt sich eine konvergierte Lösung für Temperatur und Wassergehalt ein.

In Tabelle 6.8 sind die über die WMS-Methode erzielten Ergebnisse für die acht untersuchten Flammen des McKenna-Brenners zusammengefasst. Die Tabelle enthält zusätzlich relative Fehler in Bezug auf die von Prucker et al. ermittelten Daten. Bei der Analyse des WMS-Signals von Flamme 26 wird ein Wassergehalt von eins ermittelt. Dies ist physikalisch nicht möglich. Ein Grund für diesen Fehler konnte nicht ermittelt werden. Wird Flamme 26 aus der Auswertung

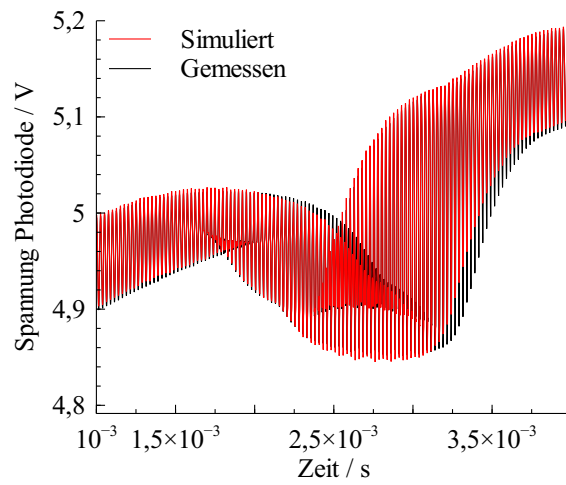


Bild 6.23.: Detailansicht Vergleich simulierter und gemessener WMS-Signale mit angepasstem Phasenversatz und angepasster Wellenlängenmodulation

Tabelle 6.8.: Ergebnisse WMS-Messung der einzelnen Flammen sowie relativer Fehler in Bezug auf Prucker et al.

Flammennr.	Temperatur		Wassergehalt	
	T	rel. Fehler	χ	rel. Fehler
10	1449,4 K	5,3%	0,36243	15,3%
21	1610,5 K	6,9%	0,32686	7,2%
6	1410,2 K	-10,8%	0,27944	47,1%
25	1685,6 K	-0,2%	0,47482	51,0%
24	1758,8 K	-1,0%	0,45420	40,0%
14	1712,4 K	-10,3%	0,37792	31,9%
23	1958,2 K	-4,8%	0,38741	13,4%
26	2424,0 K	14,2%	1,00000	194,5%
Mittelwert Absolutwerte		8,9%		66,7%
Ohne Flamme 26		6,6%		34,3%

ausgeschlossen, weist die Temperatur im Mittel eine absolute Abweichung von 6,6% im Vergleich zu Prucker et al. auf. Die betragsmäßig größte Abweichung hat einen Wert von -10,8%. Diese beiden Werte sind höher als die entsprechenden Werte bei der DA-Messung, 3,7% und -8,9%, jedoch wurden bei der WMS-Messung Flammen unterschiedlicher Ausdehnung zusammengefasst. Der Wassergehalt lässt sich nur mit einem mittleren Fehler von 34,3% bestimmen. Auch hier spielt die Mittelung von Messungen zu unterschiedlichen Flammenausdehnungen eine Rolle. Darüber hinaus wurde schon im Theorieteil festgestellt, dass die Bestimmung des Wassergehalts mit der WMS-Methode eine geringere Sensitivität hat als die Ermittlung der Temperatur. Die Stärke der WMS-Methode zeigt sich vor allem dann, wenn die Signale mit Rauschen überlagert sind oder zeitlich stark veränderliche Reflexionen auftreten. In diesen Fällen ist eine Auswertung mittels DA nicht möglich. Durch die hier vorgestellten Ergebnisse ist der experimentelle Aufbau und die WMS-Methode validiert.

6.2. Anwendung an der Überschallbrennkammer

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen an der Überschallbrennkammer des ITLR dargestellt und mit Ergebnissen aus simulierten Messungen verglichen. Für die Erzeugung der simulierten Messungen wird auf numerische Simulationen der Überschallströmung zurückgegriffen.

Aufgrund auftretender Interferenzen an den benutzten Fenstern muss der Laser unter einem Winkel γ auf die Fenster treffen. Durch die Schrägstellung konnte konstruktive und destruktive Interferenz durch Mehrfachreflexionen vermieden werden, gleichzeitig wurde aber auch die aufgenommene Laserintensität reduziert. Der Laser läuft damit auch nicht mehr orthogonal zur Achse der Brennkammer, respektive zur mittleren Strömungsrichtung. Als Optimum zwischen nicht vorhandenen Interferenzen und maximaler Intensität wurde ein Winkel von $\gamma=12,4^\circ$ ermittelt. Sowohl der Laser als auch die Photodiode wurden auf einem 3D verfahrbarem Tisch montiert. So lässt sich der gesamte Messaufbau in Bezug auf die im Raum fest stehende Brennkammer genau positionieren. Der Laser und die Brennkammer sind in Bild 6.24 zu erkennen, die Photodiode ist in diesem Bild durch die Brennkammer verdeckt. Im Bild läuft die Strömung von rechts nach links, der Laser läuft also leicht gegen die Strömungsrichtung.

Als Referenz für die Position des Lasers in Bezug auf die Brennkammer wurde der in der Brennkammer montierte Zentralkörper genutzt, siehe Bild 6.25. Der Zentralkörper ist im rechten Fenster zu sehen. Durch Verschiebung des optischen Tisches konnte die Position des Lasers in Bezug auf den Zentralkörper ermittelt werden. Da er sich zusätzlich nicht über die gesamte Höhe der Brennkammer erstreckt, konnte über die Detektion des Lasers auf der Diode festgestellt werden, wann der Zentralkörper die Diode abschattet. Da der Zentralkörper in der Höhe symmetrisch aufgebaut ist, lässt sich so die Mittelachse der Kammer, $y=0$, bestimmen. Auf eben dieser Höhe wurde ermittelt, ab welcher Position x der Zentralkörper wieder in den Strah-

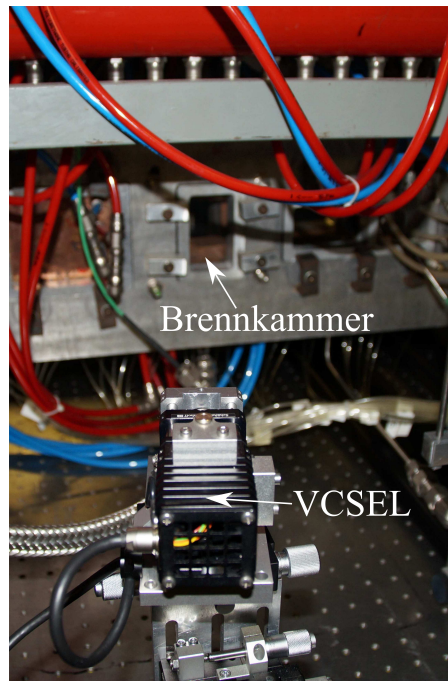


Bild 6.24.: Versuchsaufbau an der Überschallbrennkammer des ITLRs mit VCSEL und Brennkammer

lengang ragt. Da sich diese Position allerdings auf den Rand und nicht die Mitte der Brennkammer bezieht, muss sie noch um den Winkel mit der halben Tiefe des Zentralinjektors korrigiert werden. Die Strömung wurde an der x -Position 670 mm nach dem engsten Düsenquerschnitt und damit 163 mm stromab des Zentralinjektors in unterschiedlichen Höhen y vermessen. Die Messungen befinden sich damit vor der sekundären Einspritzung. Die Messposition ist in dem Bild mit einem grünen Strich gekennzeichnet.

Vor dem Betrieb der Anlage wurden Referenzsignale aufgenommen, die zur Simulation der harmonischen Signale verwendet werden. Hierbei handelt es sich um einen direkten Laserscan und ein WMS-Signal ohne Absorption. Die in Bild 6.26 gezeigten Daten sind das Ergebnis einer Mittelung über ein Messzeitraum von 5 Sekunden. Bei einer Scanfrequenz von 80 Hz also 400 einzelne Scans. Dargestellt sind hier die beiden Referenzsignale, DA_{Ref} , ein direkter Laserscan ohne Absorption und WMS_{Ref} , ein WMS-Signal ohne Absorption. Die beiden Signale sind über der Zeit geplottet. Der grüne Kasten zeigt den Bereich an, der in Bild 6.27 dargestellt ist. In diesem Bild lässt sich die Modulation im WMS-Signal gut erkennen. Die Modulationsfrequenz und -amplitude wurden gleich zu den Messungen am McKenna-Brenner gewählt.

Die leichte Delle bei rund 0,011 s der Signale weist auf eine geringe Absorption hin. Diese Aussage lässt sich durch Betrachten der Frequenzsignale bestätigen. Das WMS-Spektrum weist sowohl um 40 kHz als auch um 80 kHz ein Signal auf, also bei einfacher und doppelter Modulationsfrequenz. Unter der Annahme, dass sich diese Signale über die Zeit nicht ändern, der Hintergrund konstant bleibt, beeinflusst dieses Signal die Auswertung nicht, da sie als Input für die Simulation der Signale genutzt werden.

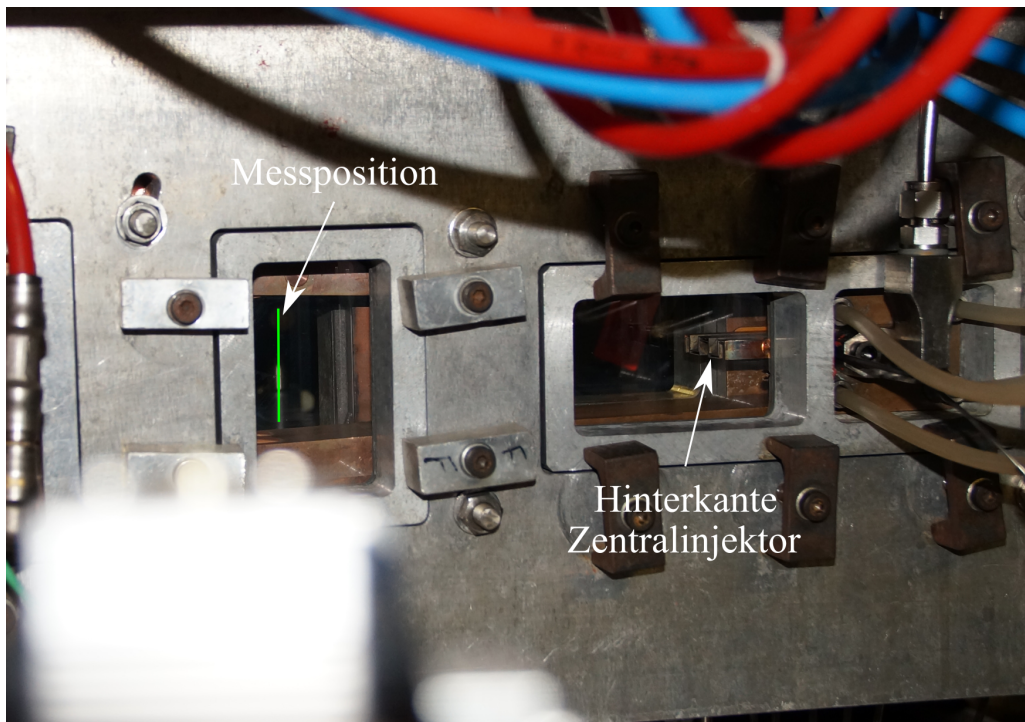


Bild 6.25.: Brennkammer mit sichtbarem Zentralinjektor und Messposition

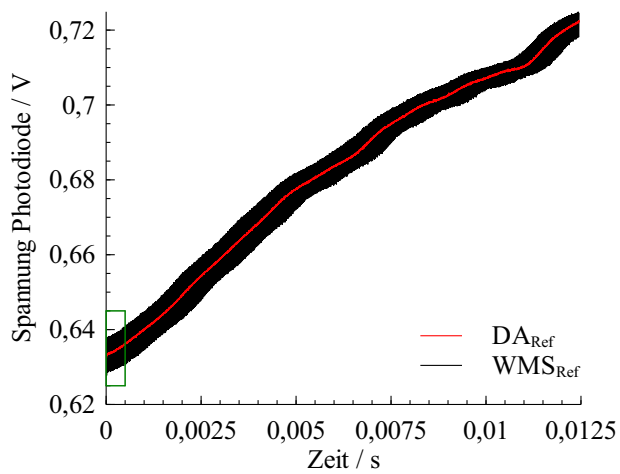


Bild 6.26.: Referenzsignal direkter Scan (rot) und WMS-Signal (schwarz) ohne Absorption

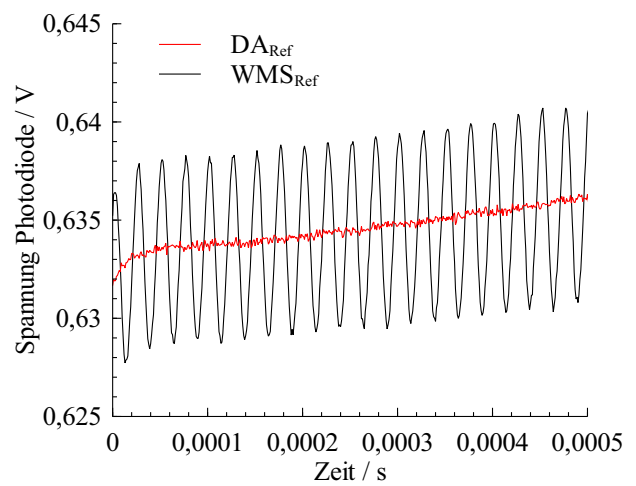


Bild 6.27.: Ausschnitt Referenzsignal direkter Scan (rot) und WMS-Signal (schwarz) ohne Absorption

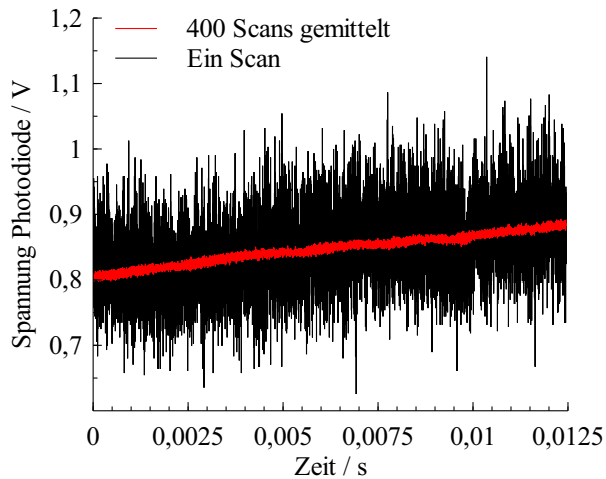


Bild 6.28.: Messsignal ein Scan (schwarz) und Mittelung über 400 Scans (rot)

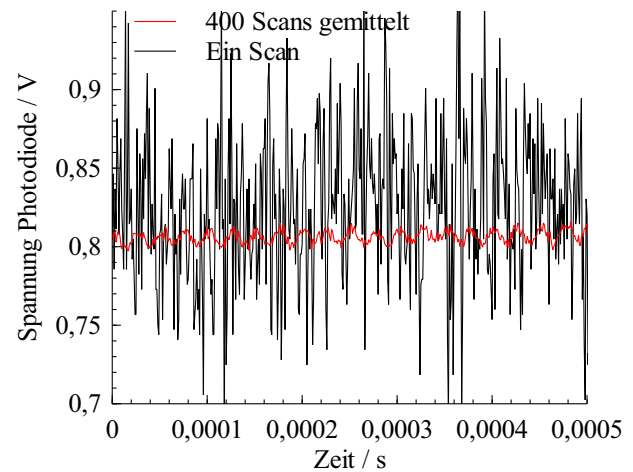


Bild 6.29.: Detailansicht Messsignal ein Scan (schwarz) und Mittelung über 400 Scans (rot)

Bei den Messungen war eine Düse verbaut, welche die Strömung in der Brennkammer auf Mach 2 beschleunigt. Am Zentralinjektor wurde Wasserstoff mit einem Stöchiometrieverhältnis von 0,275 eingespritzt. Die Messungen wurden in einer Höhe von +15 mm bis -15 mm mit 5 mm Schritten durchgeführt.

Da die Brennkammer am Ende offen ist und die Strömung nach einer kurzen freien Strecke in einen Kamin geleitet wird, übertragen sich die Schwingungen über die Luft auf die Messapparatur. Beispielhaft ist in Bild 6.28 ein Scan eines WMS-Messsignals dargestellt sowie eine Mittelung über 400 Scans. Eine direkte Absorptionsmessung wäre bei diesem Rauschen nicht mehr auszuwerten. Selbst um über die harmonische Detektion eine Auswertung durchführen zu können, müssen die 400 einzelnen Scans gemittelt werden. Ein Ausschnitt der Messung ist in Bild 6.29 zu sehen. Hier lässt sich die Modulation für das gemittelte Signal (rot) erkennen. Auch ist der Unterschied zu dem einzelnen Scan deutlich zu sehen.

6.2.1. Auswertung WMS-Messung

Die Auswertung der Messungen erfolgt nach dem gleichen Schema wie schon bei den WMS-Messungen am McKenna-Brenner. Zunächst werden mittels der vorab aufgenommenen Referenzen die $2f/1f$ Signale für den zu erwartenden Temperatur- und Wassergehaltsbereich simuliert. Anschließend werden die aus den Messungen extrahierten $2f/1f$ Daten genutzt, um Temperatur und Wassergehalt iterativ zu ermitteln. Pro Position wurden sechs Messungen, in der Höhe $y=0$ zehn Messungen, durchgeführt. Für die unterschiedlichen Messpositionen wurden die in Tabelle 6.9 zusammengefassten Temperaturen und Wassergehalte ermittelt.

Die Temperaturen erstrecken sich über den Bereich zwischen 1853,9 K und 2245,6 K. Der Was-

Tabelle 6.9.: Temperaturen und Wassergehalte aus WMS-Messungen für verschiedene Höhen

Höhe	Temperatur		Wassergehalt	
	T	σ_T	χ	σ_χ
15 mm	2170,0 K	22,5%	0,08164	41,2%
10 mm	2217,7 K	12,1%	0,15962	10,7%
5 mm	2245,6 K	16,2%	0,20262	18,8%
0 mm	2129,6 K	6,4%	0,18255	6,0%
-5 mm	1865,5 K	10,7%	0,16740	5,7%
-10 mm	1853,9 K	5,0%	0,14831	7,4%
-15 mm	1891,4 K	20,4%	0,11651	5,5%

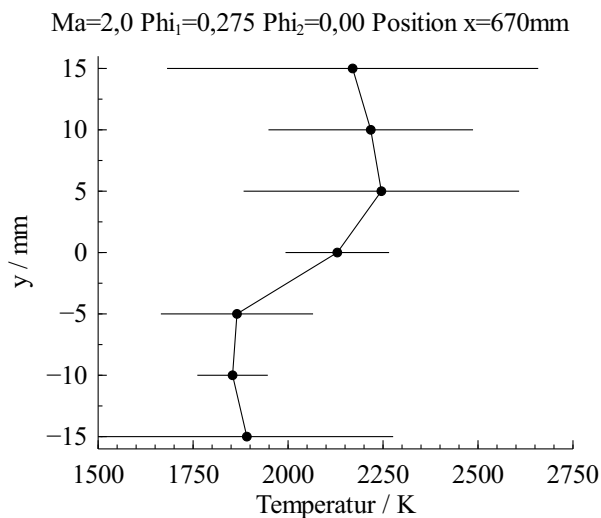


Bild 6.30.: Ergebnisse der Temperaturmessung in Überschallbrennkammer über y-Position

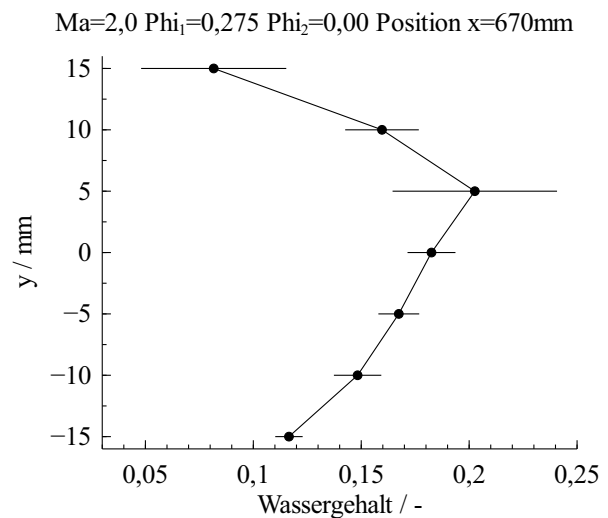


Bild 6.31.: Ergebnisse der Wassergehaltmessung in Überschallbrennkammer über y-Position

sergehalt liegt zwischen 0,08164 und 0,20262. Die Temperatur oberhalb und auf Höhe des Injektors befinden sich alle über 2129 K und betragen im Mittel 2190,73 K. Sie sind im Schnitt damit 320 K höher als die Temperaturen unterhalb des Injektors, im Mittel 1870,27 K. Der Wassergehalt nimmt von oben und unten Richtung Mitte zu und erreicht sein Maximum bei einer Höhe von +5 mm. Die Standardabweichung der Temperatur ist immer kleiner als 22,5% und beträgt im Mittel 13,3%. Die maximale Standardabweichung für die Ermittlung des Wassergehalts beläuft sich auf 41,2%. Im Mittel ergibt sich ein Wert von 13,6%. Grafisch sind die Verläufe der Temperatur und des Wassergehalts inklusive ihrer Standardabweichung über der y-Position in Bild 6.30 und Bild 6.31 dargestellt.

Um die Ergebnisse besser einordnen und bewerten zu können, wird nachfolgend ein Vergleich zu simulierten Messungen auf Basis von numerischen Strömungssimulationen gezogen.

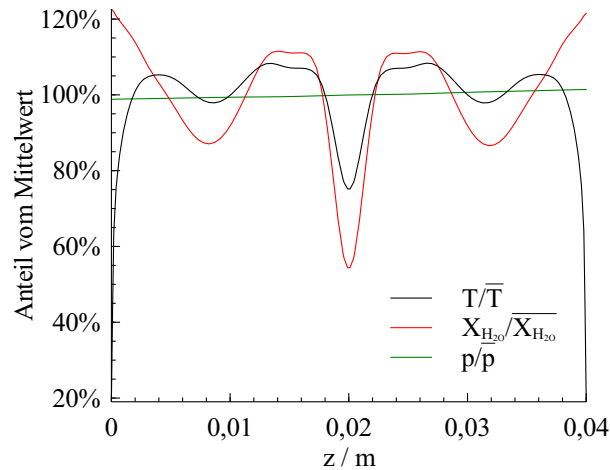


Bild 6.32.: Verlauf von Temperatur, Wassergehalt und Druck als prozentualer Wert vom Mittelwert an der Messposition $x=670$ mm in Höhe $y=0$ mm unter einem Winkel von $12,4^\circ$

6.2.2. Vergleich mit simulierten Messungen

Ein Teil der Forschungen an der Überschallbrennkammer beschäftigt sich mit der numerischen Simulation der Strömung und der Verbrennung in der Brennkammer. Aufgrund dieser Arbeiten existieren simulierte 3D Strömungsfelder für die hier untersuchte Strömung. Die ermittelten Temperaturen und Wassergehalte lassen sich allerdings aufgrund der sichtintegrierten Messung nicht direkt mit Ergebnissen der Strömungssimulation vergleichen. Aus den simulierten Strömungsfeldern wurden die für eine Simulation der Messung notwendigen Daten extrahiert. Diese sind Temperatur, Wassergehalt und Druck. Beispielhaft sind diese Parameter, für eine Höhe von $y=0$ mm, in Bild 6.32 dargestellt. Dabei werden die Größen jeweils in Bezug auf ihren Mittelwert gezeigt, um alle Größen sinnvoll in einem Diagramm darstellen zu können.

Durch den für die Messungen notwendigen Anstellwinkel zur Scheibe von $12,4^\circ$ sind die Profile nicht mehr symmetrisch. Für die Temperatur und den Wassergehalt lässt sich festhalten, dass es einen deutlichen Einfluss der z -Position auf die Parameter gibt. Der Druck ändert sich hingegen um weniger als 2,6%. Der Mittelwert des Drucks wird verwendet, um die für die Auswertung notwendigen harmonischen Signale zu simulieren.

Mittels der extrahierten Daten lassen sich für die einzelnen Schnitte in den Höhen 15 mm, 10 mm, 5 mm, 0 mm, -5 mm, -10 mm und -15 mm Transmissionen für den optischen Pfad berechnen. Diese sind in Bild 6.33 dargestellt.

Mithilfe dieser Transmissionen werden für die einzelnen Schnitte WMS-Messsignale simuliert, die über den gleichen Weg ausgewertet werden wie die realen Messdaten. So lassen sich Vergleichswerte für die Messergebnisse erzielen. Die Ergebnisse der Analyse der auf Basis der Strömungssimulation sich ergebenden WMS-Messsignale sind in Tabelle 6.10 zusammenge-

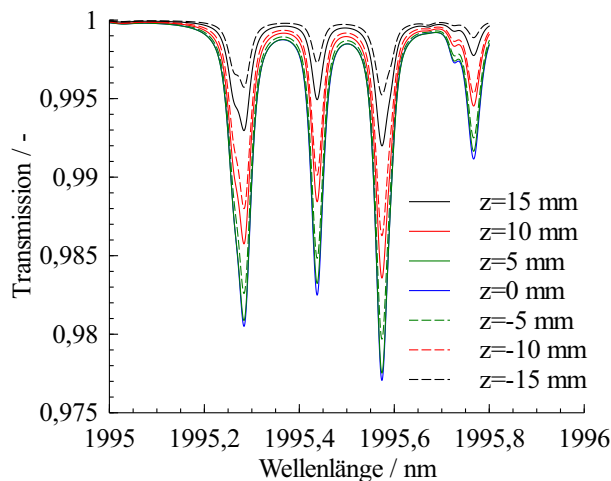


Bild 6.33.: Sichtintegrierte Transmission über der Wellenlänge für unterschiedliche Höhen

Tabelle 6.10.: Vergleichsergebnisse aus simulierten WMS-Messsignalen auf Basis von Strömungssimulationsdaten

Höhe	Temperatur	Wassergehalt
15 mm	1395,3 K	0,0633
10 mm	1663,6 K	0,1339
5 mm	1943,4 K	0,2053
0 mm	2046,8 K	0,2200
-5 mm	1892,1 K	0,1789
-10 mm	1680,3 K	0,1080
-15 mm	1226,2 K	0,0422

fasst. Die Temperaturen steigen von außen nach innen an und erreichen auf einer Höhe von $y=0$ ein Maximum von 2046,8K. Der Wassergehalt folgt diesem Verlauf der Temperatur mit einem Maximum von 0,22 bei $y=0$.

In den Bildern 6.34 und 6.35 sind die Ergebnisse der WMS-Messungen über die Höhe y mit ihrer Standardabweichung vergleichend mit den Ergebnissen aus den simulierten Transmissionen für die Temperatur und den Wassergehalt dargestellt. Die Simulationen liefern sowohl für die Temperatur als auch für den Wassergehalt ein fast symmetrisches Profil. Dieses kann durch die Messungen nicht bestätigt werden. Aufgrund des nicht symmetrischen Einspritzkopfes ist aber durchaus fraglich, ob solch ein symmetrisches Profil überhaupt entstehen kann. Im Bereich von -5 mm bis 5 mm liegen die Temperaturen aus der Simulation innerhalb der Standardabweichung der gemessenen Temperaturen. Zu größeren positiven Abständen wird der Abstand zwischen simulierten und gemessenen Temperaturen immer größer, wobei die gemessenen Temperaturen nahezu konstant bleiben und eine größere Standardabweichung aufweisen.

Beim Wassergehalt liegen die Simulationen bei 15 mm und 5 mm in der Standardabweichung

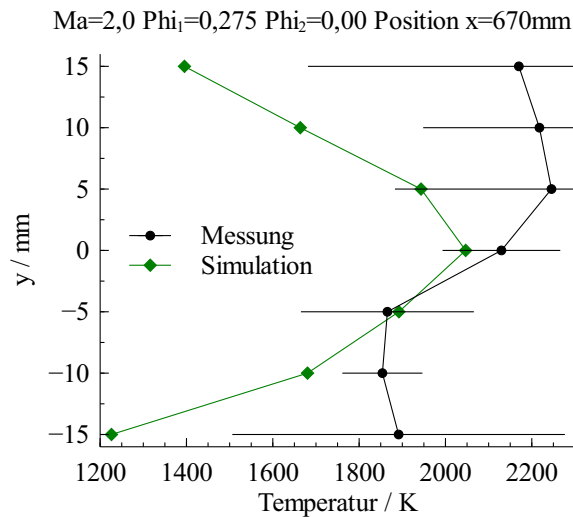


Bild 6.34.: Ergebnisse aus Temperaturmessung und Vergleich mit simulierter WMS-Messung*

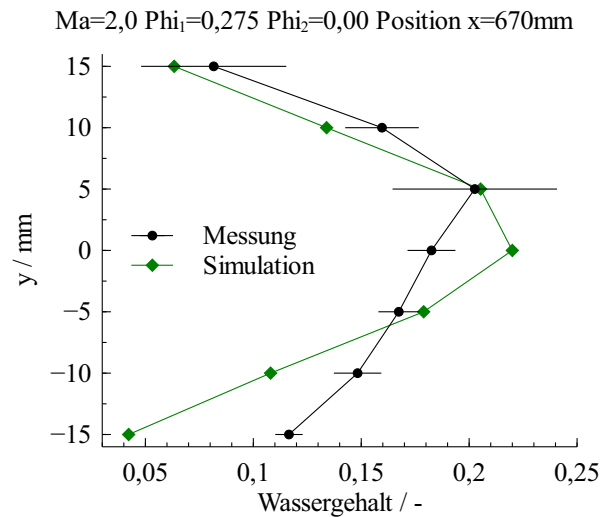


Bild 6.35.: Ergebnisse aus Wassergehaltsmessung und Vergleich mit simulierter WMS-Messung*

der Messung, bei -5 mm ist dieses fast der Fall. Im Allgemeinen verlaufen gemessener und simulierter Wassergehalt im Bereich von 5 mm bis 15 mm nah beieinander. Bei einer Höhe von 0 mm ist der gemessene Wassergehalt niedriger, als über die Simulation vorhergesagt wird. Für -15 mm und -10 mm ist der gemessene Wassergehalt wieder größer als in der Simulation. Der Verlauf des Wassergehalts aus Messung und Simulation sind sich ähnlich.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die über die Simulation erzeugten Daten an einigen Stellen gut mit den Messungen übereinstimmen.

6.3. Anwendung am Drummond-Stoßwindkanal

In diesem Kapitel werden die am Drummond-Stoßrohr durchgeführten Messungen vorgestellt und die Ergebnisse präsentiert.

Am Drummond-Stoßwindkanal sind die Messzeiten limitiert. Hinter der Düse stellt sich für einen Zeitraum von rund 1 ms eine stabile Strömung ein. Nur in dieser Zeit können Messungen durchgeführt werden. Theoretisch reicht diese Zeit aus, um den Laser über die Wellenlänge zu scannen. In der praktischen Anwendung kommt es aber häufig zu Unterbrechungen des Strahlengangs durch Teile der zweiten Membran. Generell ist auch hier das Signal-Rausch-Verhältnis nicht besonders hoch. Diese Umstände haben dazu geführt, dass die Messmethode abgeändert wurde. Aufgrund des Rauschens wird immer noch mit modulierten Signalen gearbeitet, allerdings wird nicht mehr über die Wellenlänge gescannt, sondern nur um die Zentralwellenlänge von zwei Absorptionsübergängen moduliert. Somit lassen sich die $2f/1f$ Signale zu jedem Peak

*Basierend auf einer Strömungssimulation wurden WMS-Signale simuliert und anschließend ausgewertet

über die Messzeit mitteln und vorab Bereiche aussortieren, die durch Blockieren des Strahlengangs keine Absorptionsinformation enthalten.

Ein weiterer Unterschied betrifft die Temperatur und den Druck der Strömung. Die zu erwartenden Temperaturen hinter dem Stoß liegen um 1300 K und sind damit unter denen der Messungen am McKenna-Brenner und denen der Überschallbrennkammer. Auch der Druck ist mit 90 kPa etwas geringer als die rund eine Atmosphäre bei den Messungen zuvor. Die Modulationsamplitude wurde an die vorherrschenden Bedingungen angepasst. Zusätzlich wurde mit zwei anderen Oszilloskopen gearbeitet, Tektronix TDS-2024B. Diese Geräte haben eine Auflösung von 2500 Punkten in der Zeitachse und eine Bittiefe von 8 Bit. Die Modulationsfrequenz wurde so verändert, dass jede Schwingung 25 Punkte enthält. Somit ergibt sich für eine Messzeit von 1 ms eine Modulationsfrequenz von 100 kHz. Bei Voruntersuchungen mit einer Highspeedkamera konnte festgestellt werden, wann die Strömung vor dem Zylinder stabil ist. Als Trigger für die Messung wird der Druckanstieg im Expansionsrohr genutzt. Die Zeit zwischen Druckanstieg und ausgebildeter Strömung beträgt 0,7 ms.

Während der Tests am Drummond-Tunnel sendete der Laser durchgehend modulierte Strahlung aus. Ein beispielhaftes Referenzsignal und ein Messsignal sind in Bild 6.36 zu finden. Die Referenz ist in Schwarz dargestellt, die Messung in Rot. Der rote Pfeil markiert die Zeit, zu der in der Messung von der einen auf die andere Wellenlänge gewechselt worden ist. Die Information lässt sich aus der Spannung, die den Stromregler steuert, ableiten. Im Referenzsignal ist dieser Zeitpunkt am Sprung in der Intensität festzumachen. Die Signale der Referenz und der Messung sind zeitlich zueinander verschoben, der Wellenlängensprung findet zu unterschiedlichen Zeiten statt. Gleichzeitig sieht man das starke Rauschen im Messsignal. Darüber hinaus ist ein Bereich zu erkennen, grüne Markierung, in dem der optische Pfad blockiert ist. In diesem Bereich liegt die gemessene Spannung an der Photodiode unterhalb der im Oszilloskop eingestellten Skala. Dieser Bereich und ähnliche in anderen Messungen werden von der Auswertung ausgeschlossen.

Die restliche Auswertung läuft analog zur Auswertung der WMS-Messungen am McKenna-Brenner und der Überschallbrennkammer ab. Das heißt, es werden $2f/1f$ Signale über die Temperatur und den Wassergehalt simuliert und nachfolgend Temperaturen und Wassergehalt der Messungen iterativ ermittelt. Allerdings werden nur $2f/1f$ Signale für die zwei hier untersuchten Übergänge simuliert, was die Berechnungszeit stark verkürzt.

Es wurden zwei verschiedene Testbedingungen erzeugt und ausgewertet, die sich im Testgasdruck unterscheiden. Aufgrund des schlechten SNRs konnten nur fünf der insgesamt 33 Messungen ausgewertet werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.11 zusammengefasst. Die unterschiedlichen Testgasdrücke weisen keinen erkennbaren Einfluss auf die ermittelte Temperatur auf. Physikalisch sollte bei höheren Drücken die Temperatur absinken, da bei gleicher Energie mehr Masse zu beschleunigen und aufzuheizen ist. Die Temperatur hat einen Mittelwert von 1663,4 K und ist damit deutlich höher als die erwarteten 1300 K. Die Standardabweichung

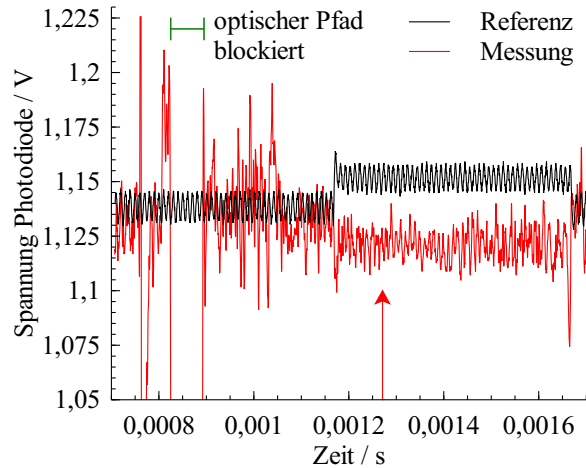


Bild 6.36.: Referenz- und Messsignal am Drummond-Tunnel

Tabelle 6.11.: Ergebnisse WMS-Messungen am Drummond-Tunnel

Testgasdruck	Tankdruck	Temperatur	Wassergehalt
12 kPa	267 Pa	1945,9 K	0,00914
12 kPa	320 Pa	1500,1 K	0,01275
20 kPa	240 Pa	1566,3 K	0,12749
20 kPa	267 Pa	1752,2 K	0,01027
20 kPa	333 Pa	1552,3 K	0,01146

beträgt 184,5 K. Der Wassergehalt der dritten Messung weicht stark von den anderen vier ab. Vernachlässigt man ihn für die Bildung des Mittelwerts und der Standardabweichung landet man bei einem mittleren Wassergehalt von 0,011 und einer Standardabweichung von 0,0016. Der ermittelte Wassergehalt ist damit bis auf den Ausreißer der dritten Messung nahezu konstant. Der Tankdruck, Druck im Reservoir, scheint keinen messbaren Einfluss auf die Messgrößen zu haben.

Da für diesen Messaufbau weder andere Messungen noch numerische Simulationen vorhanden sind, können die Ergebnisse nicht verglichen und bewertet werden. Dennoch bleibt festzuhalten, dass mit dem Messaufbau mittels WMS auch in Stoßwindkanälen Temperaturen und Wassergehalte zu ermitteln sind, gleichwohl die Messzeiten hier sehr kurz sind, das SNR sehr niedrig ist und der Strahlengang durch Partikel in der Strömung geblockt werden kann.

6.4. Anwendung auf hochenthalpe Strömungen am IRS

In diesem Kapitel wird kurz auf die Möglichkeiten eingegangen, wie die in dieser Arbeit erläuterten und angewandten Messmethoden und -techniken auf hochenthalpe Strömungen am

Institut für Raumfahrtssysteme angewendet werden können. Hierbei werden zunächst Unterschiede zwischen den Anwendungen diskutiert und dann eine mögliche Anwendung berechnet.

Einer der größten Unterschiede zwischen den untersuchten Verbrennungen von Wasserstoff zu den am IRS erzeugten Plasmaströmungen ist die absorbierende Spezies. Wasser kommt in den Plasmen am IRS nur in Spuren vor. Diese zu untersuchen, wäre zwar theoretisch möglich, würde aber keine neuen Erkenntnisse über die Strömung selbst liefern. Zusätzlich müsste für diese Untersuchung ein neues Messsystem aufgebaut werden, da die Temperaturen noch um einiges höher sind als bei der Verbrennung von Wasserstoff und Luft. Generell sind andere Spezies für die Charakterisierung des Plasmas relevant. Je nach Plasmawindkanal und Plasmaerzeugung, sind die Plasmen luftähnlich [12] oder ähneln anderen Atmosphären, z. B. der des Mars [16]. Die Plasmen haben gemein, dass ein für die Reaktionskinematik des Plasmas relevanter Parameter der Anteil und die Temperatur von atomarem Sauerstoff ist.

Auch in diesem Fall helfen die in Kapitel 2.6 genannten Auswahlregeln, um geeignete Übergänge für eine absorptionsspektroskopische Untersuchung zu finden. Allerdings stellen die geringere Anzahl an Übergängen sowie der geforderte Abstand zwischen unterschiedlichen unteren Energieniveaus ein Problem dar. Die Übergänge liegen so weit auseinander, dass sie mit einer VCSEL-Diode nicht abgescannt werden können. Es gibt aber die Möglichkeit, die Strahlen zweier Laser über die Messstrecke zu kombinieren und in diesem Fall mit zwei Lasern zwei unterschiedliche Übergänge zu vermessen.

Soll eine DA Messungen durchgeführt werden, so müssen die Laser durch ein optisches System nach der Erzeugung übereinander gelegt und nachfolgend wieder getrennt werden, um sie voneinander unabhängig detektieren zu können. Bei WMS-Messungen müssen die Laser zur Detektion nicht getrennt werden, solange sie mit einer Photodiode detektiert werden können. In diesem Fall müssen nur die Modulationsfrequenzen so gewählt werden, dass ihre ersten und zweiten Harmonischen nicht auf gleichen Frequenzen liegen und einen gewissen Abstand im Frequenzraum zueinander haben.

Da schon absorptionsspektroskopische Messungen an atomarem Sauerstoff am IRS durchgeführt wurden [105, 106], ist ein Laser für das Triplet um 844 nm am IRS vorhanden. Bei diesen Messungen wurde die Temperatur über den Fit eines Voigtprofils an das Absorptionsspektrum ermittelt. Dieses Verfahren weist hohe Fehler und Ungenauigkeiten auf. Das untere Energieniveau des Triplets liegt bei 76794.978 1/cm.

Als zweiter Übergang bietet sich, aufgrund des unterschiedlichen unteren Energieniveaus, das Duplet um 926 nm an, $E''=86625,757$ 1/cm. Das bekannte Triplet bei 777 nm besitzt ein ähnliches unteres Energieniveau wie das Duplet im 844 nm und kommt daher höchstens als Ersatz für dieses in Frage. Um die ausgewählten Übergänge finden sich in den Datenbanken keine Übergänge anderer Spezies. Die zu den Übergängen zugehörigen Daten aus NIST [58] sind in Tabelle 6.12 zu finden.

Die Daten können genutzt werden, um Transmissionen zu simulieren. Die weiteren für ei-

Tabelle 6.12.: Daten von ausgewählten atomaren Übergängen aus NIST [58]

Zentralwellenlänge	Einsteinkoeffizient	Entartung	Unteres Energieniveau
844,625 nm	$3,22 \cdot 10^7$ 1/s	3 - 1	76795 1/cm
844,636 nm	$3,22 \cdot 10^7$ 1/s	3 - 5	76795 1/cm
844,676 nm	$3,22 \cdot 10^7$ 1/s	3 - 3	76795 1/cm
926,081 nm	$4,46 \cdot 10^7$ 1/s	3 - 1	86626 1/cm
926,084 nm	$3,34 \cdot 10^7$ 1/s	3 - 3	86626 1/cm

Tabelle 6.13.: Betriebsparameter PWK1 und RD5 [12]

Parameter	Wert
Massenstrom / g s^{-1}	18,0
Umgebungsdruck / hPa	16,6
Totaldruck / hPa	24,3
Wärmestromdichte / kW m^{-2}	4100
Strom / A	1220
Spannung / V	133
Abstand zum Generator / mm	270

ne Simulation notwendigen Parameter, Temperatur, Anteil atomarer Sauerstoff, Druck und Absorptionslänge, wurden aus Daten eines realen 3D Strömungsfelds eines Plasmawindkanals entnommen [12]. Die Parameter für den Betrieb des Plasmagenerators RD5 am PWK1 sind kurz in Tabelle 6.13 zusammen gefasst.

Der Totaldruck und die Wärmestromdichte wurden vor einer zylindrischen Sonde mit einem Außendurchmesser von 80 mm vermessen. Vor dieser Sonde wurden auch optische Emissionsspektren aufgenommen. Aus den Daten des Strahlungsfelds konnten nach Anwendung des Abeltransformationsalgorithmus aus dieser Arbeit unter anderem lokale Größen für die Schwerteilchentemperatur, den Anteil des atomarem Sauerstoffs sowie die elektronische Anregungstemperatur ermittelt werden. Beispielfhaft ist in Bild 6.37 die Schwerteilchentemperatur von atomarem Sauerstoff, auch Translationstemperatur, T_{trans} genannt, über den radialen Abstand sowie den Abstand zur Sonde geplottet.

Die höchsten Temperaturen und auch die größten Anteile an atomarem Sauerstoff finden sich im Bereich der aufstauenden subsonischen Strömung, direkt vor der Sonde. Wie schon erwähnt, ist der atomare Sauerstoff chemisch sehr aktiv, daher ist eine Untersuchung nahe der Sondenoberfläche, die später durch Hitzeschutzschildmaterialien ersetzt werden kann, am interessantesten. Aus diesem Grund wird dieser Bereich für die hier durchgeführte Untersuchung gewählt. Für einen Abstand von 4,8 mm vor der Probe wurden die Temperatur in Bild 6.38 und die Anteile von atomarem Sauerstoff in Bild 6.39 abgebildet.

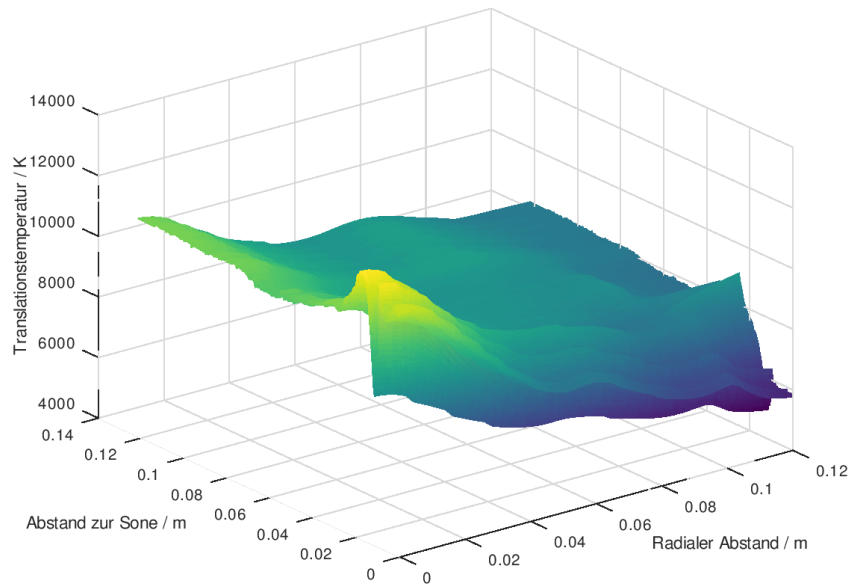


Bild 6.37.: Translationstemperatur über radialen Abstand und Abstand zur Sonde

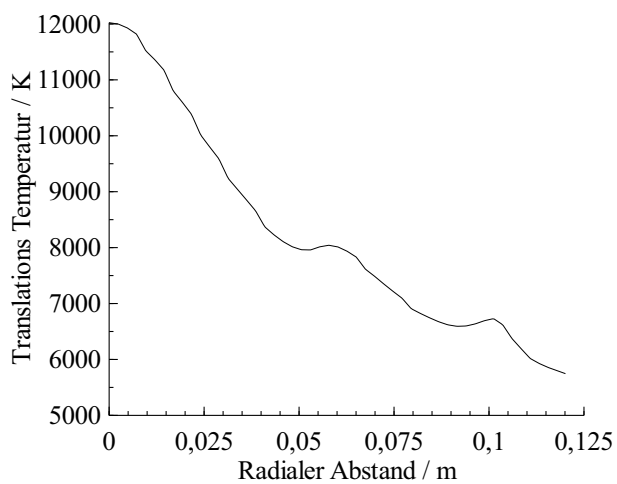


Bild 6.38.: Radialer Translationstemperaturverlauf 4,8 mm vor einer Kupferprobe

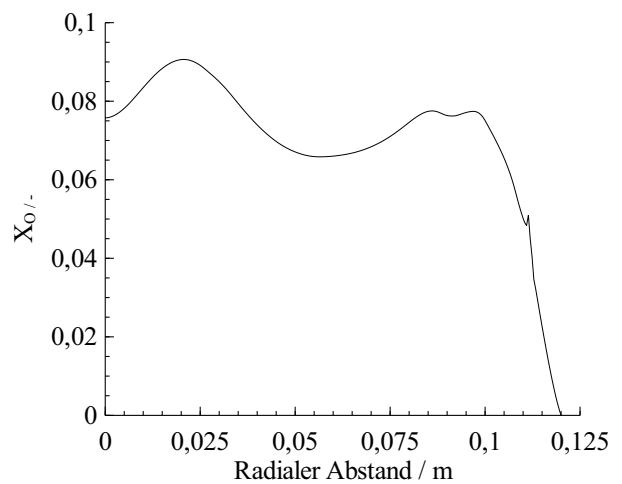


Bild 6.39.: Radialerverlauf atomarer Sauerstoff 4,8 mm vor einer Kupferprobe

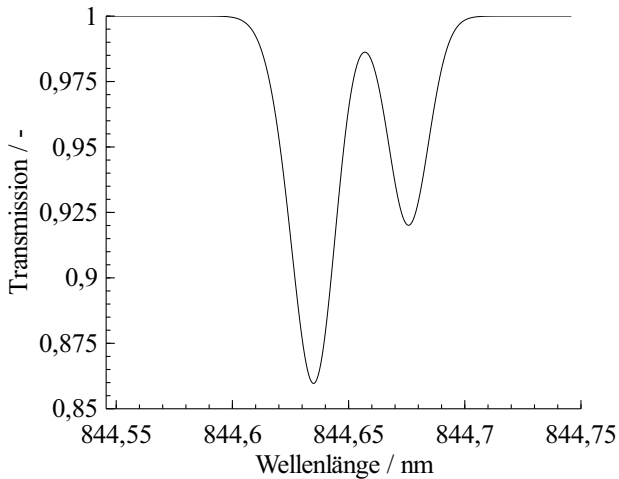


Bild 6.40.: Sichtintegrierte Transmission
4,8 mm vor einer Kupferprobe um
844 nm

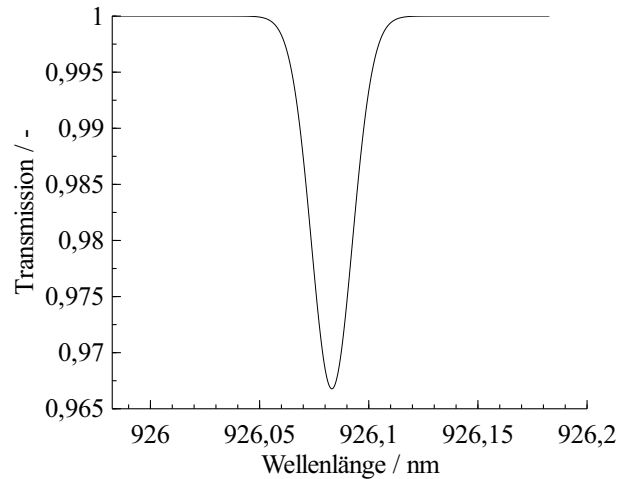


Bild 6.41.: Sichtintegrierte Transmission
4,8 mm vor einer Kupferprobe um
926 nm

Mit den gegebenen Daten lassen sich über beide Übergänge unter Verwendung der ebenfalls ermittelten Elektronentemperatur für die angeregten Zustände sichtintegrierte Transmissionen in 4,8 mm Abstand zur Kupferprobe ermitteln. Diese sind in Bild 6.40 für das Triplet um 844 nm und in Bild 6.41 für das Duplet um 926 nm dargestellt.

Aufgrund des nicht allzu großen Unterschieds in der Wellenlänge würden sich beide Laser mit einer Photodiode detektieren lassen. Um die Absorptionen unterscheiden zu können, werden die Laser mit unterschiedlichen Frequenzen moduliert. Diese müssen so gewählt werden, dass die ersten und zweiten Harmonischen sich nicht überschneiden. Für die Simulation wurden Frequenzen von 30 kHz und 40 kHz gewählt.

Für die Simulationen der WMS-Messung wird vereinfacht angenommen, dass für den Laser ein linearer Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Intensität besteht. Eine große Unsicherheit für die Simulation beinhalten die Störsignale des Plasmas.

Um eine Aussage über die Robustheit der Messungen treffen zu können, wurden fünf unterschiedliche SNRs simuliert. Diese sind ∞ , 100, 50, 25, 10. Ein SNR von ∞ bedeutet ein störungsfreies Signal. Das Ergebnis dieser Messung kann als Referenz für die übrigen Messungen angesehen werden. Bei den vier weiteren SNRs wurden zufällige Fehler mit entsprechender Größe zu den simulierten Messdaten addiert. Um eine statistische Aussage treffen zu können, wurden pro SNR 100 Messungen simuliert. Die Ergebnisse dieser simulierten Messungen sind in Tabelle 6.14 zusammengefasst. Der FIR-Filter wurde an das SNR angepasst. Die Breite wurde konstant gehalten, die Anzahl der Filterdurchgänge für kleinere SNRs aber erhöht. Dieses hat einen schmaleren Filter zum Ergebnis.

Die ermittelte Temperatur steigt mit fallendem SNR kontinuierlich von 11077,6 K auf einen Wert von 12339,5 K, ein Anstieg um rund 11%. Die Standardabweichung steigt mit sinkendem

Tabelle 6.14.: Ergebnisse simulierter WMS-Messungen am Plasmawindkanal inklusive Standardabweichungen

SNR	Temperatur		Sauerstoffgehalt		Filterparameter		Anzahl auswertbarer Scans
	\bar{T}	σ	$\bar{\chi}$	σ	Breite	Durchgänge	
∞	11077,6 K	-	0,02561	-	15	85	
100	11506,0 K	6,05%	0,02204	52,09%	15	500	100
50	11540,1 K	10,16%	0,02984	108,75%	15	1200	99
25	11567,2 K	12,33%	0,03428	106,36%	15	3000	86
10	12339,5 K	15,18%	0,03278	141,24%	15	15000	30

SNR von 6,05% auf 15,18%. Der Mittelwert des atomaren Sauerstoffgehalts weist keinen deutlichen Trend in Bezug auf das SNR auf. Er hält sich zwischen 0,02204 für ein SNR von 100 und 0,03428 für ein SNR von 25. Das bedeutet eine Variation um -13,94% und +33,85%. Die Standardabweichung ist deutlich höher als bei der Temperatur und erreicht schon bei einem SNR von 100 einen Wert von 52,09%. Weiterhin lässt sich feststellen, dass die Anzahl der auswertbaren Scans mit sinkendem SNR stark abnimmt.

Die hier durchgeführten Simulationen zeigen, unter welchen Bedingungen absorptionsspektroskopische Messungen an Plasmawindkanälen durchgeführt werden können. Der verwendete Laser sollte das Plasmaeigenleuchten um ein Vielfaches übersteigen. Alternativ könnten auch Bandpassfilter oder ein Spektrometer eingesetzt werden, um die Laserintensität von einer über weite Wellenlängenbereiche intensive Plasmaemission zu entkoppeln und so ein hohes SNR zu erzeugen. Darüber hinaus können weitere Methoden zur Verbesserung des SNRs, wie z. B. Mittelung von mehreren Scans, genutzt werden. Es erscheint sinnvoll, ein SNR von 50 oder besser für Messungen anzustreben. Darüber hinaus kann festgehalten werden, dass für eine belastbare Bestimmung des Anteils von atomarem Sauerstoff mehrere Messungen zu mitteln sind, um den großen Standardabweichungen entgegenzuwirken.

7. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein Messsystem zur absorptionsspektroskopischen Untersuchung der Temperatur und des Wassergehalts von Wasserstoffverbrennungen entwickelt und angewandt. Hierbei kamen zwei unterschiedliche Methoden, direkte (DA) und wellenlängenmodulierte Absorptionsspektroskopie (WMS), zum Einsatz. Die in der Wellenlänge veränderliche elektromagnetische Strahlung wurde mit einer VCSEL-Diode erzeugt. Die untersuchten Verbrennungen weisen Temperaturen von 1300 bis 2300 K und einen Stoffmengenanteil von Wasser zwischen 0,08 und 0,34 auf. Die nicht störungsfreien Umgebungen erforderten ein rauschunempfindliches Verfahren.

Zunächst wurde das Messsystem mit den zu erwartenden Parametern ausgelegt. Unter Zuhilfenahme von Auswahlkriterien konnte ein Wellenlängenbereich zwischen 1994,7 nm und 1996,5 nm festgelegt und eine passende VCSEL-Diode erworben werden.

Es wurde ein rauschunempfindlicher Abeltransformationsalgorithmus entwickelt, getestet und verwendet, um aus den sichtintegrierten Messungen einer rotationssymmetrischen Flamme lokale Werte für Temperatur und Wassergehalt ermitteln zu können.

Das Messsystem wurde an acht gut charakterisierten Flammen des McKenna-Brenners qualifiziert. Hierfür wurden zunächst DA-Messungen durchgeführt. Die lokalen Messdaten wurden genutzt, um die für die Simulation verwendete Datenbank, HITRAN2012, zu verbessern. Nach der Aktualisierung der Datenbank weisen die lokalen DA-Messungen im Mittel eine Abweichung von 1,38% in der Temperatur und 6,54% für den Wassergehalt im Vergleich zu Referenzdaten auf. Darüber hinaus konnte die Hypothese eines flachen Profils der Temperatur und des Wassergehalts über den Radius des McKenna-Brenners bestätigt werden. Die Analyse der sichtintegrierten Daten ergibt einen mittleren Fehler von 3,7% bei der Temperatur und 10,9% für den Wassergehalt. Die größeren Fehler der sichtintegrierten Daten werden maßgeblich durch Randeffekte der Flamme hervorgerufen.

Die rauschunempfindliche wellenlängenmodulierte Absorptionsspektroskopie wurde an denselben acht Flammen des McKenna-Brenners erfolgreich validiert. Die Temperaturen weisen einen mittleren Fehler von 6,6% auf. Die Abweichung für den Wassergehalt betrug 34,3%. Die großen Fehler für den Wassergehalt sind mit der bekannten geringeren Sensitivität des Messverfahrens für den Wassergehalt zu erklären.

Nachfolgend wurde das Messsystem mit Erfolg an der Überschallbrennkammer des ITRs zur

Anwendung gebracht. Aufgrund der Rauschintensität sind nur WMS-Messungen möglich. Die gemessenen Temperaturen liegen in einem Bereich von 1854 K bis 2246 K, der Stoffmengenanteil von Wasser zwischen 0,08 und 0,20. Da keine Vergleichsmessungen für die Temperatur und den Wassergehalt vorliegen, wurden die Ergebnisse mit simulierten Messung auf Basis von numerischen Strömungssimulationen verglichen. Hierbei zeigt sich eine grobe Übereinstimmung sowohl bei den Temperaturen als auch im Wassergehalt. Im Vergleich zur Simulation liefert die Messung allerdings keine nahezu symmetrischen Profile für Temperatur und Wassergehalt.

Der dritte Anwendungsfall für das entwickelte Diagnostiksystem war ein Stoßwindkanal, Drummond-Tunnel, an der University of Queensland. Durch die sehr kurzen Messzeiten von rund 1 ms und geringen Absorptionen sowie hohen Rauscheinflüssen, kam auch hier ausschließlich WMS zum Einsatz. Das Messverfahren musste für die kurzen Messzeiten angepasst werden. Der ermittelte Wassergehalt ist relativ konstant und liegt im Mittel bei 0,011. Die Temperaturen schwanken zwischen 1500 K und 1945 K und sind höher als erwartet. Eine Vergleichsmessung oder -simulation liegt nicht vor.

Das Potenzial für Absorptionsmessungen an hochenthalpen Strömungen am IRS wurde theoretisch analysiert und simuliert. Da die Temperatur und der Anteil von atomarem Sauerstoff in Wiedereintrittsplasmen von größtem Interesse sind, wurden eben diese betrachtet. Durch Variation des Signal-Rausch-Verhältnisses kann die Empfehlung gegeben werden, dass Messungen ab einem SNR von 50 oder höher für die Bestimmung von Temperatur und Anteile von atomarem Sauerstoff genutzt werden können.

A. Anhang

A.1. Datenblatt VCSEL

Bei der verwendeten VCSEL Diode handelt es sich um eine Diode des Typs VL-1993-1-SQ-A5 mit der Seriennummer HWZS-BGBX-VDYQ-Q mit einer Betriebstemperatur zwischen +15°C und +35°C und folgenden Charakteristika [83].:

Tabelle A.1.: Elektrische und optische Eigenschaften [83]

Dauerstrichstrom	
Empfohlener Bereich	Maximalwert
1,5 mA - 14 mA	15,5 mA

	Schwellenstrom	max. Ausgangsleistung
20°C	1,08 mA	ca. 1,29 mW
30°C	1,27 mA	ca. 1,11 mW

@20°C					
Strom	1,63 mA	5,07 mA	8,50 mA	11,93 mA	15,36 mA
Wellenlänge	1989,93 nm	1990,88 nm	1992,14 nm	1993,71 nm	1995,65 nm
@30°C					
Strom	1,90 mA	5,03 mA	8,15 mA	11,28 mA	14,40 mA
Wellenlänge	1991,39 nm	1992,26 nm	1993,40 nm	1994,82 nm	1996,57 nm

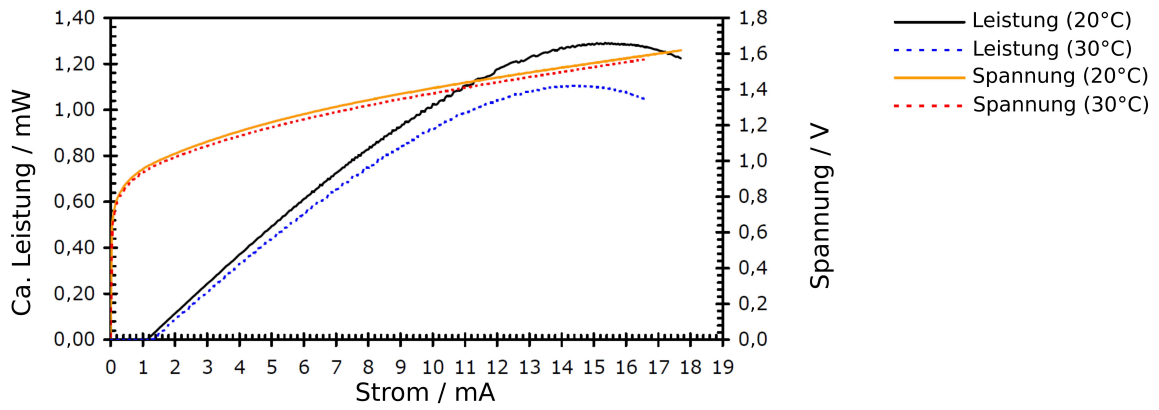


Bild A.1.: Leistung und Spannung der VCSEL-Diode über Strom [83]

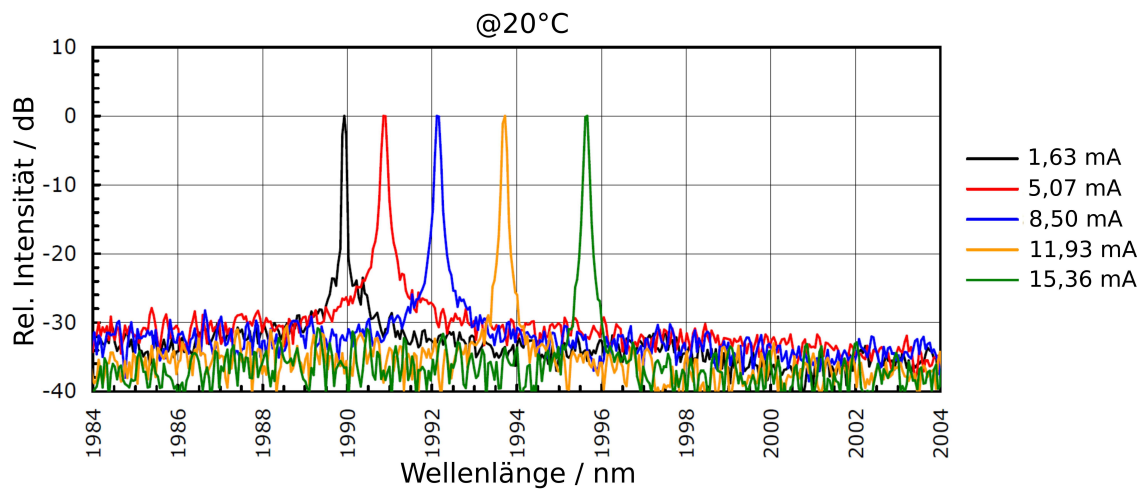


Bild A.2.: Relative Intensität der VCSEL-Diode für unterschiedliche Ströme bei 20°C [83]

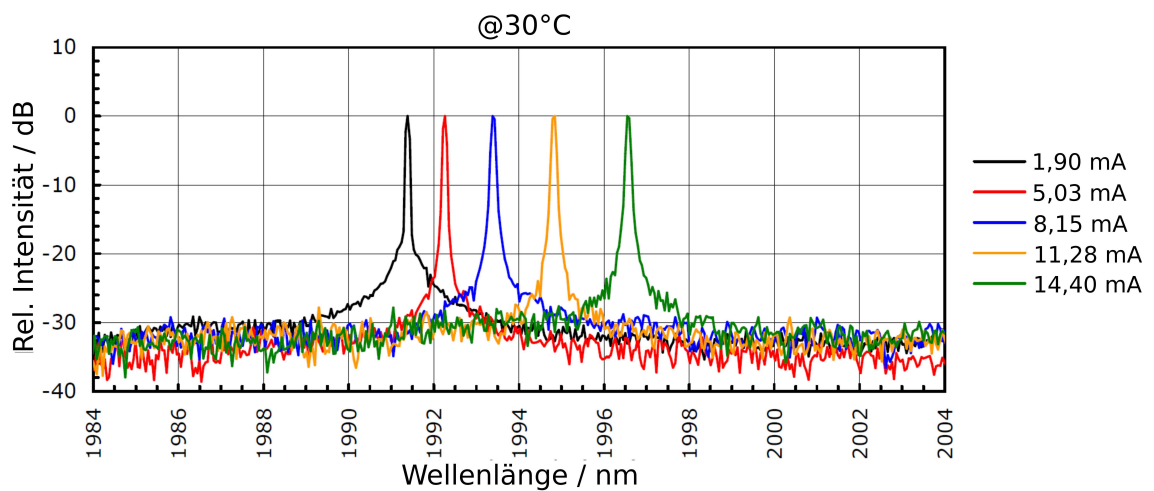


Bild A.3.: Relative Intensität der VCSEL-Diode für unterschiedliche Ströme bei 30°C [83]

A.2. Datenblatt Photodiode

Die Spezifikationen der in dieser Arbeit verwendeten Photodiode, Thorlabs PDA10DT, werden in folgenden angegeben und sind dem Manual entnommen [87].

Tabelle A.2.: Spezifikationen PDA10DT [87]

Optische Spezifikationen	
Wellenlängenbereich	0,9 - 2,57 μm
Spitzenwellenlänge λ_p	2,3 μm
Photosensitivität bei λ_p	1,3 A/W
Elektrische Spezifikationen	
Verstärkungseinstellungen / dB	0; 10; 20; 30; 40; 50; 60; 70
Filtereinstellungen / kHz	0,5; 1; 5; 10; 50; 100; 500; 1000
Ausgangsspannung	0-5 V
Offset	20 mV
Offsetdrift @70dB	2,7 mV/°C
TEC*Temperatur	-10 °C
Generelle Spezifikationen	
Detektor	InGaAs
Aktive Fläche	0,8 mm ² (\varnothing 1,0 mm)

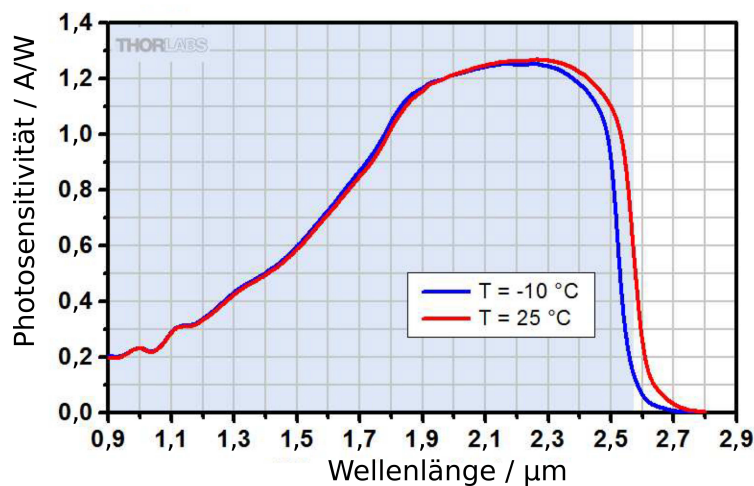


Bild A.4.: Wellenlängensensitivität PDA10DT

*Thermoelektrischer Kühler

Literaturverzeichnis

- [1] KYLE, E.: *Space Launch Report*. <https://www.spacelaunchreport.com/index.html>, Abgerufen am: 31.01.2020
- [2] JUD, M.: „Wie im Wilden Westen“: Warum immer mehr private Unternehmen bei der Raumfahrt mitmischen und welche Folgen das hat. In: *Südkurier*
- [3] HELL, A.: *Validierung der Lasermesstechnik Laser-induzierte Thermische Akustik für die Anwendung in turbulenten, chemisch reagierenden Überschallfreistrahlen*, Universität Stuttgart, Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie, Diss., 2012
- [4] VELLARAMKALAYIL, J.: *Experimental and Numerical Investigation of Different Injection Schemes in a Supersonic Combustion Chamber*, Universität Stuttgart, Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie, Diss., 2014
- [5] INSTITUT FÜR THERMODYNAMIK DER LUFT- UND RAUMFAHRT: *Arbeitsgruppe Überschallverbrennung*. <http://www.uni-stuttgart.de/itlr/forschung/ueberschall/?lang=de>, Abgerufen am: 07.11.2016
- [6] OERTEL, H.: *Aerothermodynamik*. Berlin : Springer, 1994
- [7] LÖHLE, S. ; FASOULAS, S. ; HERDRICH, G. ; HERMANN, T. ; MASSUTI-BALLESTER, B. ; PAGAN, A. S. ; ZANDER, F.: The Plasma Wind Tunnels at the Institute of Space Systems: Current Status and Challenges. In: *46th Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*. Washington, D.C., 2016. – AIAA 2016-3201
- [8] HERDRICH, G. ; LÖHLE, S. ; AUWETER-KURTZ, M. ; ENDLICH, P. ; FERTIG, M. ; PIDAN, S. ; SCHREIBER, E.: IRS Ground-Testing Facilities: Thermal Protection System Development, Code Validation and Flight Experiment Development. In: *24th Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*. Portland, Oregon, 2004. – AIAA 2004-2596
- [9] SCHEUERMANN, T.: *Untersuchung zur Verbrennung in einer SCRamjet-Brennkammer*, Universität Stuttgart, Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie, Diss., 2010
- [10] LÖHLE, S. ; KNAPP, A. ; AUWETER-KURTZ, M. ; HERDRICH, G.: Local Enthalpy Estimation in Plasma Flows Using an Improved Mass Injection Probe. In: *16th*

- AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Bremen, 2009. – AIAA 2009-7301
- [11] MARYNOWSKI, T. ; LÖHLE, S. ; FASOULAS, S. ; MEINDL, A. ; ZANDER, F.: Aerothermodynamic Investigation of Inductively Heated CO₂ Plasma Flows for Mars Entry Testing. In: *45th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*. Atlanta, Georgia, 2014. – AIAA 2014-2537
- [12] HERMANN, T.: *Emissionsspektroskopische Analyse einer hyperbolischen Wiedereintrittsströmung im Plasmawindkanal*, Universität Stuttgart, Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie, Diss., 2017
- [13] ZANDER, F. ; LÖHLE, S. ; HERMANN, T. ; FULGE, H.: Fabry–Perot spectroscopy for kinetic temperature and velocity measurements of a high enthalpy air plasma flow. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 50 (2017), Nr. 33
- [14] FULGE, H. ; LÖHLE, S. ; FASOULAS, S.: Analysis of Wavelength Modulation Spectroscopy for Water Vapour Measurements in Supersonic Combustion. In: *11th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*. Atlanta, Georgia, 2014. – AIAA 2014-2254
- [15] LÖHLE, S. ; BOEHRK, H. ; FUCHS, U. ; KRAETZIG, B. ; WEIHS, H.: Three-Dimensional Thermal Analysis of the HIFiRE-5 Ceramic Fin. In: *18th AIAA/3AF International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Tours, France, 2012. – AIAA 2012-5920
- [16] MARYNOWSKI, T.: *Charakterisierung von Kohlendioxid-Plasmaströmungen zur Simulation von Marseintrittsmanövern*, Universität Stuttgart, Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie, Diss., 2017
- [17] HERMANN, T. ; LÖHLE, S. ; ZANDER, F. ; FULGE, H. ; FASOULAS, S.: Characterization of a Reentry Plasma Wind-Tunnel Flow with Vacuum-Ultraviolet to Near-Infrared Spectroscopy. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 30 (2016), Nr. 3, S. 673–688
- [18] EBERHART, M. ; LÖHLE, S. ; STRELNIKOV, B. ; HEDIN, J. ; KHAPLANOV, M. ; FASOULAS, S. ; GUMBEL, J. ; LÜBKEN, F.-J. ; RAPP, M.: Atomic oxygen number densities in the mesosphere–lower thermosphere region measured by solid electrolyte sensors on WADIS-2. In: *Atmospheric Measurement Techniques* 12 (2019), Nr. 4, S. 2445–2461
- [19] LÖHLE, S. ; HERMANN, T. ; ZANDER, F.: Experimental assessment of the performance of ablative heat shield materials from plasma wind tunnel testing. In: *CEAS Space Journal* 10 (2017), Nr. 2, S. 203–211
- [20] LÖHLE, S. ; HERMANN, T. A. ; ZANDER, F. ; MARYNOWSKI, T.: Echelle Spectroscopy for High Enthalpy Flow Diagnostics. In: *46th AIAA Thermophysics Conference*. Washington, D.C., 2016. – AIAA 2016-3691

- [21] HINKLEY, E. D. ; KELLY, P. L.: Detection of Air Pollutants with Tunable Diode Lasers. In: *Science* 171 (1971), Nr. 3972, S. 635–639
- [22] KU, R. T. ; HINKLEY, E. D. ; SAMPLE, J. O.: Long-Path Monitoring of Atmospheric Carbon Monoxide with a Tunable Diode Laser System. In: *Appl. Opt.* 14 (1975), Nr. 4, S. 854–861
- [23] REID, J. ; SHEWCHUN, J. ; GARSIDE, B. K. ; BALLIK, E. A.: High sensitivity pollution detection employing tunable diode lasers. In: *Appl. Opt.* 17 (1978), Nr. 2, S. 300–307
- [24] HANSON, R. K. ; KUNTZ, P. A. ; KRUGER, C. H.: High-resolution spectroscopy of combustion gases using a tunable ir diode laser. In: *Appl. Opt.* 16 (1977), Nr. 8, S. 2045–2048
- [25] SILVER, J. A. ; BOMSE, D. S. ; STANTON, A. C.: Diode laser measurements of trace concentrations of ammonia in an entrained-flow coal reactor. In: *Appl. Opt.* 30 (1991), Nr. 12, S. 1505–1511
- [26] MOHAMED, A. ; ROSIER, B. ; HENRY, D. ; LOUVET, Y. ; VARGHESE, P. L.: Tunable diode laser measurements on nitric oxide in a hypersonic wind tunnel. In: *AIAA Journal* 34 (1996), Nr. 3, S. 494–499
- [27] SILVER, J. A. ; HOVDE, D. C.: Near-infrared diode laser airborne hygrometer. In: *Rev. Sci. Instrum.* 65 (1994), Nr. 5, S. 1691
- [28] WIESEN, P. ; KLEFFMANN, J. ; KURTENBACH, R. ; BECKER, K. H.: Emission of nitrous oxide and methane from aero engines: monitoring by tunable diode laser spectroscopy. In: *Infrared Physics & Technology* 37 (1996), Nr. 1, S. 75–81
- [29] GOLDSTEIN, N. ; ADLER-GOLDEN, S. ; LEE, J. ; BIEN, F.: Measurement of molecular concentrations and line parameters using line-locked second harmonic spectroscopy with an AlGaAs diode laser. In: *Applied optics* 31 (1992), Nr. 18, S. 3409–3415
- [30] SUPPLEE, J. M. ; WHITTAKER, E. A. ; L., Wilfried: Theoretical description of frequency modulation and wavelength modulation spectroscopy. In: *Applied Optics* 33 (1994), Nr. 27, S. 6294–6302
- [31] KLUCZYNSKI, P. ; GUSTAFSSON, J. ; LINDBERG, Å. M. ; AXNER, O.: Wavelength modulation absorption spectrometry—an extensive scrutiny of the generation of signals. In: *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy* 56 (2001), Nr. 8, S. 1277–1354
- [32] KURTZ, J. ; AIZENGENDLER, M. ; KRISHNA, Y. ; WALSH, P. ; OBYRNE, S. B.: Flight test of a rugged scramjet-inlet temperature and velocity sensor. In: *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*. Kissimmee, Florida, 2015. – AIAA 2015-0110
- [33] GRIFFITHS, A. D. ; FRANK, A. ; HOUWING, P.: Diode laser absorption spectroscopy of water vapor in a scramjet combustor. In: *Appl. Opt.* 44 (2005), Nr. 31, S. 6653–6659

- [34] LIU, Jonathan T. C. ; RIEKER, Gregory B. ; JEFFRIES, Jay B. ; GRUBER, Mark R. ; CARTER, Campbell D. ; MATHUR, Tarun ; HANSON, Ronald K.: Near-infrared diode laser absorption diagnostic for temperature and water vapor in a scramjet combustor. In: *Appl. Opt.* 44 (2005), Nr. 31, S. 6701–6711
- [35] RIEKER, G. B. ; JEFFRIES, J. B. ; HANSON, R. K. ; MATHUR, T. ; GRUBER, M. R. ; CARTER, C. D.: Diode laser-based detection of combustor instabilities with application to a scramjet engine. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009), Nr. 1, S. 831–838
- [36] BOLSHOV, M. A. ; KURITSYN, Y. A. ; ROMANOVSKII, Y. V.: Tunable diode laser spectroscopy as a technique for combustion diagnostics. In: *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy* 106 (2015), S. 45–66
- [37] LACKNER, M. ; TOTSCHNIG, G. ; WINTER, F. ; ORTSIEFER, M ; AMANN, M. C. ; SHAU, R. ; ROSSKOPF, J.: Demonstration of methane spectroscopy using a vertical-cavity surface-emitting laser at 1.68 μm with up to 5 MHz repetition rate. In: *Measurement Science and Technology* 14 (2003), Nr. 1, S. 101–106
- [38] HOVDE, D. C. ; PARSONS, C. A.: Wavelength modulation detection of water vapor with a vertical cavity surface-emitting laser. In: *Applied optics* 36 (1997), Nr. 6, S. 1135–1138
- [39] CATTANEO, H. ; HERNBERG, R.: Detection of high-temperature water vapor at 940 nm with vertical-cavity surface-emitting lasers. In: *Applied optics* 44 (2005), Nr. 31, S. 6593–6598
- [40] MATSUI, M. ; KOMURASAKI, K. ; ARAKAWA, Y. ; KNAPP, A. ; HERDRICH, G. ; AUWETER-KURTZ, M.: Enthalpy Measurement of Inductively Heated Airflow. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 45 (2008), Nr. 1, S. 155–158
- [41] FRAUNHOFER, J.: Bestimmung des Brechungs- und des Farbenzerstreungs-Vermögens verschiedener Glasarten, in Bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernröhre. In: *Annalen der Physik* 56 (1817), Nr. 7, S. 264–313
- [42] FRAUNHOFER GESELLSCHAFT: *Joseph von Fraunhofer - Scientist and Entrepreneur*. https://www.fraunhofer.de/content/dam/zv/en/about-fraunhofer/chronicle/JosephvonFraunhofer/Joseph-von-Fraunhofer_Scientist-and-Entrepreneur.pdf, Abgerufen am: 18.02.2020
- [43] KIRCHHOFF, G. ; BUNSEN, R.: Chemische Analyse durch Spektralbeobachtung. In: *Annalen der Physik und Chemie* 186 (1860), Nr. 6, S. 161–189
- [44] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie 1: Grundlagen*. Springer Berlin Heidelberg, 2011
- [45] HILBORN, R. C.: Einstein Coefficients, Cross Sections, F Values, Dipole Moments, and all that. In: *American Journal of Physics* 50 (1981), Nr. 11, S. 982–986

- [46] HERZBERG, G. ; SPINKS, J. W. T.: *Atomic spectra and atomic structure*. Dover publications, 1944 (A Dover paperback)
- [47] ECKBRETH, A. C.: *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species (Combustion Science and Technology Book Series)*. CRC Press, 1996
- [48] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer, 2010
- [49] MEASURES, R. M.: *Laser remote chemical analysis*. Wiley, 1988 (Chemical analysis)
- [50] ROTHMAN, L. S. ; GORDON, I. E. ; BABIKOV, Y. ; BARBE, A. ; BENNER, D. C. ; BERNATH, P. F. ; BIRK, M. ; BIZZOCCHI, L. ; BOUDON, V. ; BROWN, L. R. ; CAMPARGUE, A. ; CHANCE, K. ; COHEN, E. A. ; COUDERT, L. H. ; DEVI, V. M. ; DROUIN, B. J. ; FAYT, A. ; FLAUD, J.-M. ; GAMACHE, R. R. ; HARRISON, J. J. ; HARTMANN, J.-M. ; HILL, C. ; HODGES, J. T. ; JACQUEMART, D. ; JOLLY, A. ; LAMOUREUX, J. ; ROY, R. J. L. ; LI, G. ; LONG, D. A. ; LYULIN, O. M. ; MACKIE, C. J. ; MASSIE, S. T. ; MIKHAILENKO, S. ; MÜLLER, H. S. P. ; NAUMENKO, O. V. ; NIKITIN, A. V. ; ORPHAL, J. ; PEREVALOV, V. ; PERRIN, A. ; POLOVTSEVA, E. R. ; RICHARD, C. ; SMITH, M. A. H. ; STARIKOVA, E. ; SUNG, K. ; TASHKUN, S. ; TENNYSON, J. ; TOON, G. C. ; TYUTEREV, V. I. ; WAGNER, G.: The HITRAN2012 molecular spectroscopic database. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 130 (2013), S. 4–50
- [51] VARGHESE, P. L.: *Tunable Infrared Diode Laser Measurements of Spectral Parameters of Carbon Monoxide and Hydrogen Cyanide*, Stanford University, Department of Mechanical Engineering, Diss., 1983
- [52] VARGHESE, P. L. ; HANSON, R. K.: Collisional narrowing effects on spectral line shapes measured at high resolution. In: *Applied Optics* 23 (1984), Nr. 14
- [53] OUYANG, X. ; VARGHESE, P. L.: Reliable and efficient program for fitting Galatry and Voigt profiles to spectral data on multiple lines. In: *Applied Optics* 28 (1989), Nr. 8
- [54] OLIVERO, J. J. ; LONGBOTHUM, R. L.: Empirical fits to the Voigt line width: A brief review. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 17 (1977), Nr. 2, S. 233–236
- [55] LIU, Y. ; LIN, J. ; HUANG, G. ; GUO, Y. ; DUAN, C.: Simple empirical analytical approximation to the Voigt profile. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 18 (2001), S. 666–672
- [56] SCHWENKE, D. W.: Beyond the Potential Energy Surface: Ab initio Corrections to the Born-Oppenheimer Approximation for H₂O. In: *The Journal of Physical Chemistry A* 105 (2001), mar, Nr. 11, S. 2352–2360
- [57] JACQUINET-HUSSON, N. ; CREPEAU, L. ; ARMANTE, R. ; BOUTAMMINE, C. ; CHÉDIN, A. ; SCOTT, N. A. ; CREVOISIER, C. ; CAPELLE, V. ; BOONE, C. ; POULET-CROVISIER, C.

- N. ; BARBE, A. ; CAMPARGUE, A. ; BENNER, D. C. ; BENILAN, Y. ; BÉZARD, B. ; BOUDON, V. ; BROWN, L. R. ; COUDERT, L. H. ; COUSTENIS, A. ; DANA, V. ; DEVI, V. M. ; FALLY, S. ; FAYT, A. ; FLAUD, J.-M. ; GOLDMAN, A. ; HERMAN, M. ; HARRIS, G. J. ; JACQUEMART, D. ; JOLLY, A. ; KLEINER, I. ; KLEINBÖHL, A. ; KWABIA-TCHANA, F. ; LAVRENTIEVA, N. ; LACOME, N. ; XU, L.-H. ; LYULIN, O. M. ; MANDIN, J.-Y. ; MAKI, A. ; MIKHAILENKO, S. ; MILLER, C. E. ; MISHINA, T. ; MOAZZEN-AHMADI, N. ; MÜLLER, H. S. P. ; NIKITIN, A. ; ORPHAL, J. ; PEREVALOV, V. ; PERRIN, A. ; PETKIE, D. T. ; PREDOI-CROSS, A. ; RINSLAND, C. P. ; REMEDIOS, J. J. ; ROTGER, M. ; SMITH, M. A. H. ; SUNG, K. ; TASHKUN, S. ; TENNYSON, J. ; TOTH, R. A. ; VANDAELE, A.-C. ; AUWERA, J. V.: The 2009 edition of the GEISA spectroscopic database. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 112 (2011), oct, Nr. 15, S. 2395–2445
- [58] KRAMIDA, Ralchenko Yu. Reader J. A. ; (2015), NIST ASD T.: *NIST Atomic Spectra Database (version 5.3)*. <http://physics.nist.gov/asd>, 2015. – National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland
- [59] BIRK, M. ; WAGNER, G.: Temperature-dependent air broadening of water in the 1250–1750cm⁻¹ range. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 113 (2012), Nr. 11, S. 889–928
- [60] ANDERSON, J. D. ; SCHETZ, J. A. (Hrsg.): *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics Second Edition*. American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc., 2006
- [61] ARROYO, M. P. ; HANSON, R. K.: Absorption measurements of water-vapor concentration, temperature, and line-shape parameters using a tunable InGaAsP diode laser. In: *Appl. Opt.* 32 (1993), Nr. 30, S. 6104–6116
- [62] BAER, V. Furlong E. R. Hanson R. K. Newfield M. E. D. S. Nagali N. D. S. Nagali: Scanned- and fixed-wavelength absorption diagnostics for combustion measurements using multiplexed diode lasers. In: *AIAA Journal* 34 (1996), S. 489–493
- [63] SONNENFROH, D. M. ; ALLEN, M. G.: Absorption measurements of the second overtone band of NO in ambient and combustion gases with a 1.8- μ m room-temperature diode laser. In: *Appl. Opt.* 36 (1997), Nr. 30, S. 7970–7977
- [64] BARBU, T. L. ; VINOGRADOV, I. ; DURRY, G. ; KORABLEV, O. ; CHASSEFIÈRE, E. ; BERTAUX, J.-L.: TDLAS a laser diode sensor for the in situ monitoring of H₂O, CO₂ and their isotopes in the Martian atmosphere. In: *Advances in Space Research* 38 (2006), Nr. 4, S. 718–725
- [65] ZHOU, X.: *Diode-Laser Absorption Sensors for Combustion Control*, Stanford University, Mechanical Engineering Department, Diss., 2005
- [66] REID, J. ; LABRIE, D.: Second-harmonic detection with tunable diode lasers ? Comparison of experiment and theory. In: *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry*

- 26 (1981), Nr. 3, S. 203–210
- [67] RIEKER, G. B.: *Wavelength-modulation Spectroscopy for Measurements of Gas Temperature and Concentration in Harsh Environments*, Stanford University, Mechanical Engineering Department, Diss., 2009
- [68] BOMSE, D. S. ; STANTON, A. C. ; SILVER, J. A.: Frequency modulation and wavelength modulation spectroscopies: comparison of experimental methods using a lead-salt diode laser. In: *Applied optics* 31 (1992), Nr. 6, S. 718–731
- [69] RIEKER, G. B. ; JEFFRIES, J. B. ; HANSON, R. K.: Calibration-free wavelength-modulation spectroscopy for measurements of gas temperature and concentration in harsh environments. In: *Applied optics* 48 (2009), Nr. 29, S. 5546–5560
- [70] SMITH, S. W.: *The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing*. California Technical Publishing, 1997
- [71] FULGE, H. ; LÖHLE, S. ; FASOULAS, S.: Noise-Resistant Abel-Transformation Algorithm Tested on Optical Emission Spectroscopy. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 30 (2016), Nr. 2, S. 266–273
- [72] ABEL, N. H.: Auflösung einer mechanischen Aufgabe. In: *Journal für die reine und angewandte Mathematik* 1 (1826), S. 153–157
- [73] DASCH, C. J.: One-dimensional tomography: a comparison of Abel, onion-peeling, and filtered backprojection methods. In: *Appl. Opt.* 31 (1992), Nr. 8, S. 1146–1152
- [74] LORENZ, D. ; SCHIEBLER, H.: Optische Temperaturmessung an Entladungsfunken im Hinblick auf deren Zündwirksamkeit bei Staubexplosionen. In: *VDI Berichte 1601* (2001), S. 653–667
- [75] PRETZLER, G. ; JÄGER, H. ; NEGER, T. ; PHILIPP, H. ; WOISETSCHLÄGER, J.: Comparison of Different Methods of Abel Inversion Using Computer Simulated and Experimental Side-On Data. In: *Zeitschrift Naturforschung Teil A* 47 (1992), S. 955–970
- [76] DEANS, S. R.: Radon and Abel Transforms. In: *Electrical Engineering Handbook*. CRC Press, 2000
- [77] IGA, K.: Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser: Its Conception and Evolution. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 47 (2008), Nr. 1, S. 1–10
- [78] IGA, K. ; KOYAMA, F. ; KINOSHITA, S.: Surface emitting semiconductor lasers. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 24 (1988), Nr. 9, S. 1845–1855
- [79] *Kapitel VCSEL Fundamentals*. In: MICHALZIK, R.: *VCSELs Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013, S. 19–75

- [80] *Kapitel Operating Principles of VCSELs*. In: MICHALZIK, R. ; EBELING, K. J.: *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003, S. 53–98
- [81] L., Herbert E. (Hrsg.) ; I., Kenichi (Hrsg.): *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003
- [82] MICHALZIK, R. (Hrsg.): *VCSELs Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013
- [83] VERTILAS GMBH: *Vertilas VCSEL Diodes - Data sheet*. [Email], 2012
- [84] THORLABS (Hrsg.): *Laser Diode Controller LDC 200C Series Operation Manuel*. 6.3. Thorlabs, 2015. <https://www.thorlabs.de/thorcat/15900/LDC200CV-Manual.pdf>
- [85] THORLABS (Hrsg.): *Thermoelectric Temperature Controller TED 200C Operation Manual*. 3.3. Thorlabs, 2015. <https://www.thorlabs.de/thorcat/15900/TED200C-Manual.pdf>
- [86] RIGOL (Hrsg.): *Users's Guide DG5000 Series Function/Arbitrary Waveform Generator*. Rigol, 2014. <http://beyondmeasure.rigoltech.com/acton/attachment/1579/f-000f/0/-/-/-/-/-/file.pdf>
- [87] THORLABS (Hrsg.): *PDA10DT(-EC) Amplified InGaAs Detector User Guide*. H. Thorlabs, 2015. <https://www.thorlabs.de/thorcat/13100/PDA10DT-Manual.pdf>
- [88] KLINGE, F.: *Vermessung von Wirbeln mit der Hintergrundschlieren-Methode*, Universität Hannover, Fachbereich Maschinenbau, Diss., 2003
- [89] RAMANAH, D.: *Background Oriented Schlieren technique for flow visualisation in shock tunnels*, The University of Queensland, School of Engineering, Diplomarbeit, 2007
- [90] MEIER, G.: Computerized background-oriented schlieren. In: *Exp Fluids* 33 (2002), Nr. 1, S. 181–187
- [91] HOLTHUIS & ASSOCIATES: *Flat Flame Burners*. <https://www.flatflame.com/burner-description.html>, Abgerufen am: 18.02.2020
- [92] PRUCKER, S. ; MEIER, W. ; STRICKER, W.: A flat flame burner as calibration source for combustion research: Temperatures and species concentrations of premixed H₂/air flames. In: *Rev. Sci. Instrum.* 65 (1994), Nr. 9, S. 2908–2911
- [93] GORDON, S. ; MCBRIDE, B. J.: Computer program for calculation of complex equilibrium composition, rocket performance, incident and reflected shocks and Chapman-Jouguet detonations. In: *NASA SP-273* 168 (1971)
- [94] SUTTON, G. ; LEVICK, A. ; EDWARDS, G. ; GRENNHALGH, D.: A combustion temperature and species standard for the calibration of laser diagnostic techniques. In: *Combustion and Flame* 147 (2006), Nr. 1-2, S. 39–48

- [95] MIGLIORINI, F ; IULIIS, S D. ; CIGNOLI, F ; ZIZAK, G: How “flat” is the rich premixed flame produced by your McKenna burner? In: *Combustion and Flame* 153 (2008), Nr. 3, S. 384–393
- [96] WERBLINSKI, T. ; MITTMANN, F. ; ALTENHOFF, M. ; SEEGER, T. ; ZIGAN, L. ; WILL, S.: Temperature and water mole fraction measurements by time-domain-based supercontinuum absorption spectroscopy in a flame. In: *Applied Physics B* 118 (2014), Nr. 1, S. 153–158
- [97] YU, X. ; LI, F. ; CHEN, L. ; ZHANG, X.: Spatial resolved temperature measurement based on absorption spectroscopy using a single tunable diode laser. In: *Acta Mechanica Sinica* 26 (2009), Nr. 1, S. 147–149
- [98] VELLARAMKALAYIL, J. ; SCHEUERMANN, T. ; VON WOLFERSDORF, J.: Numerical and experimental investigation of a two-staged supersonic combustion chamber. In: *Proceedings of the 16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Bremen, 2009. – AIAA 2009-7363
- [99] DRÖSKE, N. ; FOERSTER, F. J. ; WEIGAND, B. ; VON WOLFERSDORF, J.: Investigation of Heat Loads onto an Internally Cooled Strut Injector for Scramjet Application. In: *20th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Glasgow, Scotland : American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), 2015. – AIAA 2015-3555
- [100] VELLARAMKALAYIL, J. ; SCHEUERMANN, T. ; VON WOLFERSDORF, J.: Analysis of a Two-Stage Supersonic Combustion Chamber using Experiments and Simulations. In: *17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. San Francisco, California, 2011. – AIAA 2011-2247
- [101] CRADDOCK, C. S.: *Computational optimization of scramjets and shock tunnel nozzles*. St Lucia, The University of Queensland, Diss., 1999
- [102] SUN, K. ; SUR, R. ; JEFFRIES, J. B. ; HANSON, R. K. ; CLARK, T. ; ANTHONY, J. ; MACHOVEC, S. ; NORTHINGTON, J.: Application of wavelength-scanned wavelength-modulation spectroscopy H₂O absorption measurements in an engineering-scale high-pressure coal gasifier. In: *Applied Physics B* 117 (2014), Nr. 1, S. 411–421
- [103] SMITH, C. H. ; GOLDENSTEIN, C. S. ; HANSON, R. K.: A scanned-wavelength-modulation absorption-spectroscopy sensor for temperature and H₂O in low-pressure flames. In: *Measurement Science and Technology* 25 (2014), Nr. 11
- [104] ROTHMAN, L. S. ; JACQUEMART, D. ; BARBE, A. ; BENNER, D. C. ; BIRK, M. ; BROWN, L. R. ; CARLEER, M. R. ; CHACKERIAN, C. ; CHANCE, K. ; COUDERT, L. H. ; DANA, V. ; DEVI, V. M. ; FLAUD, J.-M. ; GAMACHE, R. R. ; GOLDMAN, A. ; HARTMANN, J.-M. ; JUCKS, K. W. ; MAKI, A. G. ; MANDIN, J.-Y. ; MASSIE, S. T. ; ORPHAL, J. ; PERRIN,

- A. ; RINSLAND, C. P. ; SMITH, M. A. H. ; TENNYSON, J. ; TOLCHENOV, R. N. ; TOTH, R. A. ; AUWERA, J. V. ; VARANASI, P. ; WAGNER, G.: The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 96 (2005), Nr. 2, S. 139–204
- [105] AUWETER-KURTZ, M. ; HERDRICH, G. ; LAUX, T. ; KOMURASAKI, K.: Probe measurements and laser absorption spectroscopy on the IRS IPG3 plasma plume. In: *35th AIAA Thermophysics Conference*. Anaheim, California, 2001. – AIAA 2001-2732
- [106] MATSUI, M. ; KOMURASAKI, K. ; G.HERDRICH ; AUWETER-KURTZ, M.: Enthalpy Measurement in Inductively Heated Plasma Generator Flow by Laser Absorption Spectroscopy. In: *AIAA Journal* 43 (2005), September, Nr. 9, 2060–2064. <http://dx.doi.org/10.2514/1.14128>. – DOI 10.2514/1.14128