



RUPRECHT-KARLS-
UNIVERSITÄT
HEIDELBERG



Entwicklung und Erprobung des Hygrometer for Atmospheric Investigations

Dissertation

ZUR ERLANGUNG DES GRADES

DOKTOR DER NATURWISSENSCHAFTEN (DR. RER. NAT.)

VON

Tim Klostermann

VORGELEGT AM

03. März 2011

AN DER



**BERGISCHE
UNIVERSITÄT
WUPPERTAL**

Die Dissertation kann wie folgt zitiert werden:

urn:nbn:de:hbz:468-20110822-114916-3

[<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=urn%3Anbn%3Ade%3Ahbz%3A468-20110822-114916-3>]

Angefertigt am

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH
INSTITUT FÜR ENERGIE UND KLIMAFORSCHUNG - STRATOSPHERE - IEK-7

PROF. DR. MARTIN RIESE

und der

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG
PHYSIKALISCH-CHEMISCHES INSTITUT - PCI

PROF. DR. VOLKER EBERT

Begutachtet an der

BERGISCHEN UNIVERSITÄT WUPPERTAL
FACHBEREICH C - MATHEMATIK UND NATURWISSENSCHAFTEN
FACHGRUPPE PHYSIK

PROF. DR. MARTIN RIESE
PROF. DR. RALF KOPPMANN

**Deine Zukunft ist immer das,
was du daraus machst.
Also gebt euch ein bisschen Mühe.**

DR. EMMETT LATHROP BROWN

Kurzzusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung und Erprobung eines hochpräzisen in-situ Hygrometers für das Forschungsflugzeug HALO. Es basiert auf der Absorptionsspektroskopie mit durchstimmbaren Diodenlasern. Um Messungen in der Troposphäre und Stratosphäre zwischen 2 und 10000 *ppmv* durchführen zu können, werden zwei fasergekoppelte IR-Diodenlaser verwendet: Ein Laser im 1,4 μm -Absorptionsband wird zur Messung von hohen Mischungsverhältnissen bis 10000 *ppmv* verwendet und einer im 2,6 μm -Grundschwingungsband des Wassermoleküls zur Messung von niedrigen Mischungsverhältnissen von 2 bis 400 *ppmv*.

Zur berührungsfreien Messung der Wasserdampfkonzentration wurde eine offene Messzelle mit zwei Absorptionspfaden entwickelt. Diese wurde abweichend von der üblichen Anordnung einer Multipfadzelle nach Herriott als White-Zelle realisiert, um eine direkte Faserkopplung zu ermöglichen. Durch eine computergestützte Optimierung der Absorptionswege konnten die entstehenden Störungen soweit reduziert werden, dass die Nachweisgrenze durch die verwendeten Laser auf 266 *ppmv* begrenzt ist. Da Temperatur- und Druckmessungen in einer solchen Messzelle aufwendig sind, werden für die Auswertung der spektroskopischen Daten die Avionikdaten des Flugzeugs verwendet. Fluiddynamische Simulationen ergaben, dass die in der Messzelle entstehenden Strömungsfeldverzerrungen soweit unterdrückt wurden, dass ein maximaler Messfehler von 7,7% entstehen kann. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass sich die Messzelle auch bei extremen Flugsituationen nicht dejustiert. Die Strahlung beider Laser wird per Single-Mode Glasfaser zur Absorptionszelle übertragen. Hierzu musste ein luftdichtes Gehäuse für den freistrahrenden 2,6 μm Laser entwickelt werden, das unter anderem eine störungsarme Faserkopplung beinhaltet. Mit den für diesen Laser verwendeten fluorhaltigen Glasfasern wurden bis zum Beginn dieser Arbeit noch keine Erfahrungen in der IR-Spektroskopie gesammelt. Daher wurden diese Fasern genau charakterisiert. Hierbei wurde eine temperaturabhängige Dämpfung festgestellt. Diese erzeugt eine zusätzliche Dämpfung von bis zu $-1,2 \text{ dB}$ bei einer Temperatur von -80°C .

Vergleichsmessungen des 1,4 μm Spektrometer mit Referenzgeräten ergaben eine Abweichung von weniger als 2,5% in den Absolutwerten. Für das 2,6 μm Spektrometer sind die Abweichungen bei großen Feuchten über 80 *ppmv* noch größer, wobei die Störquellen identifiziert werden konnten. Mit der erreichten Nachweisgrenze und dem noch vorhandenen Potential werden mit diesem Gerät hochpräzise Feuchtemessungen auf den HALO Missionen möglich sein.

Abstract

The purpose of this thesis is the development and proving of a high precision in-situ hygrometer for the research airplane HALO which uses the Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy. To provide tropospheric and stratospheric measurements between 2 ppmv and 10000 ppmv two different lasers are implemented: One for high mixing ratios up to 10000 ppmv in the $1,4\ \mu\text{m}$ absorption band of the water molecule and one for low mixing ratios between 2 ppmv and 400 ppmv in the $2,6\ \mu\text{m}$ ground vibrational band.

For noncontact measurements of gas phase water an open path cell with two absorption paths has been developed. In contrast to the common Herriott setup of such a cell with multiple absorption paths this cell has been designed as a White cell to include a direct fiber coupling. By using a computational based optimization for the optical absorption paths the disruptive interfering effects could be reduced below a level of 266 ppmv which is given by the used lasers. Due to the technical difficulties by measuring temperature and pressure inside an open path cell the avionik data of the airplane will be used for the spectroscopical analysis. Fluid dynamical simulations revealed that the airflow disturbance could be reduced to an extend, that the originated errors would be equal or less than $7,7\%$. Furthermore a simulation could show that the cell would not be dealigned during extreme flight situations. The laser radiation of both lasers is transmitted by single mode fibers to the open path cell. To realize that a special airproof optical box was developed for the $2,6\ \mu\text{m}$ -Laser. This box contains the fiber coupling of the free laser beam and other spectroscopic components. Because there were no experiences by using the needed fluor based fibres for a spectrometer a characterization was done. In this connection a temperature dependent damping was ascertained. This causes an additional damping of up to $-1,2\text{ dB}$ at low temperatures of $-80\text{ }^\circ\text{C}$.

Comparison measurements of the $1,4\ \mu\text{m}$ spectrometer with reference instruments showed a deviation of less than $2,5\%$ in the absolute values. For the $2,6\ \mu\text{m}$ spectrometer the deviation was bigger for humidities greater than 80 ppmv , but the sources of interference was located. With the reached detection limit and the actual not utilised potential this instrument will provide high precision humidity measurements during the HALO campaigns.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Wasser in der Atmosphäre	1
1.2	Verfahren zur Feuchtemessung und Datenqualität	3
1.3	Forschungsflugzeug HALO	5
1.4	Entwicklung des „Hygrometer for Atmospheric Investigations“	5
2	Absorptionsspektroskopie	7
2.1	Energieeigenwerte von Molekülen	7
2.1.1	Rotationsschwingungsspektrum des H ₂ O-Moleküls	8
2.2	Linienbreiten	10
2.2.1	Natürliche Linienbreite	10
2.2.2	Doppler-Verbreiterung	11
2.2.3	Stoßverbreiterung	11
2.2.4	Voigt-Profilfunktion	12
2.3	Direkte Absorptionsspektroskopie	13
2.3.1	Das Lambert-Beer'sche Gesetz	13
2.3.2	Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy	14
3	Funktionsprinzip des fasergekoppelten DFB-Lasers	17
3.1	Entwicklung der Laserdiode	17
3.2	Funktionsprinzip eines Diodenlasers	17
3.3	Weiterentwicklung zum „Distributed Feedback Laser“	18
3.4	Statische Wellenlängenabstimmung	19
3.5	Dynamische Wellenlängenabstimmung	20
3.6	Entwicklung der Glasfaser	21
3.7	Funktionsprinzip einer Glasfaser	22
3.8	Charakterisierung von „Single-Mode“ Glasfasern	22
4	Konzept des HAI Hygrometers und Integration in HALO	25
4.1	Aufteilung der Hygrometerkomponenten	26
4.2	Einbauposition der offenen Messzelle	27
4.3	Position und Aufbau des Rack-Einschubs	29
4.3.1	HALO-Standard-Rack	29
4.3.2	Aufbau des HAI Rack-Einschubs	29
4.4	HAI Spektrometermessdaten	32
4.4.1	Auswahl geeigneter Absorptionslinien	32

4.4.2	Datenauswertung	33
5	Lasertechnik für den freistrahrenden 2596 nm Laser	35
5.1	Lasertechnik für den freistrahrenden 2596 nm Laser	35
5.1.1	Leistung - Strom/Temperatur Charakteristik	36
5.1.2	Statische Temperaturabstimmung	37
5.1.3	Statische Stromabstimmung	41
5.1.4	Seitenmodenunterdrückung	42
5.1.5	Dynamisches Strom-Abstimmverhalten und Korrektur der Wellenlänge im Spektrum	44
5.1.6	Strahlprofil	45
5.2	Spülbares Lasergehäuse mit Faserkopplung	46
5.2.1	Strahlengang zur Realisierung der Faserkopplung und der Referenzsignale	47
5.2.2	Störungsarme Strahlteiler	48
5.2.3	Referenzzelle zur Stabilisierung der Linienposition	49
5.2.4	Detektoren und Transimpedanzverstärker zur Aufnahme und Vorverstärkung der optischen Signale	50
5.2.5	Einfluss der Kontamination auf die Spektrometernauflosung	51
5.2.6	Korrektur der Spektrometermessungen	54
5.3	Faserkopplung	55
5.3.1	Kollimation	55
5.3.2	Qualität der Faserkopplung und optische Leistung am Faserende	56
5.4	Charakterisierung der fluorhaltigen Glasfasern	57
5.4.1	Bestimmung der Dämpfung der IR-Photonics „Single-Mode“ Glasfaser	58
5.4.2	Temperaturabhängiges Absorptionsverhalten	59
5.4.3	Bestimmung von numerischer Apertur und Modenfelddurchmesser	62
5.5	Fazit	63
6	Lasertechnik für den fasergekoppelten 1370 nm Laser	65
6.1	Lasertechnik für den fasergekoppelten 1370 nm Laser	65
6.2	Charakterisierung der Quarzglasfaser	68
6.3	Optische Störungen	69
6.4	Faseroptische Baugruppen	70
6.4.1	Spülbares Lasermount und Lichtaufspaltung für die Spektrometerkomponenten	70
6.4.2	Referenzzelle zur Stabilisierung der Linienposition	71
6.5	Fazit	71
7	Offene Messzelle für zwei Laserstrahlen	73
7.1	Offene Messzelle für zwei Laserstrahlen	74
7.2	Optische Simulation der Zwei-Strahl White-Messzelle	75
7.3	Aufbau und Ausstattung der Messzelle	79
7.3.1	Struktur und Materialien	79
7.3.2	Aufbau der Pylone	79
7.3.3	Integration der Optomechanik	81
7.3.4	Elektronische Signalübertragung	82

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	III
7.4 Empfindlichkeit und Dynamik der Messzelle	83
7.5 Strömungssimulation für reale Flugbedingungen	85
7.5.1 Strömungsanalyse innerhalb der Messzelle	86
7.5.2 Abschätzung der spektroskopischen Messfehler	88
7.6 Mechanische Verformung und Dejustage im Flug	91
7.6.1 Berechnung der Seitenlasten	91
7.6.2 Dejustage der Messzelle	92
8 Vergleich verschiedener Hygrometer mit dem HAI	95
8.1 Vergleich der Hygrometerdaten einer AIDA Kampagne	95
8.1.1 Rahmenbedingungen und Einbau der offenen Messzelle	95
8.1.2 Vergleich der Feuchtemessungen	97
8.2 Vergleichsmessung mit einer geschlossenen Messzelle	99
9 Zusammenfassung und Ausblick	101
Danksagung	105
Literaturverzeichnis	107
A Spiegelhalter mit Detektoren- und Faserfassungen	117

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Wasser in der Atmosphäre

Wasser ist trotz seiner einfachen Struktur, aus drei Atomen bestehend, eine der wichtigsten Substanzen auf unserem Planeten. Nicht nur, dass sich nach heutigem Kenntnisstand die ersten Lebewesen im Wasser entwickelten, auch heute noch wird der Stoffwechsel komplexer Lebewesen durch die Eigenschaften des Wassers bestimmt (Meissner, 2010).

Auch in der Erdatmosphäre spielt Wasser in seinen verschiedenen Aggregatzuständen eine besondere Rolle und ist maßgeblich am Wettergeschehen beteiligt. In flüssiger Form kommt Wasser als Tröpfchen in der unteren Troposphäre zum Beispiel als Nimbostratus beziehungsweise Regenwolke vor, in Form von Eiskristallen in der oberen Troposphäre als Cirrus beziehungsweise Schleierwolke (Ludlam, 1980). Auch in der polaren Stratosphäre sind vereinzelt sehr dünne Eiskristallwolken, die „Polar Stratospheric Clouds“, zu finden (z.B. Solomon u. a., 1988). Die höchsten bekannten Wolken sind die nachleuchtenden „Noctilucent Clouds“, die aus Eiskristallansammlungen an der Mesopause in $\approx 85 \text{ km}$ Höhe bestehen und manchmal in den Sommermonaten nach Sonnenuntergang blau leuchtend am Himmel sichtbar sind (Gadsden, 1982).

Als Dampf trägt das Wasser in seiner Rolle als stärkstes Treibhausgas in der Troposphäre maßgeblich zum natürlichen Treibhauseffekt bei (Houghton, 1997). Ohne diesen wäre die Temperatur in der Atmosphäre empfindlich kälter (Houghton, 1997), sodass die Entstehung von Leben auf der Erde erschwert wenn nicht sogar verhindert worden wäre. Auch wenn Kohlendioxid und Methan als Verursacher des anthropogenen Treibhauseffekts öfter genannt werden, haben diese Gase jedoch beide eine geringere Wirkung. Die atmosphärische Wasserdampfkonzentration wird jedoch auch durch den anthropogenen Treibhauseffekt in die Atmosphäre beeinflusst. Durch die Erderwärmung verdampft mehr Wasser, das seinerseits zusätzlich zum Treibhauseffekt beiträgt und so die Erwärmung verstärkt. Dieser positive Rückkopplungsmechanismus wird „Water Vapour Feedback“ genannt und verdoppelt die durch Kohlendioxid verursachte Erwärmung (Solomon u. a., 2007).

Obwohl die Stratosphäre weniger als 1 % des atmosphärischen Wassers enthält, darf dessen Beitrag zum Treibhauseffekt nicht vernachlässigt werden. In Solomon u. a. (2010) wurde im Vergleich zu anderen Treibhausgasen wie CO_2 und CH_4 ein Anteil von 1 – 10 % angegeben. Nicht zuletzt weil die Wasserdampf-Konzentrationsverlauf in der Stratosphäre in den letzten Dekaden eine unerwartete Variabilität aufwies, sind die Diskussionen über seinen genauen Einfluss auf das Klima noch nicht abgeschlossen. Diese Variation in der stratosphärischen Wasserdampfkonzentration

äußerte sich in einer durchschnittlichen jährlichen Zunahme von ca. 0,7% in den 1980er und 1990er Jahren (Scherer u. a., 2008). Im Jahr 2000 wurde eine unerwartete und sprunghafte Abnahme von 10% beobachtet (Randel u. Park, 2006). Der Trend in den letzten Jahren lässt jedoch einen erneuten Konzentrationsanstieg vermuten (Jones u. a., 2009). Berechnungen von Forster u. Shine (2002) ergaben, dass die Konzentrationszunahme in der Stratosphäre konstruktiv zur Erderwärmung beiträgt. Dies führte unter anderem zur SPARC Initiative (SPARC Assessment of Water Vapour in the Stratosphere and Upper Troposphere) (Kley u. a., 2000). Der Beitrag des Wasserdampfs zum Treibhauseffekt wurde auch im IPCC 2007 Bericht berücksichtigt (Solomon u. a., 2007). Eine Schlüsselrolle spielen hierbei die Austauschprozesse von Wasserdampf in der UT/LS (Upper Troposphere / Lower Stratosphere).

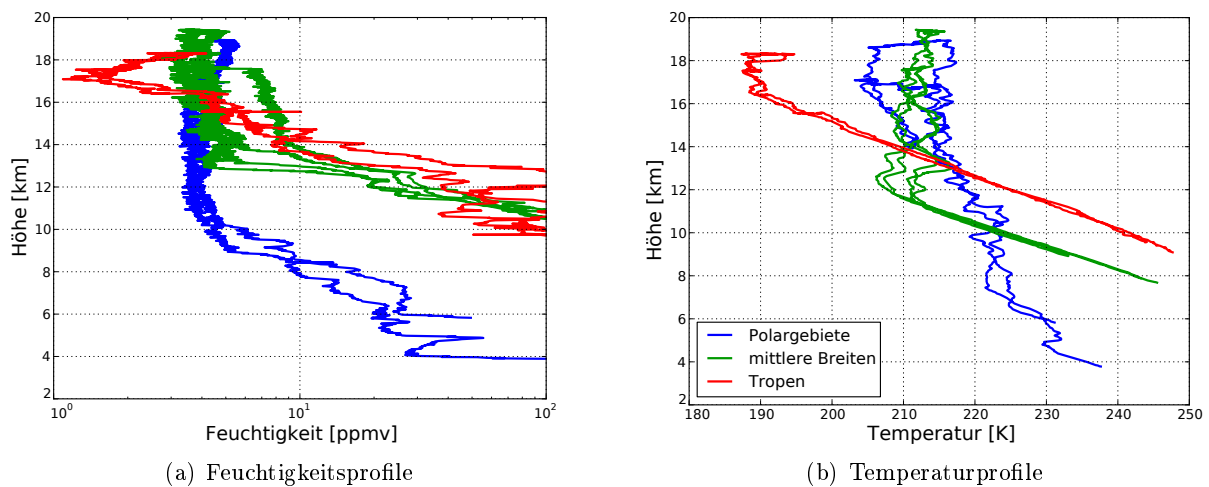


Abbildung 1.1: Feuchtigkeits- und Temperaturhöhenprofile der Atmosphäre in verschiedenen Breiten

In den Tropen steigen Luftmassen bis in die Stratosphäre auf und werden zu den Polen transportiert. Dort sinken sie wieder ab. Dieser Transport wird Brewer-Dobson-Zirkulation (Brewer, 1949) genannt. Die Austauschregion zwischen Troposphäre und Stratosphäre ist die UT/LS. Sie beinhaltet den kältesten Teil der unteren Atmosphäre, die Tropopause. Der Eintrag von Wasser in die Stratosphäre wird hauptsächlich durch die Kopplung von Transportprozessen und Gefriertrocknung an der tropischen Tropopause (eng.: TTL Tropical Tropopause Layer) bestimmt (Fueglistaler u. a., 2009; Schiller u. a., 2009). Durch die niedrigen Tropopausentemperaturen in diesem Gebiet werden Wasserdampfkonzentrationen im einstelligen *ppmv*-Bereich (Jensen u. a., 2005) erzeugt. Die Konzentrations- und Temperaturprofile von verschiedenen Breitengraden sind in Abbildung 1.1 gezeigt. Verschiedene Hypothesen versuchen, die Trockenheit der Stratosphäre und die Variabilität des Wassereintrags zu erklären. Die mit der durchschnittlichen Temperatur korrespondierenden Sättigungsmischungsverhältnisse über Eis sind jedoch höher als der beobachtete Eintrag. Daher vermuteten Newell u. Gould-Stewart (1981), dass der Haupteintrag in die Stratosphäre in ausgezeichneten Regionen stattfindet, in denen die Tropopausentemperaturen sehr niedrig sind. Als Regionen wurden der Westpazifik im Winter der nördlichen Hemisphäre und der Golf von Bengalen im Sommer der nördlichen Hemisphäre genannt. Diese Idee der verstärkten Gefriertrocknung wurde von Holton u. Gettelman (2001) und Gettelman u. a. (2002) aufgegriffen. Dieser zur Folge ist horizontale Advektion in den genannten Gebieten die Ursache

für die Trockenheit der Stratosphäre. Durch diesen Mechanismus würde Luft effektiver gefriegtrocknet bevor sie die Stratosphäre erreicht. Verschiedene klimatologische Modelle, die nach dem lagrangeschen Prinzip arbeiten und in denen diese Annahmen aufgegriffen wurden, zeigten gute Ergebnisse bei der Berechnung der Wasserdampf-Mischungsverhältnisse (Jensen u. Pfister, 2004; Fueglistaler u. a., 2005; Schiller u. a., 2009).

Durch die Mischung von troposphärischer und stratosphärischer Luft entsteht in mittleren Breiten eine Mischungsschicht (z.B. Hoor u. a., 2002). Die makroskaligen Prozesse lassen sich durch die Messung der Verteilung troposphärischer- (z.B. H_2O) und stratosphärischer „Tracer“ (z.B. O_3) bestimmen. Diese weisen eine starke räumliche und zeitliche Varianz auf (Kunz u. a., 2008). Krebsbach u. a. (2005) untersuchten den saisonalen Zyklus dieser „Tracer“ und berichteten von einem O_3 -Maximum im Frühling und -Minimum im Herbst in der unteren Stratosphäre, während dieser Zyklus in der oberen Troposphäre um 2-3 Monate später verschoben ist. H_2O Messungen zeigen dagegen ein Maximum während des Sommers und ein Minimum in Herbst und Winter. Die beobachteten Verteilungen und ihre räumliche und zeitliche Variabilität sind das Resultat eines komplexen Zusammenspiels von Stoffumwandlungsprozessen und Transport, deren Quantifizierung ein wichtiges aktuelles Forschungsthema bildet.

1.2 Verfahren zur Feuchtemessung und Datenqualität

Die angesprochenen Wirkungen des Wassers auf das Klima lassen erkennen, wie wichtig präzise Feuchtemessungen, insbesondere solche in der UT/LS, für die Atmosphärenforschung sind. Hier ist die Wassermessung aufgrund der kleinen Konzentrationen und großen Gradienten eine Herausforderung.

Für die in-situ Feuchtemessung in dieser Region werden drei Messverfahren eingesetzt, die bis zu wenigen *ppmv* Wasserdampfmischungsverhältnis messen können: Frostpunkthygrometer, Lyman- α Hygrometer und TDL-Absorptionsspektrometer (Tunable Diode Laser).

Bei den Frostpunkthygrometern wird die zu messende Luft bei bekanntem Druck über einen präzise temperierten Spiegel geleitet. Durch Bestimmung der Reflektivität des Spiegels wird die sich beim Abkühlen des Spiegels bildende Eisschicht gemessen. Das Wasserdampfmischungsverhältnis kann mit Hilfe des am Spiegel bestimmten Frostpunktes über die Magnus-Formel berechnet werden (Wallace u. Hobbs, 2006). Diese Hygrometer erlauben eine 7 – 10 % genaue Messung des Wasserdampfmischungsverhältnis bei einer Zeitauflösung von mehreren Sekunden (Kley u. a., 2000). Sie müssen jedoch nicht regelmäßig kalibriert werden.

Die Lyman- α Hygrometer nutzen die Photodissoziation des H_2O -Moleküls bei einer Wellenlänge von $\lambda < 137\text{ nm}$, um elektronisch angeregte OH-Radikale zu erzeugen. Diese angeregten Radikale fallen entweder durch Fluoreszenz oder durch Stöße in den Grundzustand zurück. Die Fluoreszenzstrahlung ist hierbei ein Maß für den Wassergehalt der Luft (Kley u. Stone, 1978). Da die Intensität der Fluoreszenz von der Lampenintensität abhängt, müssen diese Hygrometer regelmäßig kalibriert werden (Meyer u. a., 2011). Das „Fast In-situ Stratospheric Hygrometer“ (FISH) (Zöger u. a., 1999) zum Beispiel ermöglicht eine Genauigkeit von etwa 8% im Wasserdampfmischungsverhältnis bei einer sehr niedrigen Nachweisgrenze von 0,18 – 0,13 *ppmv* und einer Zeitauflösung im Sekundenbereich.

Bei den TDL-Spektrometern wird eine einzelne charakterisierte Absorptionslinie eines Gases mit einem in der Wellenlänge abstimmbaren Diodenlaser vermessen. Für atmosphärische Messungen werden in der Regel Laser mit einer Wellenlänge um 1,4 μm verwendet (z.B. Ebert u. a., 2004).

Mit diesen ist es möglich, Absorptionslinien in einem Oberton- und Kombinationsschwingungsband des Wassermoleküls zu vermessen (Feldmann u. Mayinger, 2001). Mit Hilfe des Lambert-Beerschen Gesetzes und der idealen Gasgleichung kann aus dieser Linienfläche die Wasserdampfvolumenkonzentration berechnet werden (Allen u. a., 2000). Bei den TDL-Spektrometern werden zwei unterschiedliche Betriebsmodi verwendet, die direkte Absorptionsspektroskopie und die 2f-Spektroskopie.

Die Messung der direkten Absorption ermöglicht eine absolutgenaue Messung der Konzentration (Ebert, 2003; Lauer u. a., 2008). Nur die benötigten Temperatur- und Drucksensoren müssen regelmäßig auf ihre Präzision hin überprüft werden. Während einer Ballonmessung wurde mit dem von Gurlit u. a. (2005) beschriebenen TDL-Spektrometer eine Nachweisgrenze von 300 *ppbv* erreicht. Dieses Ergebnis wurde mit einem 36 *m* langen Absorptionsweg in einer Herriott-Langwegzelle (Herriott u. a., 1964) erzielt, was einer auf die Weglänge normierten Spektrometerempfindlichkeit von 10,8 *ppmv · m* entspricht.

Beim 2f-Verfahren wird eine spezielle Lock-In Technik verwendet. Hierzu wird der Laserstrom moduliert. Dieses Verfahren erreicht eine bessere Empfindlichkeit bei kleinen Mischungsverhältnissen. Durch dieses modulierende Verfahren ist es allerdings nicht möglich absolutgenau zu messen, sodass diese Spektrometer kalibriert werden müssen (Dyroff, 2008). In May (1992) wird ein solches auf ein Flugzeug montiertes Spektrometer beschrieben bei dem die Absorptionzelle an einer Tragfläche montiert ist. Mit Hilfe dieser Herriott-Messzelle, die einen Absorptionsweg von 11,13 *m* Länge hat, wurde eine Nachweisgrenze von 50 *ppbv* erzielt. Dies entspricht einer normierten Spektrometerempfindlichkeit von 0,56 *ppmv · m*. In Diskin u. a. (2002) wird ein weiteres Spektrometer beschrieben. Dieses, ebenfalls mit dem 2f-Verfahren betriebene Gerät, misst die Absorption mittels einer Sende- und Empfangseinheit vom Flugzeugrumpf der NASA DC-8, die auf einen an der Triebwerksgondel angebrachten Retroreflektor gerichtet ist. Mit diesem Hygrometer wurde bei einer Absorptionspfadlänge von 28,5 *m* und einem Wasserdampfmischungsverhältnis von 5 *ppmv* eine Präzision von 1% mit einer Unsicherheit von 5% erreicht (Livingston u. a., 2007).

Seit einigen Jahren sind auch Laser erhältlich, mit denen die ca. 20-fach stärkeren Absorptionslinien im 2,6 μm -Grundschwingungsband des Wassermoleküls angeregt werden können (Zeller u. a., 2010). Hierdurch sind auch geringe Gaskonzentrationen mit großer Präzision und Absolutgenauigkeit messbar (Durry u. a., 2008). Bisher sind jedoch nur wenige Hygrometer entwickelt worden, die diese Laser verwenden (Wunderle u. a., 2009; Tarsitano u. Webster, 2007; Farooq u. a., 2008). Wunderle u. a. (2009) erreichten unter Laborbedingungen eine Nachweisgrenze von 34,1 *ppmv* auf einem Absorptionsweg von nur 44 *mm*, was einer normierten Empfindlichkeit von 1,5 *ppmv · m* entspricht. Anhand dieses Ergebnisses ist zu erkennen, dass die Messung im Grundschwingungsband einen Empfindlichkeitsgewinn in der Wasserspektroskopie verspricht.

Durch die Messung mit diesen zahlreichen verschiedenen Messverfahren und Geräten entsteht eine Streuung von 10% bis 50% in den Messwerten (Vömel u. a., 2007; Weinstock u. a., 2009). Für einen Vergleich von verschiedenen Geräten und Messverfahren wurde die AquaVIT-Kampagne (Fahey u. a., 2009) an der AIDA Kammer am *Karlsruher Institut für Technologie* durchgeführt. Unter anderen zeigten hier die AIDA TDL-Hygrometer APict (Hunsmann u. a., 2006) und APet (Lauer, 2007) sowie der FISH Genauigkeiten von besser als 5%.

In den letzten Jahren wurde mehrfach von stark übersättigten Eiswolken mit relativen Feuchten über Eis von mehr als 200% berichtet. Über die Ursache wird kontrovers diskutiert (Peter u. a., 2006). Eine Möglichkeit könnte ein noch nicht ausreichendes Verständnis in der Mikrophysik sein (Krämer u. a., 2009). Eine zweite Möglichkeit wäre, dass zu große Unsicherheiten in den Wassermes-

sungen diese Ergebnisse verursachten (Korolev u. Mazin, 2003). Hieran ist zu erkennen, dass die Datenqualität für die Interpretation der Messungen eine zentrale Rolle spielt.

1.3 Forschungsflugzeug HALO

Mit dem Forschungsflugzeug HALO (High Altitude and LOng range research aircraft), das vom *Bundesministerium für Bildung und Forschung*, der *Helmholtz-Gemeinschaft* und der *Max-Planck-Gesellschaft* finanziert wird, wird derzeit eine neue leistungsfähige Plattform zur Atmosphärenforschung geschaffen. Den Betrieb des Jets, der ein Umbau auf Basis eines G550 Business Jets der *Gulfstream Aerospace Cooperation* ist, übernimmt das *Deutsche Zentrum für Luft und Raumfahrt*. Das Flugzeug hat eine Reichweite von über 10000 km und ermöglicht bis zu zehnstündige Flüge, was transkontinentale Experimente ermöglicht. Die erreichbare Maximalhöhe ist abhängig vom Gesamtgewicht und beträgt maximal 15 km \approx 45000 ft. In der je nach Messprogramm 20 – 30 m² großen Kabine ist ausreichend Platz für eine Vielzahl von Experimenten und für wissenschaftliches Personal. Die maximale Zuladung beträgt 3 t (DLR, 2011).

Wassermessungen sind zentraler Bestandteil der meisten geplanten Nutzlasten. So sollen auf den ersten Missionen wie TACTS oder ML-Cirrus jeweils mehrere Hygrometer eingesetzt werden. Mit der TACTS-Mission sollen die bereits erwähnten Transportprozesse und die Zusammensetzung der UT/LS betrachtet werden. Weiterhin sollen die Austauschprozesse im Subtropenjet untersucht werden. Bei ML-Cirrus sollen Cirrus-Wolken in mittleren Breiten und durch den Flugverkehr entstehende Kondensstreifen untersucht werden. Im Rahmen des Schwerpunktprogramms 1294 HALO wurde daher die Entwicklung des hier beschriebenen TDL-Spektrometers gefördert. Es soll die Messungen komplementär zu anderen Hygrometern, wie zum Beispiel dem FISH und dem isotopenaufgelöst messenden Hygrometer ISOWAT, durchführen.

1.4 Entwicklung des „Hygrometer for Atmospheric Investigations“

Das Hygrometer for Atmospheric Investigations (HAI) wurde in einer Kooperation mehrerer Institute entwickelt. Während die mechanische Realisierung sowie die Adaption des Hygrometers an das Flugzeug vom *Forschungszentrum Jülich* übernommen wurde, stammten die Spektrometertechnologie sowie die Auswerterroutinen von der *Universität Heidelberg* (Ebert u. a., 1998; Ebert, 2006). Auf das Konzept des Hygrometers wird in Kapitel 4 eingegangen. Validierungsmessungen werden an der *Physikalisch-Technischen Bundesanstalt* und am *Karlsruher Institut für Technologie* durchgeführt.

Auf Basis dieser sich ergänzenden Erfahrungen soll HAI auf HALO Wasserdampfmischungsverhältnisse von 2 – 10000 ppmv mit hoher Genauigkeit messen. Weiterhin sollen durch den Einsatz einer offenen Messzelle berührungsfreie in-situ Messungen ermöglicht werden. Diese haben den Vorteil, dass durch den schnellen Gasaustausch in der Messzelle einerseits räumlich und zeitlich hoch aufgelöste Messungen ermöglicht werden. Andererseits können die durch die Einlässe verursachten Fehlerquellen ausgeschlossen werden.

Um diese Anforderungen zu erfüllen, wurde der HAI als ein mit zwei Lasern messendes Tunable Diode Laser Absorption Spektrometer (TDLAS) aufgebaut. Die benötigte Empfindlichkeit wird hierbei nicht durch das 2f-Verfahren erreicht, sondern durch einen zusätzlich zum 1,4 μ m-Laser implementierten 2,6 μ m-Laser. Auf die Lasertechnologie wird in den Kapiteln 5 und 6 einge-

gangen. Die Frage, die sich hierbei stellt, lautet: Ist es mit den für das $2,6\ \mu\text{m}$ -Spektrometer aktuell erhältlichen optischen Bauteilen möglich, einen Empfindlichkeitsgewinn gegenüber dem $1,4\ \mu\text{m}$ -Spektrometer zu erzielen? Weiterhin muss geklärt werden, ob die Absolutgenauigkeit der Messung durch die für den frei strahlenden $2,6\ \mu\text{m}$ -Laser benötigte Faserkopplung und die verwendeten Glasfasern beeinträchtigt wird.

Für die offene Messzelle wurde sich abweichend von den meisten Anwendungen nicht für eine Spiegelanordnung nach Herriott sondern für eine Spiegelanordnung nach White (1942) entschieden. Auch wenn der Aufbau dieser Zelle durch den zusätzlichen Spiegel aufwendiger ist, birgt diese Zellengeometrie einige Vorteile. Als Erweiterung von bisher verwendeten White-Messzellen konnte die hier entwickelte Zelle mit einer direkten Faserkopplung ausgestattet werden, sodass störende Absorptionswege in den sonst verwendeten Einkoppeloptiken ausgeschlossen werden können. Weiterhin ist dieser Zellentyp unempfindlich gegenüber Dejustagen, wodurch eine solche Messzelle mit weniger stabilisierenden Elementen auskommt. Durch diese Randbedingung konnte Wert auf eine aerodynamisch günstige Formgebung gelegt werden. Hierdurch werden die Turbulenzen in der offenen Messzelle verringert. Diese genannten Vorteile weisen Langwegzellen in Herriott-Anordnung nicht auf (May, 1992; Giesemann, 2003). Für die Entwicklung der offenen Messzelle musste hierbei jedoch erst geklärt werden, ob die Integration von zwei Absorptionspfaden möglich ist, da dies bei einer White-Zelle nicht vorgesehen ist. Weiterhin stellte sich die Frage, wie groß die zu erwartenden Messfehler sind, wenn man berücksichtigt, dass die Temperatur- und Druckfelder innerhalb des Absorptionspfades aufgrund der großen Anströmungsgeschwindigkeiten gestört werden. Diese Themen werden im Kapitel 7 behandelt. Abschließend wird in Kapitel 8 noch ein Vergleich zwischen dem HAI und anderen Hygrometern angestellt.

Für beide Spektrometerpfade wurden Absorptionslinien ausgesucht, die für die erwarteten Temperaturen, Drücke und Feuchten optimale Eigenschaften aufweisen (Wunderle u. a., 2006; Hunsman u. a., 2006). Hierzu wurde eine spektroskopische Datenbank verwendet (Rothman, 2009). Ob die Dynamik beider Spektrometerpfade ausreicht, um die gewünschte Dynamik im Wasserdampf-Volumenmischungsverhältnis zuverlässig messen zu können, ist eine weitere sich ergebende Frage.

Kapitel 2

Absorptionsspektroskopie

Für die Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy (Abk.: TDLAS) werden einzelne Absorptionslinien von Atomen oder Molekülen genutzt, um Spurengase quantitativ nachzuweisen. Dies geschieht über das Lambert-Beer'sche Gesetz. Mit diesem kann die Teilchenzahldichte über die Lichtschwächung berechnet werden. Über die ideale Gasgleichung kann dann weiterhin die Volumenkonzentration bestimmt werden. Diese Mechanismen sollen in diesem Kapitel diskutiert werden.

Dass die Absorptionsspektroskopie nicht ausschließlich im Rahmen der klassischen Elektrodynamik betrachtet werden kann, ist nicht weiter überraschend, da die letztendlich zur Konzentrationsbestimmung gemessene Lichtschwächung auf molekularer Ebene stattfindet. Diese Wechselwirkungen zwischen Photonen und Molekülen sind nur im Rahmen der Quantenmechanik beschreibbar.

Die im Kernpotential eines Atoms gebundenen Elektronen können nur diskrete Energieniveaus besetzen. Durch Absorption eines Photons der Energie $h\nu$ kann das Molekül von seinem Grundzustand in einen angeregten Zustand übergehen, wobei die Frequenz ν des Photons im direkten Zusammenhang mit der Differenz der Energieniveaus $\Delta E = h\nu = E_2 - E_1$ steht. Das angeregte Atom kann seine Energie wiederum durch Abstrahlung eines Photons oder durch Stöße abgeben. Dies gilt gleichermaßen für Moleküle, wobei sich hier zusätzlich die einzelnen Atomkerne relativ zueinander bewegen können. Dadurch entstehen zusätzliche innere Freiheitsgrade, die Vibration und die Rotation. Die innere Energie eines Moleküls verteilt sich somit nach dem Gleichverteilungssatz zu gleichen Teilen auf die diskreten elektronischen, vibronischen und rotatorischen Freiheitsgrade. Die zahlreichen dadurch entstehenden Übergänge in Verbindung mit einigen Auswahlregeln ergeben für jedes Molekül ein charakteristisches Spektrum, das sich aus mehreren Banden zusammensetzt. Die Banden wiederum bestehen aus vielen Absorptionslinien, welche die einzelnen Übergänge repräsentieren.

2.1 Energieeigenwerte von Molekülen

Die quantenmechanische Beschreibung der Molekül-Energieübergänge basiert auf der allgemeinen Schrödingergleichung.

$$\hat{H}\psi(r) = E\psi(r) \quad (2.1)$$

Die möglichen energetischen Zustände E entsprechen den Eigenwerten dieser Gleichung. Im Falle eines Moleküls setzt sich der Hamilton-Operator \hat{H} aus dem Operator für die kinetische Energie

der Elektronen mit Masse m_e und der Kerne mit Masse M_j sowie dem Potential E_{pot} zusammen.

$$\hat{H} = -\frac{\hbar}{2} \left(\frac{1}{m_e} \sum_i^m \Delta_i + \sum_j^n \frac{1}{M_j} \Delta_j + E_{pot} \right) \quad (2.2)$$

Die Lösung dieser Schrödinger-Gleichung kann mit der Born-Oppenheimer-Näherung durchgeführt werden. Bei dieser Approximation wird davon ausgegangen, dass sich die Bewegungen der Elektronen und Kerne unabhängig voneinander beschreiben lassen. Dies ist durch die großen Massenunterschiede gerechtfertigt. Anschaulich können die leichten, schnellen Elektronen den schweren, langsamen Kernen nahezu instantan folgen. Aus diesem Grund kann auch der zeitliche Anteil der Elektronenbewegung im Hamilton-Operator vernachlässigt werden. Umgekehrt wirkt sich eine Änderung des Elektronenzustands direkt auf das Potential E_{pot} , in dem sich die Kerne befinden, aus. Daher kann der Hamilton-Operator bezüglich elektronischer Anregungen und Kernbewegungen separiert werden. Vernachlässigt man zunächst noch die Kopplung von Vibration und Rotation, so lässt sich der Hamilton-Operator noch weiter zerlegen und man kann Gleichung (2.1) wie folgt schreiben:

$$\left(\hat{H}_{el} + \hat{H}_{vib} + \hat{H}_{rot} \right) \psi_{el} \psi_{vib} \psi_{rot} = (E_{el} + E_{vib} + E_{rot}) \psi_{el} \psi_{vib} \psi_{rot} \quad (2.3)$$

Für das Wassermolekül, das Rotations- und Schwingungsbewegungen gleichzeitig ausführt, ist Gleichung (2.3) jedoch so noch nicht anwendbar. Die Kopplung zwischen Vibration und Rotation muss betrachtet werden. Dies kann mit einem störungstheoretischen Ansatz gemacht werden. Darauf wird an dieser Stelle mit dem Verweis auf Haken (1996), Demtröder (2005) und Sakurai u. Tuan (1993) jedoch verzichtet.

Ein weiteres Problem bei der Betrachtung solcher asymmetrischer Moleküle ist, dass keine analytischen Lösungen der Schrödinger-Gleichung existieren. Daher werden hier an Stelle einer theoretischen Behandlung nur wichtige Resultate genannt.

2.1.1 Rotationsschwingungsspektrum des H₂O-Moleküls

Ein asymmetrisches Molekül aus N Atomen besitzt $Z = 3N - 6$ Schwingungsfreiheitsgrade. Von den sechs abgezogenen Freiheitsgraden erzeugen drei eine Translation, welche den Gesetzen der kinetischen Gastheorie unterliegt. Drei weitere erzeugen eine Rotation um den Schwerpunkt. Im Falle des Wassers mit $N = 3$ bleiben also drei Schwingungsfreiheitsgrade, die mit den zugehörigen Wellenlängen in Tabelle 2.1 aufgelistet sind (vgl. Günzler u. Heise, 1996). In erster Näherung ist ein Molekül mit dem rotierenden harmonischen Oszillator vergleichbar. Dieses Modell ist aber nur für kleine Anregungszustände anwendbar, da es aufgrund des Parabelpotentials keine Dissoziation gäbe. Aus diesem Grund wird hier der rotierende anharmonische Oszillator als bessere Näherung behandelt, auch wenn beim Wassermolekül ein gekoppeltes System betrachtet werden

Schwingung	Wellenzahl cm^{-1}	Wellenlänge μm	Schwingungsform	Bemerkung
ν_1	3657	2,73	sym. Valenz	ν_s NIR
ν_2	1595	6,27	Deformation	δ MIR
ν_3	3756	2.66	asym. Valenz	ν_a NIR

Tabelle 2.1: Normalschwingungen des gasförmigen Wassers

müsste. Für den rotierenden anharmonischen Oszillator gelten die Auswahlregeln aus Tabelle 2.2. Durch die energetisch dichter beieinanderliegenden Rotationsniveaus entstehen Absorptionslinienbänder um die Schwingungsniveaus herum. Dies ist in Abbildung 2.1 für das Beispiel zweier Atomkerne schematisch dargestellt. Zu erkennen sind die roten Potentialkurven des Moleküls, die grünen Schwingungsniveaus mit zugehörigen Quantenzahlen v und die darauf gruppierten Rotationsniveaus in Blau. Die elektronische Anregung ist mit Photonen im Infrarotbereich nicht erreichbar. Sie ist hier nur der Vollständigkeit wegen eingezeichnet. E_0 und E_1 sind die Grundzustandsenergien, $E_{0,d}$ und $E_{1,d}$ die Dissoziationsenergien der beiden Anregungszustände und $r_{m,0}$ und $r_{m,1}$ die Abstände der Atomkerne. Ein nennenswertes Resultat ist, dass Schwingungs-Rotationsübergänge erst durch das permanente Dipolmoment eines Moleküls erlaubt sind. Dies macht die Spektroskopie mittels IR-Laser überhaupt erst möglich.

Schwingungsquantenzahl	$\Delta v = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$
Rotationsquantenzahl	$\Delta J = \pm 1$

Tabelle 2.2: Auswahlregeln des rotierenden anharmonischen Oszillators

Eine Folge dieser Eigenschaft ist, dass Wasserdampf ohne diese Eigenschaft nur sehr wenig Absorptionsvermögen im thermischen Infrarotbereich hätte und somit nur schwach zum Treibhauseffekt beitragen würde.

Den Auswahlregeln aus Tabelle 2.2 ist zu entnehmen, dass zu den in Tabelle 2.1 aufgeführten Schwingungsübergängen noch Oberschwingungen mit $\Delta v = +2, 3, \dots$ und Kombinationsschwin-

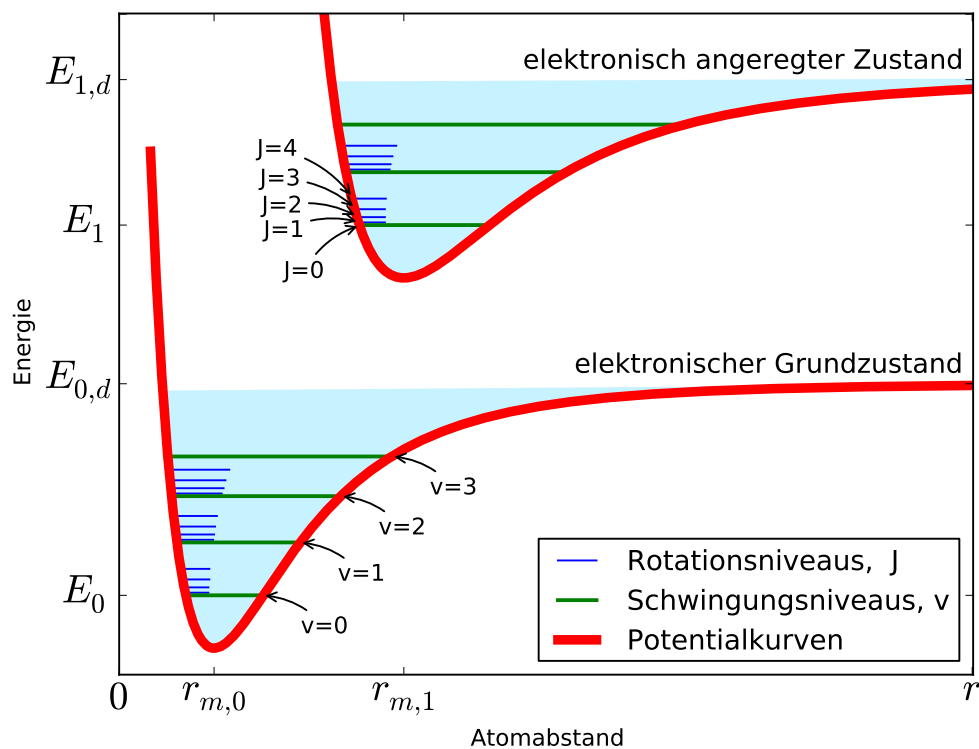


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Energieniveaus des anharmonischen Oszillators

gungen dieser Übergänge hinzukommen, wenn auch mit abnehmender Intensität. Diese Bänder sind aufgrund der Anharmonizität bei etwas niedrigeren Energien zu finden, als mit Gleichung 2.4 berechnet werden kann.

$$\nu_{kombi} = a \cdot \nu_1 \pm b \cdot \nu_2 \pm c \cdot \nu_3 \pm \dots \quad (2.4)$$

Durch die hier genannten Mechanismen ergibt sich das komplexe Absorptionsspektrum des Wassermoleküls (vgl. Abbildung 4.8 in Kapitel 4.4.1).

2.2 Linienbreiten

2.2.1 Natürliche Linienbreite

Ein angeregtes Atom oder Molekül kann seine Energie durch spontane Emission eines Photons wieder abgeben. Durch die endliche Länge der abgestrahlten elektromagnetischen Wellen ist das Spektrum jedoch nicht mehr monochromatisch, sondern weist eine gewisse natürliche Linienbreite γ_N auf (Demtröder, 2007). Durch die Berechnung der Fourier-Transformation des klassischen Modells vom gedämpften harmonischen Oszillators erhält man folgende natürliche Linienform:

$$\frac{I_N(\omega)}{I_0} = g(\omega) = \frac{\gamma_N/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_N/2)^2}, \text{ mit } \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega)d\omega = 1 \quad (2.5)$$

Dieses normierte Intensitätsprofil beschreibt eine Lorentz-Funktion mit der vollen Halbwertsbreite γ_N und der Kreisfrequenz der Linienposition ω_0 , für die gilt:

$$\delta\omega_N = \gamma_N \text{ beziehungsweise } \delta\nu_N = \gamma_N/2\pi \quad (2.6)$$

Diese Frequenzunschärfe $\delta\omega_N$ der Linienposition verhält sich anti-proportional zur Lebensdauer τ_k des Zustandes und damit proportional zum Einsteinkoeffizienten für spontane Emission A_{ki} . Die Verbreiterung kann auch als direkte Folge der Heisenberg'schen Unschärferelation interpretiert werden.

$$\delta\nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{A_{ki}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau_k} \quad (2.7)$$

mit ΔE als Energieunschärfe des angeregten Zustandes. Betrachtet man einen Übergang $E_k \rightarrow E_i$ zweier angeregter Zustände, so tragen die Lebensdauern beider Niveaus zur natürlichen Linienbreite bei, da sich die entsprechenden Energieunschärfen addieren (Demtröder, 2007).

$$\delta\nu_N = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_k} + \frac{1}{\tau_i} \right) \quad (2.8)$$

In der Regel ist die natürliche Linienbreite eines molekularen Übergangs nicht zu beobachten, da sie durch ihre relativ lange Lebensdauer von $\tau \approx 10^{-3} \text{ s}$ mit $\delta\nu \approx 1 \text{ kHz}$ sehr klein ist und so von den folgenden Verbreiterungsmechanismen um ein Vielfaches überlagert wird (Demtröder, 2007).

2.2.2 Doppler-Verbreiterung

Die Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle eines Gases trägt zusätzlich zur Verbreiterung der Absorptionslinien bei. Sie hat ihren Ursprung in der Bewegung der Moleküle relativ zum ruhenden Beobachter und der damit verbundenen Doppler-Verschiebung des absorbierten Lichts. Sie ist eine direkte Folge der Temperatur des Gases. Im thermodynamischen Gleichgewicht haben die Moleküle eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung. Damit ergibt sich folgendes normiertes gaußverteiltes Intensitätsprofil für die dopplerverbreiterte Spektrallinie:

$$\frac{I_D(\omega)}{I_0} = \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0 v_w / c} \right)^2 \right] = \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{(4 \cdot \ln(2))^{-1/2} \cdot \delta\omega_D} \right)^2 \right], \text{ mit } v_w = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (2.9)$$

ω_0 entspricht der Kreisfrequenz des Übergangs, c ist die Lichtgeschwindigkeit, v_w ist die aus der Maxwell-Boltzmann-Verteilung hergeleitete wahrscheinlichste Geschwindigkeit der Gasmoleküle mit der Temperatur T , Masse m und der Boltzmann-Konstante k_B . Die Halbwertsbreite $\delta\nu_D$ wurde durch die Bedingung $I(\omega_1) = I(\omega_2) = I(\omega_0)/2$ berechnet.

$$\delta\nu_D = \frac{\delta\omega_D}{2\pi} = \frac{\omega_0}{2\pi \cdot c} \sqrt{\frac{8k_B T \cdot \ln(2)}{m}} \quad (2.10)$$

Demtröder (2007) gibt für das Wassermolekül unter Normalbedingungen und bei $5 \mu m$ Wellenlänge eine Verbreiterung von ca. $150 MHz$ in der ν_2 -Bande an. Damit dominiert die Doppler-Verbreiterung die natürliche Linienbreite um fünf Größenordnungen.

2.2.3 Stoßverbreiterung

Die während eines Absorptionsvorganges vorkommenden Stoßwechselwirkungen zwischen den Molekülen im Gasvolumen können die Lebensdauern der angeregten Zustände variieren. Die hierdurch entstehenden Energieverschiebungen hängen von den Elektronenhüllen und dem Abstand der Stoßpartner ab. Da die Energieverschiebungen statistisch verteilt sind, verbreitert sich die Absorptionslinie durch diesen Prozess. Man spricht auch von einer durch elastische Stöße verursachten Verbreiterung, da die Energieverschiebung nur kurzfristig während einer Wechselwirkung auftritt. Den wesentlichen Einfluss an diesem Prozess hat der Druck des Gases, da die Stoßwahrscheinlichkeit mit Druck und Dichte steigt. Für die Stoßverbreiterung wird deshalb synonym der Name „Druckverbreiterung“ benutzt. Je größer die Anzahl erlaubter Rotations-Schwingungsübergänge ist, desto wahrscheinlicher ist es, dass ein resonanter Übergang angeregt wird. Daher ist die Übertragung von Anregungsenergie bei Molekülen mit vielen erlaubten Übergängen besonders groß. Es treten aber durchaus auch inelastische Stöße auf. Betrachtet man die Wirkungsquerschnitte, die sowohl ein Maß für die Verbreiterung der Linie σ_b als auch für die Druckverschiebung σ_s sind, erhält man das normierte Linienprofil der verschobenen stoßverbreiterten Linie.

$$\frac{I_S(\omega)}{I_0} = \frac{(\gamma_S/2 + N \cdot \bar{v}\sigma_b)^2}{(\omega - \omega_0 - N_B \bar{v}\sigma_s)^2 + (\gamma_S/2 + N_B \bar{v}\sigma_b)^2} \quad (2.11)$$

$\gamma_S = \gamma_n + \gamma_{inel}$ beinhaltet neben der natürlichen auch die durch inelastische Stöße bedingte Linienbreite. N_B ist die Dichte der stoßenden Moleküle und \bar{v} die mittlere Relativgeschwindigkeit. $\omega'_0 = \omega_0 + N_B \bar{v}\sigma_s$ beschreibt die Druckverschiebung. Für eine detailliertere Betrachtung vgl. Demtröder (2007).

In der freien Atmosphäre trifft die zu messende Spezies im Normalfall auf verschiedenartige Stoßpartner j . Für das bessere Verständnis dieses Verbreiterungseffekts wird an dieser Stelle noch ein empirisch gefundener vereinfachter Ausdruck für die Lorentz-Breite gezeigt (Feldmann u. Mayinger, 2001).

$$\gamma_S = \gamma_{i}(p, T) = \left(\gamma_{selbst}^0 \cdot p_{selbst} + \sum_j \gamma_j^0 \cdot p_j \right) \sqrt{\frac{T_0}{T}} \quad (2.12)$$

γ_{selbst}^0 und γ_j^0 sind die Druckverbreiterungskoeffizienten. Erstere beschreiben die Linienverbreiterung durch Stöße mit gleichen Stoßpartnern, letztere die Verbreiterung durch verschiedenartige Stoßpartner. T_0 entspricht der Standardtemperatur 298,15 K. Der Summenterm beschreibt die Partialdrücke und Druckverbreiterungskoeffizienten der einzelnen Stoßpartner. Der Temperaturterm berücksichtigt die mit einer Temperaturerhöhung einhergehende Dichteabnahme des Gases und damit eine Abnahme der mittleren Stoßrate. Die Stoßverbreiterung hat am Erdboden in der Regel einen stärkeren Einfluss auf die Linienform als die Doppler-Verbreiterung. Die Druckverbreiterungskoeffizienten γ_x^0 hängen durch folgende Gleichung mit der Lorentz-Breite zusammen.

$$\gamma_x^0 = \frac{\gamma_{0,Lorentz}}{p_0} \quad (2.13)$$

Die Größe p_0 steht für den Normaldruck.

Die Druckverbreiterung von Schwingungs-Rotationsübergängen in der ν_2 -Bande mit Wellenlängen um $5 \mu\text{m}$ ist laut Demtröder (2007) unter Normalbedingungen im Allgemeinen größer als ihre Doppler-Breite. So hat das Wassermolekül bei diesen Randbedingungen eine Druckverbreiterung von 930 MHz.

2.2.4 Voigt-Profilfunktion

Trotz der Dominanz der Stoßverbreiterung hat die Doppler-Verbreiterung einen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf die Linienform. Betrachtet man nur einen Verbreiterungsmechanismus bei der Datenanalyse, so wird dieser zwangsläufig überabgeschätzt. Dies geschieht durch den vernachlässigten Mechanismus, dessen fehlender Anteil an der Linienform teilweise kompensiert wird.

$$\frac{I_V(\omega)}{I_0} = \int_{-\infty}^{\infty} I_S(\omega') \cdot I_D(\omega_0 - \omega') d\omega' \quad (2.14)$$

Dieses Faltungsintegral aus Gauß- und Lorentz-Profil ist nicht analytisch lösbar. Daher werden numerische Näherungsverfahren angewendet (Feldmann u. Mayinger, 2001). Letchworth u. Benner (2007) beschreiben einen sehr schnellen und präzisen Algorithmus.

In Abbildung 2.2 ist ein qualitativer Vergleich der drei Profile zu sehen. Während das Voigt-Profil (gelb) das unter den hier betrachteten Modellen die physikalischen Effekte bestmöglich beschreibt, ist zu erkennen, dass sowohl das Gauß-Profil (rot), als auch das Lorentz-Profil (blau) zu großen Residuumswerten führt. Für diese Simulation wurden das Gauß- und Lorentz-Profil mit einem Levenberg-Marquardt Algorithmus an das Voigt-Profil angepasst.

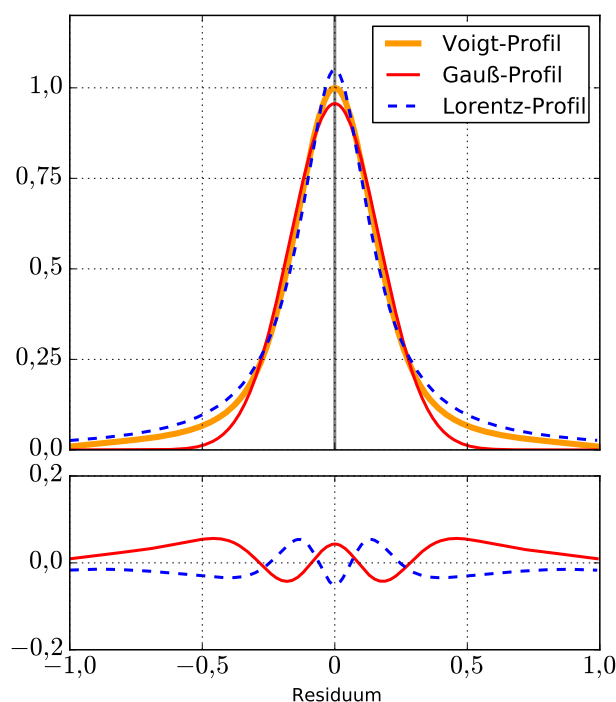


Abbildung 2.2: Simuliertes Voigt Linienprofil mit angepasstem Gauß-Profil und Lorentz-Profil (oben); Differenzen zwischen den angepassten Profilen und dem Voigt-Profil (unten)

2.3 Direkte Absorptionsspektroskopie

2.3.1 Das Lambert-Beer'sche Gesetz

Die Konzentrationsbestimmung mittels TDLAS basiert auf dem Lambert-Beer'schen Absorptionsgesetz. Bereits im 18. Jahrhundert wurde das Bouguer-Lambert'sche Gesetz (2.15) formuliert. Es besagt, dass die Absorptionswahrscheinlichkeit von elektromagnetischen Wellen in einem absorbierenden homogenen Medium bei niedrigen Energien in jeder Eindringtiefe konstant ist.

$$dI = -\alpha(\nu)I(\nu) dl \quad (2.15)$$

In differentieller Schreibweise ist $I(\nu)$ die wellenzahlabhängige in das Medium eingestrahlte Intensität, dI die Intensitätsänderung nach der Wegstrecke dl und $\alpha(\nu)$ der Absorptionskoeffizient. Beer erkannte, dass die Konzentration einer absorbierenden homogenen Lösung die gleiche Wirkung wie die Schichtdicke hat. Durch diese Erkenntnis erhält man das Lambert-Beer'sche Gesetz

$$dI = -\varepsilon(\nu) \cdot c \cdot I(\nu) dl \quad (2.16)$$

mit der Konzentration c und dem Extinktionskoeffizienten $\varepsilon(\nu)$. Letzterer ist in diesem Kontext eine Materialkonstante. Bei der Betrachtung von quantenmechanischen Übergängen mittels monochromatischen Lichts ist es zweckmäßig, die Eigenschaften eines solchen Prozesses mit einzubeziehen. Der Absorptionsquerschnitt $\sigma(\nu)$ ist die Proportionalitätskonstante, durch die Absorberzahldichte N mit dem Extinktionskoeffizienten in Beziehung steht. Sie kann auch als optischer Wirkungsquerschnitt des Moleküls angesehen werden.

$$\varepsilon(\nu) \cdot c = \sigma(\nu) \cdot N \quad (2.17)$$

Durch Integration von Gleichung (2.16) und Einsetzen von Gleichung (2.17) erhält man

$$I(\nu) = I_0 e^{-\sigma(\nu) \cdot N \cdot L} \quad (2.18)$$

L entspricht der gesamten Absorptionslänge. Der Absorptionsquerschnitt $\sigma(\nu)$ eines einzelnen ausgewählten Übergangs ist dabei stark wellenlängenabhängig. In der Umgebung der zentralen Linienposition ν_0 kann $\sigma(\nu)$ als Produkt der integrierten temperaturabhängigen Linienstärke $S(T)$ und des auf die Fläche 1 normierten Linienprofils $\phi(\nu - \nu_0)$ des Übergangs ausgedrückt werden (vgl. Kapitel 2.2). ϕ hängt von den im Gas ablaufenden Stoßmechanismen ab und ist nicht immer geschlossen darstellbar. Durch Einsetzen in Gleichung (2.18) erhält man eine erweiterte Form des Lambert-Beer'schen Gesetzes.

$$I(\nu) = I_0 e^{-S(T) \cdot \phi(\nu - \nu_0) \cdot N \cdot L} \quad (2.19)$$

Aus dieser Gleichung kann eine für die Spektroskopie wichtige Größe abgeleitet werden, die optische Dichte $\chi(\nu)$ genannt wird. Sie wird, abhängig von der Basis des Logarithmus, auf zwei Weisen angegeben.

$$\chi_e(\nu) = -\ln \frac{I(\nu)}{I_0} = S(T) \cdot \phi(\nu - \nu_0) \cdot N \cdot L \quad (2.20)$$

beziehungsweise

$$\chi_{10}(\nu) = -\log_{10} \frac{I(\nu)}{I_0} = \frac{S(T) \cdot \phi(\nu - \nu_0) \cdot N \cdot L}{\ln 10} = \frac{\chi_e(\nu)}{\ln 10} \quad (2.21)$$

Zur Vereinheitlichung findet in dieser Arbeit ausschließlich die optische Dichte χ_e Verwendung.

2.3.2 Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy

Da im Experiment nicht zu vernachlässigende Störgrößen auftreten, muss Gleichung (2.19) noch erweitert werden. In einem Gasvolumen sind in der Regel Absorber und Streuzentren enthalten, wodurch die breitbandige optische Transmission T unabhängig von der Absorptionslinie herabgesetzt wird. Da es sich hier um ein sichtlinienintegriertes Messverfahren handelt, ist der Transmissionskoeffizient T auch vom Absorptionsweg L abhängig. Betrachtet man als Beispiel den Flug durch eine Tröpfchen- oder Eiskristallwolke erkennt man, dass sich der Transmissionskoeffizient mit der Zeit ändert. Andererseits detektiert die Photodiode auch die durch Sonnenlicht oder Wärmestrahlung verursachten breitbandigen Hintergrundemissionen E . In Abbildung 2.3 ist der Unterschied der Signale zu erkennen. Das reale, gemessene Detektorsignal ist gegenüber dem idealen Absorptionssignal mit einem durch die Hintergrundemissionen E verursachten „Offset“ versehen und durch den Transmissionskoeffizienten $T < 1$ geschwächt. Es ergibt sich folgende Erweiterung des Lambert-Beer'schen Gesetzes:

$$I(\nu(t), t) = I_0(t) \cdot T(\nu(t), t) e^{-S(T) \cdot \phi(\nu - \nu_0) \cdot N \cdot L} + E(\nu, t) \quad (2.22)$$

Wollte man mit Hilfe dieses Ausdrucks die Absorberzahldichte bestimmen, entstünden zwei Nachteile. Einerseits benötigte man das genaue Linienprofil $\phi(\nu - \nu_0)$, andererseits müsste ein aufwändiger, auf die Linienposition frequenzstabilisierter Laser verwendet werden. Dieses Verfahren liefert jedoch keine direkten Informationen über I_0 . Daher wäre eine Kalibrierung nötig.

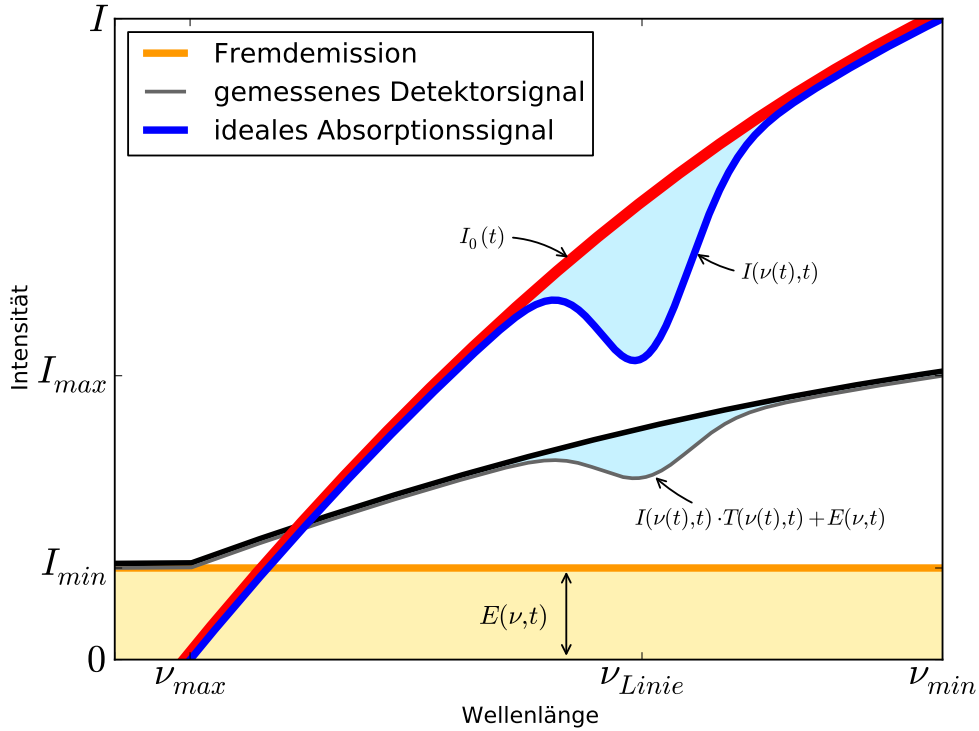


Abbildung 2.3: Funktionsprinzip der TDLAS mit Störeinflüssen

Für eine kalibrationsfreie Absolutmessung wird dieser Ausdruck nach N umgeformt und spektral integriert. Die Integration des normierten Linienprofils ϕ ergibt einen Faktor 1, sodass diese Funktion im Integral nicht mehr auftaucht.

$$N = -\frac{1}{S(T) \cdot L} \int_{-\infty}^{\infty} \ln \frac{I(\nu(t), t) - E(\nu, t)}{I_0(t) \cdot T(\nu(t), t)} d\nu \quad (2.23)$$

Durch die ideale Gasgleichung erhält man einen Ausdruck, mit dem die Volumenkonzentration c des betrachteten Gases berechnet werden kann. Hierzu ist der Druck p , die Temperatur T , die Länge des Absorptionswegs L und die Kenntnis der Linienstärke $S(T)$ erforderlich. Letztere muss entweder im Labor vermessen oder einem Tabellenwerk, wie z. B. der HITRAN-Datenbank (Rothman, 2005), entnommen werden.

$$c = -\frac{k_B \cdot T}{S(T) \cdot p \cdot L} \int_{-\infty}^{\infty} \ln \frac{I(\nu(t), t) - E(\nu, t)}{I_0(t) \cdot T(\nu(t), t)} d\nu \quad (2.24)$$

Die besondere Bedeutung dieses Ausdrucks ist, dass alle zur Konzentrationsbestimmung benötigten Messgrößen direkt gemessen werden können. Da keine Referenzwerte enthalten sind, erlaubt diese Messtechnik eine hoch selektive, kalibrationsfreie Konzentrationsbestimmung einer Molekülspezies in einer Gasmatrix.

Bei der TDLAS wird ein Teil des Absorptionslinienprofils spektral abgetastet. Dies erreicht man durch eine kontinuierliche Verstimmung der Emissionswellenlänge des Diodenlasers mit der Zeit t durch Modulation des Betriebsstroms mit einer Dreiecksfunktion. Wählt man den Abstimmbereich des Lasers groß genug, kann mittels eines Fitalgorithmus die Fläche zwischen Absorptionslinie $I(\nu(t), t)$ und der Laserintensität $I_0(t)$ bestimmt werden. Dies ist in Abbildung 2.3

zeigt. Dieses Verfahren verspricht enorme Vorteile bezüglich des Versuchsaufbaus. Einerseits muss kein aufwendiger wellenlängenstabilisierter Laser verwendet werden. Andererseits muss die Druckverschiebung, nicht zwangsläufig betrachtet werden, da dieser Effekt keinen Einfluss auf die Linienfläche hat.

Bei der Auswertung der Spektren ist zu beachten, dass sich das zeitliche Wellenlängenabstimmverhalten des Lasers mit der Abstimmgeschwindigkeit ändert. Dieses ist für jeden Laser individuell und muss experimentell bestimmt werden. Als Ergebnis erhält man den dynamischen Tuningkoeffizienten $\frac{\partial \nu}{\partial t}$, der die Zeitachse mit großer Präzision in die Wellenzahlachse abbildet (vgl. Kapitel 3.5, 5.1.5 und 6.1). Diese Korrektur ist für eine präzise Konzentrationsbestimmung unverzichtbar, da bei Nichtbeachtung Fehler von 10% bis 45% auftreten können (Ebert, 2003; Wagner, 2005). Fügt man den dynamischen Tuning-Koeffizienten in Gleichung (2.24) ein, erhält man:

$$c = -\frac{k_B \cdot T}{S(T) \cdot p \cdot L} \int_{-\infty}^{\infty} \ln \left(\frac{I(\nu(t), t) - E(\nu, t)}{I_0(t) \cdot T(t, \nu)} \frac{\partial \nu}{\partial t} \right) dt \quad (2.25)$$

Mit diesem Ausdruck können die mittels TDLAS aufgenommenen Daten präzise ausgewertet werden. In der Praxis wird die Volumenkonzentration aufgrund der kleinen Beträge in *ppmv* - Parts Per Million (Volumen) oder einfach in *ppm* ohne den Zusatz *v* angegeben.

Da die Hintergrundemissionen $E(\nu, t)$ in der Regel breitbandig im Vergleich zum Abstimmbereich des Lasers sind, können sie hier als konstant in der Wellenlänge angenommen werden. Gleiches gilt für den Transmissionskoeffizienten $T(\nu(t), t)$. Die zeitliche Änderung muss jedoch genauer betrachtet werden. Für eine detailliertere Betrachtung sind die experimentellen Randbedingungen mit einzubeziehen. Daher wird im Folgenden, als quantifiziertes Beispiel, auf einen Flug auf HALO eingegangen.

Bei einer vorgesehenen Messrate von 100 Hz und einer durchschnittlichen Fluggeschwindigkeit von 200 m/s legt das Flugzeug 1 m pro Modulationsrampe zurück. Während des Eintauchens in eine dichte Wolke oder beim Durchqueren einer inhomogenen Wolke können sich während eines Durchstimmvorgangs durchaus erkennbare Variationen in der Emission und Transmission bemerkbar machen. Aus diesem Grund wird der Laser mit einer Frequenz von 1 kHz moduliert. Durch phasenstarre Mittelung von N nacheinander aufgenommenen Modulationsrampen erreicht man eine Rauschunterdrückung, da das Rauschen mit $\frac{1}{\sqrt{N}}$ skaliert. Da während einer Modulationsrampe nur geringe Änderungen in $E(t)$ und $T(t)$ erwartet werden, können die gemittelten Emissions- und Transmissionseffekte als konstant angenommen werden.

Die Emission kann somit, wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist, am Anfang jeder Abstimmrampe bestimmt werden, da der Laser dann noch unter dem Schwellenstrom betrieben wird und somit kein Laserlicht emittiert.

Kapitel 3

Funktionsprinzip des fasergekoppelten DFB-Lasers

3.1 Entwicklung der Laserdiode

Die ersten theoretisch basierten Arbeiten über die stimulierte Emission stammen von Albert Einstein aus dem Jahr 1917. Durch seine Erkenntnisse wurde die Grundlage für eine Technologie gebildet, deren Tragweite auch bis zum heutigen Tag nur schwer abgeschätzt werden kann. 1957 konnte diese stimulierte Emission erstmals von Ch. Townes an einem MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) im Mikrowellenbereich beobachtet werden. Nur wenige Jahre später, wurde von Maiman (1960) der erste Rubin-Festkörperlaser in Betrieb genommen. Da schnell klar wurde, welches Potential diese kohärenten und monochromatischen Strahlungsquellen der Forschung eröffneten, wurden vielerorts Forschungen mit teilweise sehr unterschiedlichen Ansätzen zu diesem Thema begonnen. So wurden 1962 die ersten *GaAs* Halbleiterlaserdioden von R. N. Hall bei General Electric entwickelt ($\lambda = 850 \text{ nm}$), die einen weiteren Meilenstein in der Lasertechnik darstellen. Obwohl diese Laser gekühlt werden mussten und nur gepulst betrieben werden konnten, kamen erste spektroskopische Anwendungen auf. Mit dem Vorschlag der Verwendung dünner Schichten in „Sandwich“-Anordnung im Jahre 1963 wurde eine sehr erfolversprechende Halbleitertechnologie begründet. Durch diese Methode wurde im Jahre 1970 der Bau der ersten bei Zimmertemperatur betriebenen, kontinuierlich strahlenden und auf *Ga* basierenden Laserdiode für den IR-Bereich ermöglicht. Erstmals gelang dies am Joffe-Institut. Spätestens mit der Erfindung der Compact Disc durch die Firmen *Philips*, *PolyGram* und *Sony* Anfang der 1980er Jahre erhielt der Laser Einzug in kommerzielle Produkte, was seine Weiterentwicklung noch beschleunigte. Der erste DFB-Laser (Distributed Feedback Laser) wurde im Jahr 1983 entwickelt.

3.2 Funktionsprinzip eines Diodenlasers

Im Gegensatz zu den meisten Lasern, bei denen Übergänge zwischen diskreten atomaren Energieniveaus genutzt werden, findet der Laserübergang bei Halbleiterlasern zwischen dem Leitungs- und dem Valenzband statt. Die Energielücke E_g kann während der Herstellung durch die Dotierung des Halbleiterkristalls eingestellt werden. Die Besetzungswahrscheinlichkeit für einen Zu-

stand der Energie E innerhalb der Bänder liefert die Fermi-Dirac-Statistik.

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{k_B T}}} \quad (3.1)$$

Hier entspricht E_F der Fermi-Energie, k_B der Boltzmann-Konstante und T der Temperatur. Bei $T = 0\text{ K}$ bildet die Fermi-Energie eine scharfe Grenze zwischen voll besetzten und vollständig unbesetzten Zuständen. In diesem Fall sind also alle Energieniveaus bis $E = E_F$ besetzt, sodass der Halbleiter Isolationsverhalten aufweist. Bei höheren Temperaturen ist die Fermi-Funktion ein stetiger Übergang, sodass sich Elektronen im Leitungsband befinden können. Der Kristall bekommt Halbleitereigenschaften. Bei einer Halbleiterdiode liegt das Fermi-Energieniveau bei Raumtemperatur in der Energielücke des pn-Übergangs. Zur Initiierung der Besetzungsinversion werden Elektronen durch elektrisches Pumpen vom Valenzband in das Leitungsband angehoben. Dies geschieht durch einen Stromfluss in Durchlassrichtung. Nach einer Lebensdauer von ca. 10^{-13} s rekombinieren sie wieder in das energetisch niedrigere Valenzband und emittieren Strahlung gleicher Wellenlänge. Da die beiden Endflächen des Kristalls teilreflektierend sind, entsteht ein optischer Fabry-Perot-Resonator. Durch die Besetzungsinversion wird die stimulierte Emission zum dominierenden Strahlungsprozess und die Diode beginnt mit der monochromatischen und kohärenten Lichtemission. Der Pumpstrom, bei dem der Laserbetrieb einsetzt, wird Schwellstrom (eng.: threshold) I_{th} genannt.

3.3 Weiterentwicklung zum „Distributed Feedback Laser“

Da Fabry-Perot-Laser beim Durchstimmen der Wellenlänge Modensprünge aufweisen und nicht vernachlässigbare Seitenmoden im Emissionsspektrum erzeugen, ist dieser Lasertyp für TDLAS-basierte Konzentrationsmessungen ungeeignet.

In dieser Arbeit wurde eine auf Antimonit basierende, komplex gekoppelte Laserdiode der Firma *Nanoplus* eingesetzt, die Licht mit einer Wellenlänge von 2596 nm emittiert. In der schematischen

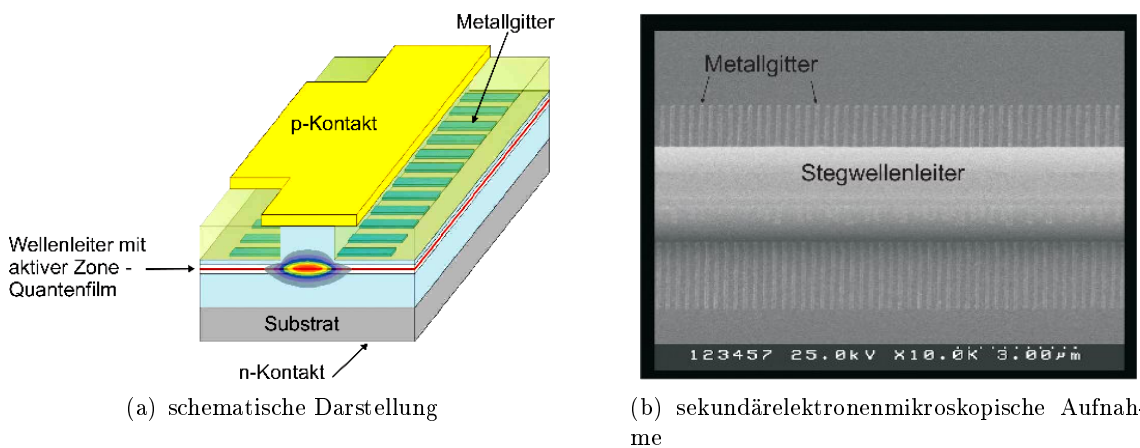


Abbildung 3.1: Funktionsprinzip eines DFB-Lasers (mit freundlicher Genehmigung der Firma *Nanoplus GmbH*)

Darstellung (Abbildung 3.1(a)) ist die aktive Zone (pn-Übergang) in Rot über dem n-Substrat (hellblau) zu erkennen. In dieser Zone wird das Laserlicht erzeugt. Auf die aktive Zone ist ein Kammwellenleiter (hellblau) mit einem Rückkopplungsgitter (eng.: feedback grating) aus Chrom aufgetragen. Da dieser Wellenleiter als Resonator wirkt, werden nur Lichtwellen verstärkt, für deren Wellenlänge die Resonatorlänge ein ganzzahliges Vielfaches ist. Durch die komplexe Kopplung der evaneszenten Lichtwellen mit diesem DFB-Metallgitter (grün), wird den nicht zum Gitterabstand passenden Moden Energie entzogen. Hierdurch wird die Anzahl der möglichen Moden im Wellenleiter weiter eingeschränkt. Dieser Lasertyp ermöglicht durch diesen Aufbau die direkte Selektion der gewünschten Bragg-Mode (Zeller u. a., 2010). Das Gitter ist in der FEM-Aufnahme 3.1(b) zu sehen. Über dem Wellenleiter befindet sich der p-Kontakt (gelb). Zusammengefasst werden drei Maßnahmen ergriffen, die höhere Moden im Resonator unterdrücken:

- Durch die Dotierung des p- und n-Materials wird eine Energielücke vorgegeben, die der Laserwellenlänge entspricht.
- Der optische Resonator verstärkt nur die der Energielücke entsprechenden Moden und ihre harmonischen Schwingungen.
- Einen hochwellenlängenselektiven Mechanismus liefert das Metallgitter, das allen nicht zum Gitterabstand passenden Moden Energie entzieht.

Diese Eigenschaften resultieren darin, dass in der Umgebung des Arbeitspunkts der Laserdiode nur Laserstrahlung mit einer definierten Wellenlänge emittiert wird (Zeller u. a., 2010). Weiterhin besitzen diese Laser eine höhere Modenstabilität (Borchert u. a., 1993; Li u. a., 1992; Park u. a., 1997), eine kleinere Empfindlichkeit gegenüber optischen Rückkopplungen (Nakano u. a., 1991; Chuang u. a., 1996) und ein besseres Modenverhalten im Vergleich zu indexgeführten Diodenlasern (Lu u. a., 1993; Lowery u. Novak, 1993).

Das Metallgitter und die Abmessungen des Wellenleiters erzeugen noch zwei weitere charakteristische Eigenschaft der emittierten Laserstrahlung. Da nur senkrecht zum Gitter polarisierte Moden transmittiert werden entsteht hochgradig polarisiertes Licht. Dieses wird durch die Abmessung des Wellenleiters, die der Wellenlänge der erzeugten Lichtwellen entspricht, als TEM₀₀-Mode mit elliptischem Profil emittiert.

3.4 Statische Wellenlängenabstimmung

Wie bereits erwähnt, dass die emittierte Wellenlänge vom Gitterabstand des Metallgitters im Wellenleiter abhängt. Dies bedeutet, dass die Wellenlänge der Laserstrahlung durch eine Längenänderung des Substrats eingestellt werden kann. Aufgrund dieser Empfindlichkeit und der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex des Wellenleiters werden DFB-Laser mit einer sehr genauen Temperaturregelung ausgestattet. Dieser Regelkreis wird aus drei Elementen realisiert. Die Regelstrecke ist die Laserdiode selbst. Die Regelgröße wird durch einen möglichst dicht an der Laserdiode angebrachten temperaturabhängigen Widerstand gemessen und zum PID-Regler zurückgeführt. Dieser Regler ermittelt die Stellgröße, die mit einem zwischengeschalteten Treiber direkt das Peltier-Element ansteuert, welches die Laserdiode erwärmt oder abkühlt. Diese Regelung muss für ein TDL-Spektrometer so hochwertig sein, dass die Lasertemperatur

auf ca. $0,001 K$ genau geregelt wird. Innerhalb des üblichen Arbeitsbereiches eines im Infraroten emittierenden DFB-Lasers zwischen $20^\circ C$ und $40^\circ C$ kann die Wellenlänge um ca. $4 - 9 nm$ verstimmt werden. Da die auftretenden Effekte für kleine Temperaturänderungen linear von der Temperaturänderung abhängen, ist dieses statische Temperaturabstimmverhalten (auch statisches Tuning genannt) des Lasers auch in guter Näherung linear.

Eine weitere Möglichkeit, die Wellenlänge zu verstimmen, ist die Änderung des Diodenstroms. Da der Laser einen Teil der aufgenommenen Leistung in Wärme umwandelt, werden dieselben Wirkungen hervorgerufen. Da die Leistungsaufnahme eines Widerstandes vom Quadrat des durchflossenen Stromes abhängt, ergibt sich in erster Näherung eine Wellenlängenabhängigkeit mit demselben Verhalten. Eine Abweichungen vom quadratischen Verhalten werden dadurch verursacht, dass eine Diode kein ohmscher Widerstand ist. Im typischen Arbeitsbereich zwischen $25 mA$ und $110 mA$ verstimmt sich ein solcher Laser um ca. $3 nm$.

Beide genannten Charakteristiken des Lasers gelten nur bei sich sehr langsam ändernden Temperaturen und Strömen, sodass sich im Laser ein thermodynamisches Gleichgewicht einstellen kann.

3.5 Dynamische Wellenlängenabstimmung

Zum Erreichen einer guten Zeitauflösung eines TDL-Spektrometers ist eine schnelle Modulation des Laserstroms notwendig. Da der Laser durch dieses schnelle Laser-Tuning nicht mehr im thermodynamischen Gleichgewicht betrieben wird, sind die Resultate des statischen Falls so nicht mehr exakt anwendbar. In Teichert (2003) wurde ein einfaches Modell zur Beschreibung des dynamischen Prozesses angegeben, das von einer exponentiellen Relaxation ausgeht. Für dieses Modell wird angenommen, dass sich die Temperaturänderung $\frac{\partial T}{\partial t}$ im Halbleiter durch die Wärmekapazität C und die Differenz zwischen der erzeugten Wärme W und der nach außen in das Substrat abgeführten Wärme, die als proportional zur Temperaturdifferenz angenommen wird, beschreiben lässt.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{C} \cdot (W - k_B (T - T_{Substrat})) \quad (3.2)$$

Aus dieser Gleichung ist das statische Laserverhalten als Spezialfall $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ herzuleiten.

$$T = \frac{W}{k_B} + T_{Substrat} \quad (3.3)$$

Nach Lösung der Differentialgleichung ergibt sich für einen Wärmeeintrag ΔW eine Temperaturänderung von:

$$\Delta T = \frac{\Delta W}{k_B} \left(1 - e^{-\frac{k_B T}{C}} \right) \quad (3.4)$$

Mit der Annahme für das statische Tuning, dass die Wellenlängenänderung $\Delta \lambda$ proportional zur Temperaturänderung ΔT ist und diese wiederum proportional von der Betriebsstromänderung ΔI abhängt, ergibt sich:

$$\Delta \lambda = k_0 \Delta I \quad (3.5)$$

Die Proportionalitätskonstante k_0 entspricht dann gerade der statischen Stromabstimmrate. Diese setzt sich aus einem instantan folgenden Anteil k_∞ und einem temperaturbedingten Anteil k_{therm} zusammen. Ersterer ist auf eine durch eine Ladungsträger-Dichteveriation und der daraus

resultierenden Brechungsindexänderung zurückzuführen. Damit ergibt sich die Wellenlängenänderung zu

$$\Delta\lambda = k_{\infty}\Delta I + k_{therm}\Delta I \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (3.6)$$

Mit τ wurde eine Zeitkonstante eingeführt, die das Aufwärm- beziehungsweise Abkühlverhalten der Laserdiode beschreibt. In dieser Arbeit wurde der Laser ausschließlich mit einer Dreiecksfunktion moduliert. Damit gilt: $dI/dt = const.$ Aus dieser Vorgabe ergibt sich $k \cdot dI = k \cdot \frac{dI}{dt} dt = k'$ als Zusammenhang zwischen Zeit und Strom. In differentieller Schreibweise folgt aus Gleichung 3.6

$$d\lambda = k'_{\infty} dt + k'_{therm} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (3.7)$$

Durch Integration über die Zeit erhält man

$$\lambda(t) = \lambda_0 + k'_{\infty}t + k'_{therm} \left(t + \tau e^{-\frac{t}{\tau}}\right) = \lambda_0 + k'_{\infty}t + k'_{therm}\tau e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.8)$$

Dieses Modell geht davon aus, dass die Wärme durch ohmsche Verluste homogen im Kristall erzeugt wird. Tatsächlich ist der Widerstand im p-dotierten Bereich größer, sodass dort, abseits der aktiven Zone, der hauptsächliche Wärmeeintrag stattfindet. Dieser Effekt führt zu einer Phasenverschiebung zwischen Laserstrom und Wellenlänge (Abdelkader u. a., 1992), der auch von Pleban (1998) beobachtet wurde, jedoch nicht weiter erklärt worden ist. In einem anderen Ansatz wird versucht, durch das Aufstellen von Wärmeleitungsgleichungen inklusive Wärmestrahlung und unter Berücksichtigung der Oberflächenstruktur ein präziseres Modell zu entwickeln (Kobayashi u. a., 1982). Dieses Modell setzt jedoch die Kenntnis der Schichtstruktur der Laserdiode voraus, welche aber von den Herstellern vertraulich behandelt wird.

Der Effekt, dass der Laser bei schnellerer Strommodulation beziehungsweise kürzer stattfindender Wärmezufuhr eine geringere Abstimmtiefe aufweist, ist ein wichtiges Resultat dieses Modells.

3.6 Entwicklung der Glasfaser

Als John Tyndall 1870 zeigte, dass Licht in dünnen Wasserstrahlen übertragen werden kann, schuf er damit die Grundlage der heutigen Faseroptik. Daraufhin wurden Glasröhrchen und Quarzglasfasern verwendet, um diesen Effekt weiter zu untersuchen. Doch erst durch die Erfindung des Lasers und den damit unterbundenen chromatischen Aberrationen bei der Lichtübertragung schaffte diese Technik den Durchbruch in der kommerziellen Forschung. Bereits 1966 konnte man Laser mit Glasfasern koppeln und so Informationen über weite Entfernungen übertragen. Der große Vorteil der Übertragung von elektromagnetischen Wellen in einem Dielektrikum wurde schnell erkannt. Zum einen liegen die theoretischen Übertragungsgrenzen aufgrund der hohen Frequenzen der Lichtwellen weit über denen von Kupferkabeln mit niederfrequent modulierten Wechselströmen. Zum anderen entsteht kein Leitungsübersprechen, was als Nebeneffekt die Abhörsicherheit enorm erhöht. Auch der Rohstoff Quarzsand ist nahezu überall auf der Welt verfügbar. Im Jahre 1970 stellten Wissenschaftler der Firma *Corning-Glaswerke* eine vergleichsweise transparente Quarzglasfaser her, die eine Dämpfung von 20 dB/km erreichte und damit den erhältlichen Kupferkabeln ebenbürtig war. Schon 1982 wurde weitaus niedrigere Dämpfung von 0,16 dB/km erreicht. Hiermit wurde die Leistungsfähigkeit von Kupferkabeln um ein Vielfaches übertroffen. Dies gelang durch die Erhöhung der Reinheit des Quarzglases, denn besonders Eisen-, Nickel-, und Kupferionen sorgen für eine starke Dämpfung. Weiterhin wurden

die OH-Gruppen, durch die Beseitigung von Wasser im Glas reduziert, was die Dämpfung weiter reduzierte. Diese Maßnahme kommt der Wasserspektroskopie zu Gute, da die hierzu benötigten Wellenlängenbereiche seither nicht mehr so stark abgeschwächt werden. Inzwischen sind Glasfasern zum wichtigsten Kommunikationsmedium geworden.

3.7 Funktionsprinzip einer Glasfaser

Alle handelsüblichen Glasfasern sind in ihrem Aufbau gleich. Der zur Lichtleitung verwendete Faserkern (eng.: Core) hat einen leicht größeren Brechungsindex als die Ummantelung (eng.: Cladding). Lichtwellen, die von innen auf diese Grenzfläche treffen, werden bis zum Erreichen des Akzeptanzwinkels der Faser totalreflektiert. In der Regel wird das Cladding noch mit einer Polymerschicht (eng.: Coating oder Buffer) überzogen. Diese Schicht dient dem Schutz der Faser und wird in der Regel in einer Stärke dem halben Faserdurchmesser entsprechend aufgetragen. Es gibt drei wichtige Fasertypen, die sich in der inneren Struktur unterscheiden: Die „Multi-Mode“ Stufenindexfaser, die „Multi-Mode“ Gradientenindexfaser und die Single-Mode Glasfaser. In der TDLAS werden hauptsächlich „Single-Mode“ Glasfasern verwendet, da sie weniger Störeffekte zulassen. Einerseits ist es in diesem Fasertyp nicht möglich, durch das eingekoppelte einmodige Laserlicht höhere Moden anzuregen, andererseits können keine intermodalen Dispersionseffekte auftreten (Hecht, 2001).

Der Akzeptanzwinkel lässt sich im Rahmen der geometrischen Optik mit dem Snelliusschen Brechungsgesetz berechnen.

$$\sin \theta_{max} = \frac{1}{n_{Luft}} \sqrt{n_{Core}^2 - n_{Cladding}^2} \quad (3.9)$$

Eine Herleitung ist Hecht (2001) zu entnehmen. Da der Kerndurchmesser von Single-Mode Fasern in der Größenordnung der Wellenlänge des zu übertragenden Lichts liegt, reicht die geometrische Optik zur Beschreibung der physikalischen Effekte nicht mehr aus. Für ein besseres Modell müssten bei diesem Fasertyp die Maxwell-Gleichungen im Rahmen der klassischen Elektrodynamik angewendet werden. In dieser Arbeit wurden Simulationen mit dem „Ray-Tracing“-Programm Zemax verwendet, das ein solches wellenoptisches Modell enthält. Durch diese Simulation wurde festgestellt, dass die sich aus der geometrisch Optik ergebenden Akzeptanzwinkel der verwendeten „Single-Mode“-Glasfasern mit einem Kerndurchmesser von $9 \mu m$ um 12% zu groß abgeschätzt wurden. Daher wurden für die Entwicklung der Glasfaserkopplung und der offenen Messzelle ausschließlich Simulationsdaten verwendet. Für spätere Analysen wurden die Akzeptanzwinkel der Glasfasern gemessen (vgl.: Kapitel 5.4.3).

3.8 Charakterisierung von „Single-Mode“ Glasfasern

„Single-Mode“ Glasfasern werden durch vier Größen charakterisiert - der Dämpfungsbelag (D in $[dB/m]$), die numerische Apertur (NA), der Modenfelddurchmesser (MFD) und die „Cut-Off“-Wellenlänge λ_{cut} .

Die numerische Apertur kennzeichnet den Öffnungswinkel des aus der Faser austretenden gauß-

förmigen Strahlkegels und berechnet sich nach folgender Formel.

$$\text{NA} = n \cdot \sin(\alpha) \quad (3.10)$$

n bezeichnet den Brechungsindex des Mediums hinter der Austrittsfläche und α den halben Öffnungswinkel des Lichtkegels, wobei der Winkel hierbei auf das auf 5% abgefallene Intensitätsniveau des gaußförmigen Lichtkegels bezogen wird.

Der Modenfelddurchmesser ist der Strahldurchmesser beim Austritt aus der Faser. Hier ist zu beachten, dass sich bei diesem Wert nicht auf das 5%-Niveau des Laserstrahlprofils, sondern auf das 13,5%-Niveau bezogen wird. Abbildung 3.2 veranschaulicht den Zusammenhang zwischen den genannten Niveaus und der FWHM. Der Umrechnungsfaktor 0,817 ergibt sich aus den zugehörigen Abszissenwerten.

$$\text{MFD} = \frac{2\lambda}{0,817 \cdot \pi \cdot \text{NA}} \quad (3.11)$$

Der MFD ist von der Wellenlänge λ abhängig.

Um zwischen dem Winkel der vollen Halbwertsbreite (FWHM) bzw. dem entsprechenden vollen Öffnungswinkel α_{50} und dem für die numerische Apertur verwendeten Winkel α umzurechnen, benötigt man folgende Beziehung.

$$\tan(\alpha) = \frac{\text{FWHM}}{2 \cdot l} \cdot 2,08 = \tan\left(\frac{\alpha_{50}}{2}\right) \cdot 2,08 \quad (3.12)$$

l entspricht dem Abstand der Projektions- zur Lichtaustrittsfläche.

Die „Cut-off“-Wellenlänge ist die kurzwellige Begrenzung für Single-Mode Transport. Unterhalb dieser Wellenlänge wird keine gaußförmige Mode mehr emittiert. Der nutzbare Wellenlängenbereich ist vom Fasertyp abhängig und kann bis zu $1,3 \cdot \lambda_{\text{cut}}$ betragen. Mit steigender Wellenlänge wird die Faser zunehmend biegeempfindlich und die Transmissionsverluste steigen (SuK, 2011).

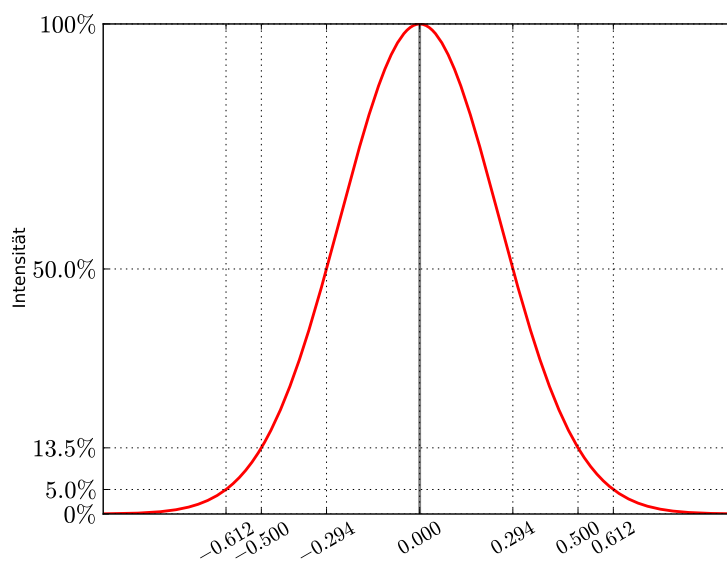


Abbildung 3.2: Darstellung der für die Fasercharakterisierung verwendeten Intensitätsniveaus einer Gaußverteilung

Kapitel 4

Konzept des HAI Hygrometers und Integration in HALO

Das HAI-Hygrometer ist für den Einbau in das Forschungsflugzeug HALO entwickelt worden. Es ist derart konstruiert, dass es in der Lage ist, sowohl Wasserdampf als auch den Gesamtwassergehalt der Luft zu messen. Die Wasserdampfmessung wird mit einer offenen Messzelle (eng.: Open-Path genannt), die außerhalb der Grenzschicht des Flugzeugrumpfes misst, durchgeführt. Für die extraktive Gesamtwassermessung werden die Partikel in der Messluft durch beheizte Edelstahlrohre verdampft. Durch Subtraktion beider Feuchtwerte kann die Summe aus flüssigem und festem Wasser berechnet werden. Um die nötige Dynamik in der Gasphasenmessung von wenigen *ppm* bis ca. 10000 *ppm* bei gleichzeitig kompakter Bauweise zu erreichen, ist die Implementierung von zwei Spektrometer-Messpfaden nötig. Ein Spektrometer für große Konzentrationen soll im $1,4 \mu\text{m}$ - Oberton- und Kombinationsschwingungsband des Wassermoleküls bis in den einstelligen *ppmv*-Bereich messen. Das zweite Spektrometer für kleine Konzentrationen soll im $2,6 \mu\text{m}$ - Grundschiwungsband Konzentrationsmessungen von unter einem *ppmv* ermöglichen, wobei letzterem aufgrund der nötigen neuen Technologien besondere Bedeutung zukommt. Im Detail wird hierauf in den Kapiteln 5 und 6 eingegangen.



Abbildung 4.1: HALO im Hangar in Oberpfaffenhofen

4.1 Aufteilung der Hygrometerkomponenten

Das Hygrometer ist in zwei Baugruppen aufgeteilt: Ein 19" Rack-Einschub und eine offene Messzelle mit zwei Absorptionspfaden. Der Rack-Einschub, der den Computer, die Laser und die Messzellen für die Gesamtwassermessung enthält, wird in einem HALO-Standard-Rack (siehe Abbildung 4.4(a)) in der Flugzeugkabine montiert. Die offene Messzelle wird in den Flugzeugrumpf eingebaut und kann somit direkt die Wasserdampfkonzentration in der das Flugzeug umgebenden Luft messen. Abbildung 4.2 zeigt die Aufteilung der einzelnen Komponenten des Hygrometers. Die tiefblauen Blöcke entsprechen hierbei den beiden Baugruppen.

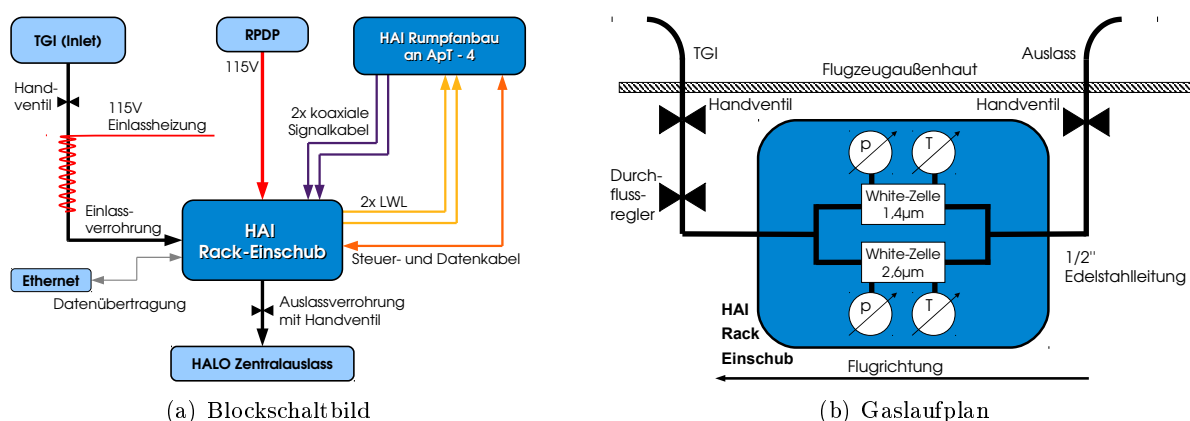


Abbildung 4.2: Integration des HAI in HALO

Für die Absorptionsmessung in der freien Atmosphäre muss das Laserlicht vom Rack-Einschub zur offenen Messzelle übertragen werden. Diese Lichtübertragung erfolgt mittels „Single-Mode“-Glasfasern, welche in Abbildung 4.2(a) in Gelb dargestellt sind. Für den $1,4\ \mu\text{m}$ Laser wird eine Standard SMF-28 Telekom „Single-Mode“-Glasfaser aus Quarzglas benutzt. Dieser Fasertyp ist robust und kann auch in sehr kalter und feuchter Umgebung eingesetzt werden. Für die Übertragung des $2,6\ \mu\text{m}$ Laserlichts wurden zwei Spezialfasern aus fluorhaltigen Gläsern, so genannte fluorierte Glasfasern, getestet: Eine „Single-Mode“-Glasfaser der Firma *IR-Photonics* und eine der Firma *Leoni*. Diese Tests werden detailliert in Kapitel 5.4 behandelt. Diese Glasfasern werden an der Rückseite des Rack-Einschubs angeschlossen und durch die Kabine bis zur Einbauposition, der „Aperture Plate“, verlegt.

Im selben Kabelbaum werden auch zwei $50\ \Omega$ -Koaxialkabel zur Übertragung der verstärkten Messsignale (violett) und ein weiteres mehradriges Kabel für die Spiegelheizungen sowie die Temperatur- und Drucksensoren geführt (orange).

Der Gaslaufplan für die extraktiv messenden Gesamtwasser-Messzellen ist in Abbildung 4.2(b) gezeigt. Für diese Messzellen wird eine beheizte Edelstahlrohrleitung (schwarz) vom „Trace Gas Inlet“ (Abk.: TGI), einer Luftansaugvorrichtung, zum Rack verlegt. Die Heizung muss dabei genug thermische Energie auf die Messluft übertragen, um Wassertröpfchen und Eiskristalle vollständig verdampfen zu lassen. Nur so kann eine korrekte Gesamtwassermessung gewährleistet werden. Hierzu sind in der Regel einige $100\ \text{W}$ Heizleistung nötig. Am Rack-Einschub befindet sich ein $1/4$ " Anschluss zur Luftversorgung.

Für die Ableitung der Messluft zum HALO-Zentralauslass ist eine weitere Rohrleitung notwendig

(schwarz). Um den Luftstrom möglichst wenig zu stören, ist diese als $1/2''$ Leitung ausgeführt. Im Rack-Einschub sind die Rohre so angeordnet, dass für beide Zellen gleiche Strömungswiderstände herrschen. Hierdurch soll gewährleistet werden, dass der Luftstrom zu gleichen Teilen aufgespalten wird. Während die Durchflussmenge der zu messenden Luft mit einem elektronischen Flussregler einem so genannten Flow-Controller, eingestellt wird, dienen die beiden Handventile zum Verschluss der Messzelle für den Fall einer auftretenden Störung.

4.2 Einbauposition der offenen Messzelle

Die offene Messzelle ist vom Platzbedarf her so kompakt konstruiert, dass sie auf eine $15,1'' \times 11,1'' \approx 384 \text{ mm} \times 282 \text{ mm}$ Grundplatte (eng.: Aperture Plate genannt) in den Flugzeugrumpf montiert werden kann. Vorgesehen ist die Aperture Plate ApT-4 an der Rumpfoberseite über den Rack-Einbaupositionen 12 und 13 (vgl. Abbildungen 4.3(a) und 4.5). Die Position im Rumpf ist in der Abbildung 4.4(b) gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die vor der Messzelle liegende ApT-1 zur verwendeten ApT-4 versetzt angebracht wurde. Hierdurch wird verhindert, dass die Luftströmung zur offenen Zelle durch ein davor montiertes Experiment abgeschattet bzw. stark verwirbelt wird. Die „Aperture Plate“ ApT-4 ist in Abbildung 4.3 als Volumenmodell abgebildet. Die Grundplatte der Messzelle (gelb) ist hierbei so konstruiert, dass sie mit dem Retainer-Block (grau) luftdicht in die im Flugzeugrumpf (grün) integrierte Fassung (rot) eingesetzt werden kann.

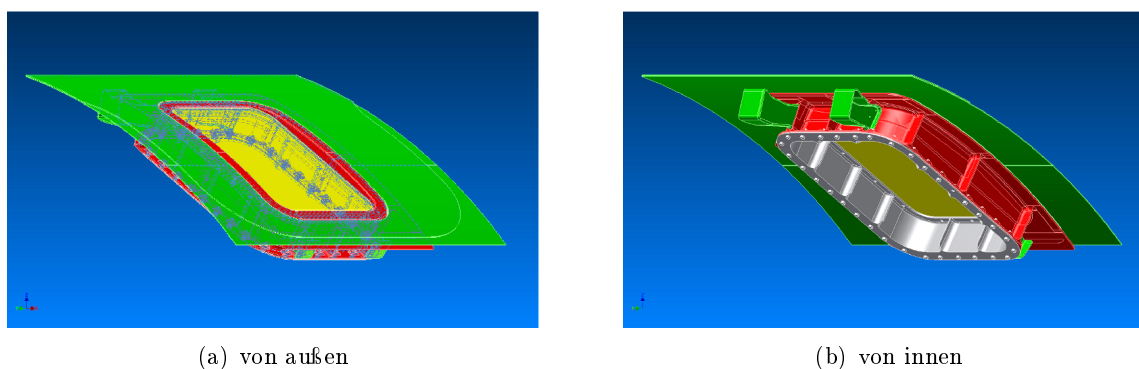
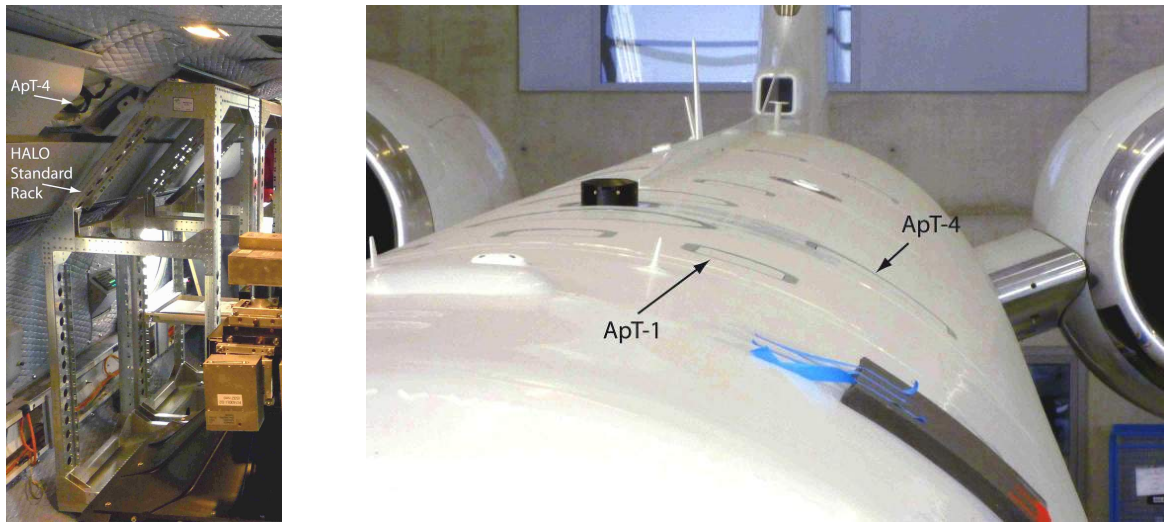


Abbildung 4.3: 3-dimensionales Modell der Aperture Plate ApT-4

In Abbildung 4.4(a) ist die Innenseite der „Aperture Plate“ mit einem daneben positionierten HALO-Standard-Rack gezeigt. Die Position des Racks entspricht der Position Nr. 12 in Abbildung 4.5. Es ist zu erkennen, dass die Abstände zwischen Rumpf und Rack nur sehr klein sind, sodass speziell bei der Verlegung der $2,6 \mu\text{m}$ Glasfaser berücksichtigt werden muss, dass die Krümmungsradien von mindestens 50 mm eingehalten werden. Diese Randbedingung bei der Verlegung muss auch dann eingehalten werden, wenn direkt unter dieser „Aperture Plate“ ein weiteres Rack positioniert ist. Auf diese Messzelle wird in Kapitel 7 detailliert eingegangen.



(a) Rack in der Kabine

(b) Rumpfoberseite

Abbildung 4.4: Einbauposition der offenen Messzelle

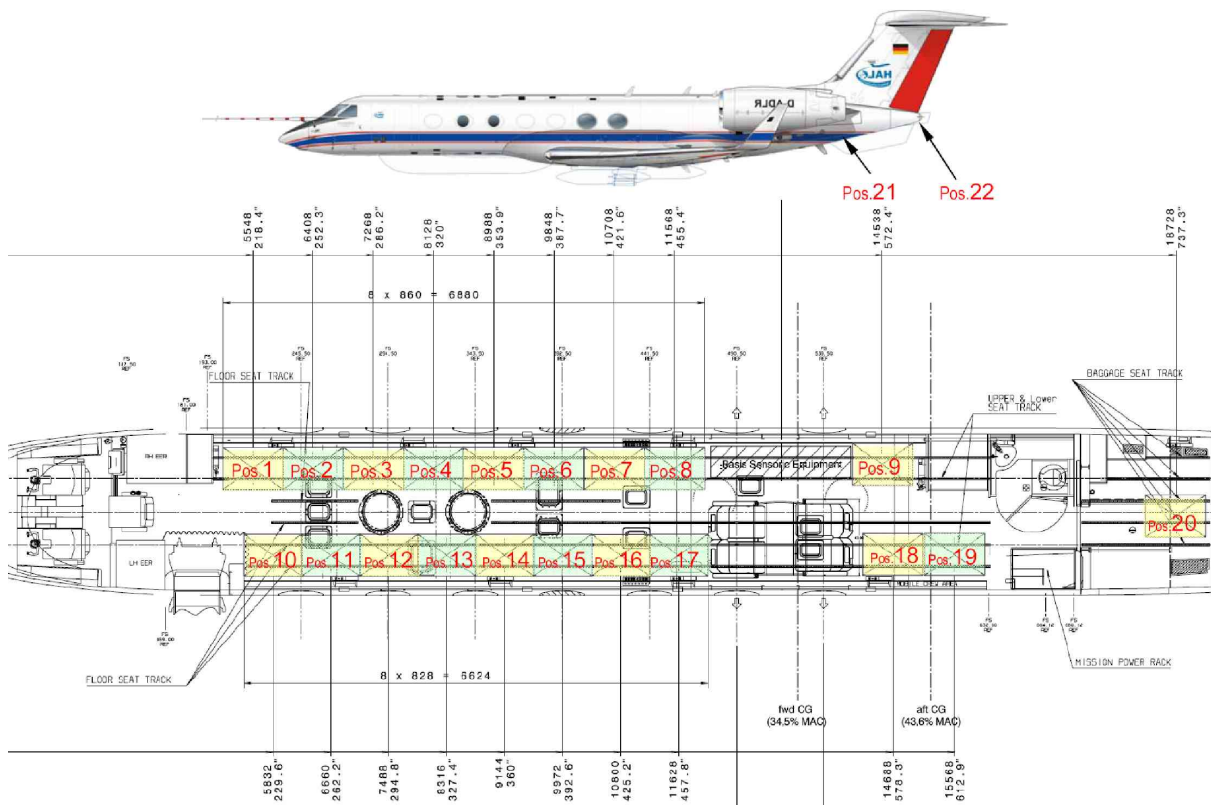


Abbildung 4.5: HALO Kabinen Layout mit Einbaupositionen (Quelle: DLR)

4.3 Position und Aufbau des Rack-Einschubs

4.3.1 HALO-Standard-Rack

Neben dem HAI sollen noch zwei weitere Hygrometer in demselben Rack (siehe Abbildung 4.4(a)) eingebaut werden. Für diese aktuell geplante Konfiguration reichen die Luftströme eines einzigen TGI, um alle drei im Rack eingebauten Experimente mit Messluft zu versorgen. Geplante Geräte neben dem HAI sind das Fast In-situ Stratospheric Hygrometer (Abk.: FISH) (Zöger u. a., 1999) und das ISOTopes WATER - Hygrometer (Abk.: ISOWAT) (Dyroff u. a., 2010). Ersteres ist ein Lyman- α Hygrometer und wird von unserer Arbeitsgruppe betrieben, letzteres ist ein TDL, das mittels 2f-Modulation das Isotopenverhältnis zwischen H_2O^{16} und H_2O^{18} bestimmt. Dieses Gerät wird vom Institut für Meteorologie und Klimaforschung am Karlsruher Institut für Technologie entwickelt und betrieben.

Da die beiden anderen Hygrometer ohne weitere Komponenten in dem HALO-Standard-Rack eingebaut werden, hängen die für dieses Rack benutzbaren Positionen in erster Linie von der Länge der für den HAI verwendeten Glasfasern ab. Es empfiehlt sich jedoch, die Übertragungswege zur offenen Messzelle möglichst klein zu halten, da die Glasfasern eine nicht zu vernachlässigende Dämpfung aufweisen und die in die Koaxialkabel eingestrahlten Störungen von der Kabellänge abhängen. Aus diesem Grund empfiehlt es sich die Positionen 11 - 14 beziehungsweise 3 und 4, die im Kabinenlayout in Abbildung 4.5 gezeigt sind, zu wählen.

4.3.2 Aufbau des HAI Rack-Einschubs

Dieser Rack-Einschub beinhaltet alle zum Messbetrieb benötigten Komponenten bis auf die offene Messzelle. Er benötigt nur eine Versorgungsspannung von 115 V mit 400 Hz. Dieses ist die von den Triebwerken gelieferte Stromversorgung. Im Einschub wird diese Spannung mit einem Schaltnetzteil der Firma *Vicor* Typ: Vipac VP-02364827 in zwei Gleichspannungen (+15 V und -15 V) gewandelt. Mit diesen beiden zusätzlichen Spannungen werden alle elektronischen Komponenten im Rack-Einschub betrieben. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 4.6 gezeigt. In den Abbildungen 4.7 ist der Rack-Einschub abgebildet.

Als Plattform zum Steuern und Datenerfassen wird ein x64-Computer mit Windows XP und der Programmiersprache LabVIEW der Firma *National Instruments* verwendet. Hierbei handelt es sich um einen aus Mobile-Komponenten aufgebauten Embedded Controller mit vier Prozessorkernen, der über einen PXI-Bus (PCI eXTensions for Instrumentation; ein für die Mess- und Automatisierungstechnik erweiterter PCI-Bus) mit den Analog-Digital-Wandler Karten und einem Frequenzgenerator verbunden ist. All diese Baugruppen sind in einem PXI-Rack Typ NI PXI-1000B im Rack-Einschub integriert.

Alle PXI Komponenten wurden bezogen auf die Leistungsfähigkeit so ausgewählt, dass das Spektrometer in einem zukünftigen Entwicklungsschritt auch mit der hochempfindlichen 2f-Methode betrieben werden könnte. Weiterhin unterstützen alle Komponenten LabVIEW Real-Time, sodass die Leistungsfähigkeit zu einem späteren Zeitpunkt erheblich gesteigert werden kann. Die Implementierung ist jedoch noch nicht durchgeführt worden. Der Computer übernimmt sowohl die Steuerung des Hygrometers als auch die Aufnahme und Auswertung der Spektrometer- und Umgebungsdaten. Der Funktionsgenerator, Typ NI PXI-5402 zur Ansteuerung der Lasertreiber, hat eine Auflösung von 14 Bit und eine Abtastrate von 40 MSa/s. Die Datenaufnahme wird auf zwei Analog-Digital-Wandlerkarten aufgeteilt. Die schnelle Karte, Typ NI PXI-6133 mit acht

symmetrischen Eingängen, 14 *Bit* Auflösung und 3,33 *MSa/s* Abtastrate übernimmt die Aufnahme der Spektrometerdaten (im Bild lila). Eine langsame Karte, Typ NI PXI-6289 mit 32 Eingängen, 18 *Bit* Auflösung und 500 *kSa/s* Abtastrate und 2 Analogausgängen mit 16 *Bit* und 2,8 *MSa/s* nimmt die Temperatur- und Druckwerte auf und ermöglicht die Laserüberwachung und -regelung (im Bild orange).

Zum Betrieb der Laser wurde für die in dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse ein Lasertreiber der Firma *Thorlabs* verwendet. Es handelt sich um den per USB-Bus steuerbaren Lasertreiber ITC-5022. Da dieser Lasertreiber eine für den Aufbau des Rack-Einschubs unvorteilhafte Betriebsspannung von 48 *V* benötigt und eine kompliziert zu bedienende Temperaturregelung besitzt, soll im späteren Flugbetrieb ein anderes Modell des selben Herstellers verwendet werden. Der analog aufgebaute Lasertreiber ITC-102 hat eine komfortable und präzise Temperaturregelung, die durch einen analogen Eingang am Lasertreiber geregelt werden kann. Durch diese Funktion wird die Linienposition des Lasers auf der Stromrampe stabilisiert, sodass Temperaturschwankungen kompensiert werden.

Zur Verstärkung der kleinen Photoströme im *mA*-Bereich werden Transimpedanzverstärker der Firma *Femto Messtechnik GmbH* verwendet. Für die Detektoren der offene Messzelle werden Verstärker mit variablem Verstärkungsfaktor (Typ: DLPCA-200-S) verwendet, damit die Photoströme an die Eingangspegel der Analog-Digital-Wandler angepasst werden können. Diese variable Verstärkung ist nötig da es möglich ist, dass die Reflektivität der Spiegel durch Verschmutzungen reduziert wird und so weniger optische Leistung auf die Detektoren auftrifft. Für die im Rack-Einschub eingesetzten Detektoren werden Verstärker mit einem voreingestelltem Verstärkungsfaktor von 10^4 (Typ: HCA-S) verwendet.

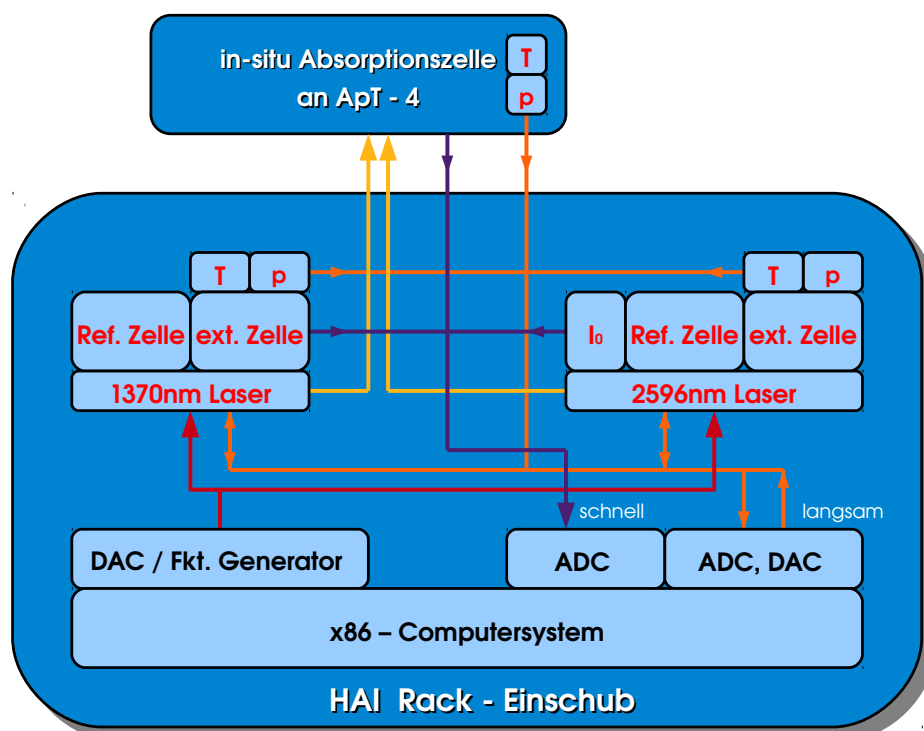
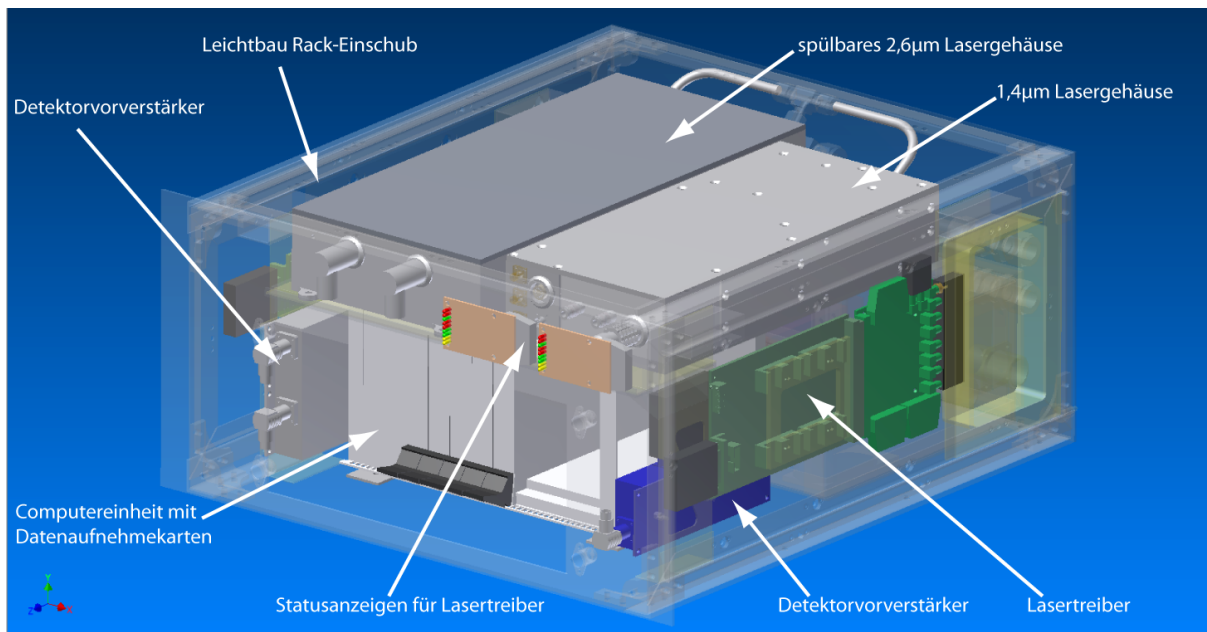
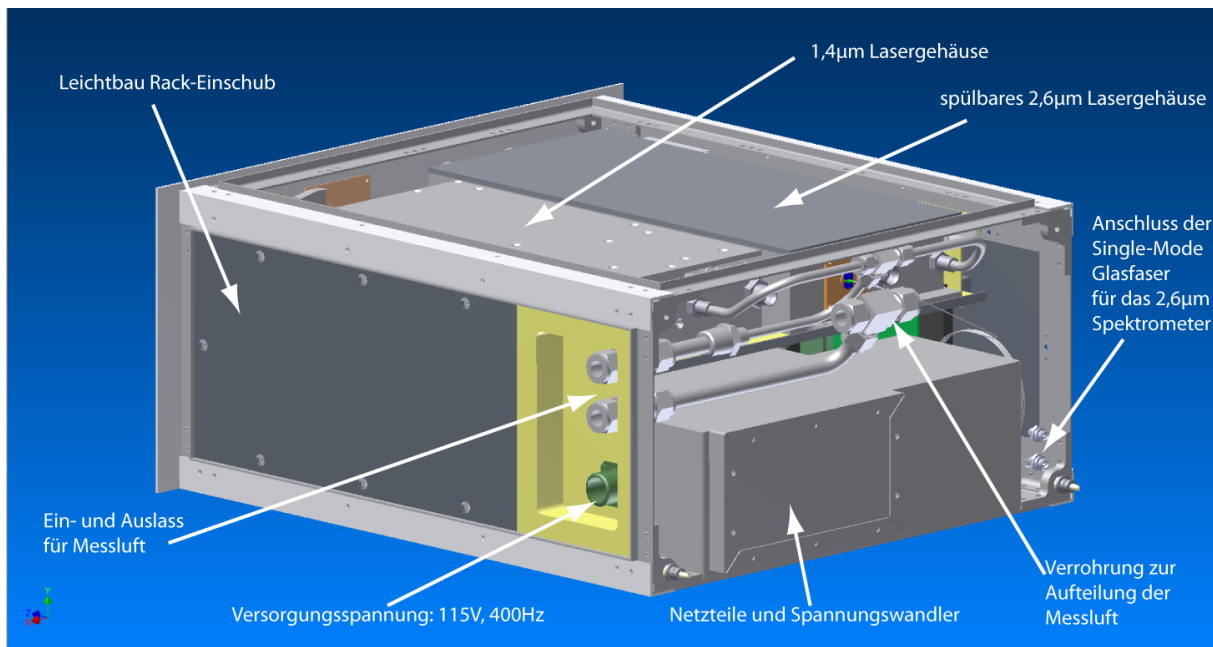


Abbildung 4.6: Schematische Zeichnung des HAI



(a) von vorne



(b) von hinten

Abbildung 4.7: 3-dimensionales Modell des HAI Rack-Einschubs

4.4 HAI Spektrometernessdaten

4.4.1 Auswahl geeigneter Absorptionslinien

Wie in der Einleitung dieses Kapitels erwähnt, kann die große erforderliche Dynamik des Spektrometers nur durch die Verwendung zweier Spektrometerpfade realisiert werden. Die Leistungsfähigkeit jedes einzelnen Spektrometerpfads hängt jedoch entscheidend von der Wahl der Absorptionslinien ab. Neben der Zugänglichkeit des Spektralbereichs durch geeignete Laser, Detektoren und optische Bauteile muss auch deren Emissionsleistung, Empfindlichkeit und Rauschverhalten berücksichtigt werden. Weiterhin müssen die Absorptionslinie betreffende, physikalische Effekte in den Auswahlalgorithmus miteinbezogen werden. Die maßgeblichen Parameter sind: Absorptionsstärke, Temperaturabhängigkeit der Absorptionsstärke, Druckverbreiterung und Querbeeinflussung durch benachbarte Linien (Wunderle, 2010).

Während zur Spektrensimulation das Programm TomTrans 14.8.2 genutzt wurde, das in Fernholz (2001) beschrieben ist, ist in Wunderle u. a. (2006) und Wunderle (2010) eine Erweiterung erarbeitet worden, mit der geeignete Absorptionslinien anhand der genannten Parameter applikationsspezifisch selektiert werden können. Somit stand ein Programm zur Verfügung, mit dem unter Berücksichtigung der Umgebungsbedingungen eine optimale Absorptionslinie aus sich überlagernden Spektren verschiedener Spezies selektiert werden kann.

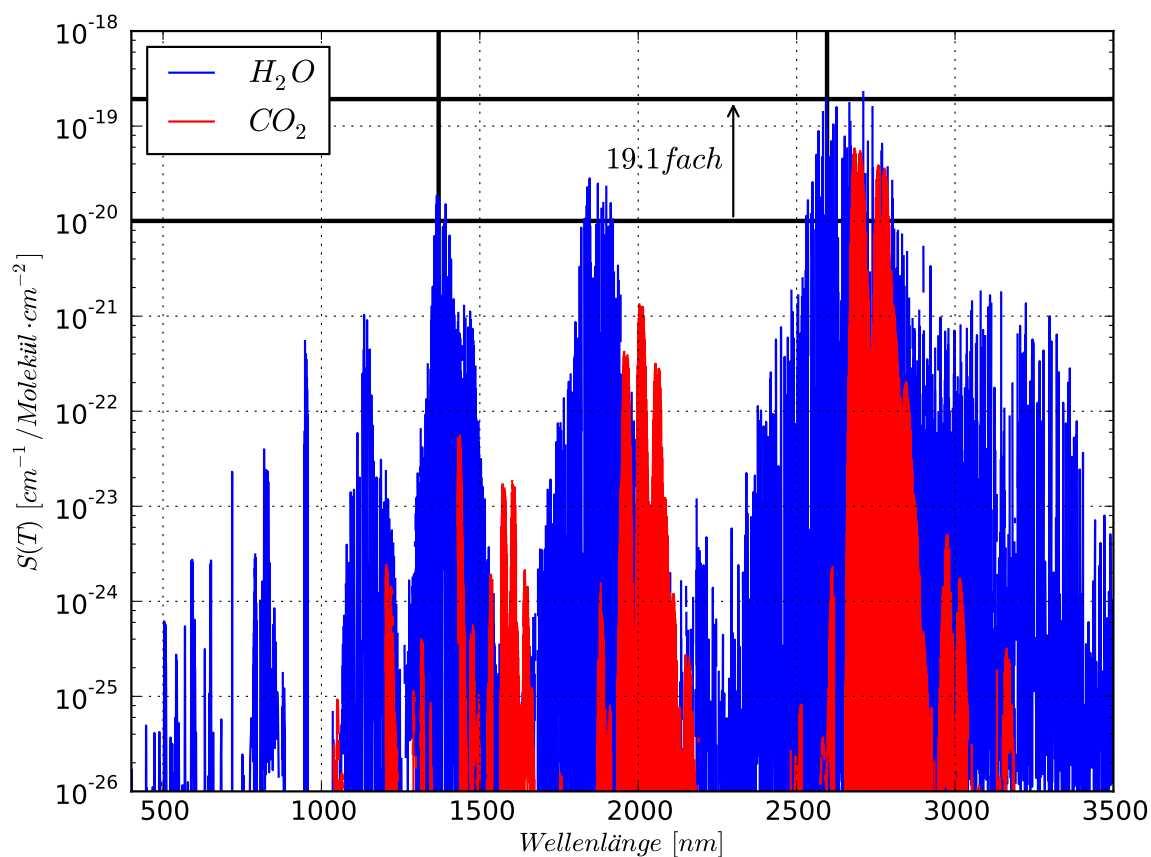


Abbildung 4.8: Spektren von H_2O und CO_2 mit eingezeichneten Absorptionslinien und Linienstärken $S(T)$ des HAI: 1369,97 nm und 2596,02 nm

Da sich die Absorptionslinien nicht nur in ihrer Linienstärke, sondern auch in ihrer Temperaturabhängigkeit unterscheiden, müssen die Prioritäten bei der Linienselektion anwendungsspezifisch gesetzt werden. Für dieses Spektrometer wurden Linien mit einer möglichst großen Linienstärke ausgewählt.

Zur Auswertung wurde die HITRAN04-Datenbank verwendet (Rothman, 2005). In dieser Datenbank sind die Linienpositionen in Wellenzahl [cm^{-1}] angegeben. Da in der Optik hauptsächlich mit der Wellenlänge [nm] gearbeitet wird, wurden in dieser Arbeit beide Maßeinheiten verwendet.

Für die Messung von hohen Konzentrationen wird eine Absorptionslinie im $1,4 \mu m$ - Obertonband des Wassermoleküls verwendet. Für diese sind bereits in mehreren Arbeiten Validierungsuntersuchungen durchgeführt worden. Eine ausführliche Charakterisierung eines baugleichen Lasers ist Hunsman (2009) zu entnehmen. In der hier vorliegenden Arbeit wurde dieselbe Absorptionslinie 000 - 101 / 110 - 211 bei $7299,431 cm^{-1}$ ($1369,97 nm$) benutzt, sodass die bereits gewonnenen Erfahrungen genutzt werden konnten. Zur Auswertung wurde die experimentell bestimmte Linienstärke aus Hunsman u. a. (2006) verwendet. Diese lautet $1,005 \cdot 10^{-20} cm^{-1}/(Molekül cm^{-2})$ bei einer Referenztemperatur von $296 K$.

Für die Messung von niedrigen Konzentrationen wird eine Absorptionslinie im $2,6 \mu m$ - Grundschwingungsband verwendet. Speziell bei den niedrigen Drücken im Bereich der UT/LS steht die Absorptionslinie 000 - 001 / 414 - 515 bei $3852,057 cm^{-1}$ ($2596,02 nm$) sehr frei im Spektrum. Bei der Selektion war zu beachten, dass diese Absorptionsbande von Absorptionslinien des CO_2 Moleküls überlagert wird. Die gewählte Linie hat bei der Referenztemperatur von $296 K$ eine Linienstärke von $1.924 \cdot 10^{-19} cm^{-1}/(Molekül cm^{-2})$ mit einem angegebenen Fehler von 10 %.

4.4.2 Datenauswertung

Die Datenaufnahme sowie die Auswertung der Messdaten wurde mit dem am *Physikalisch-Chemischen Instituts der Universität Heidelberg* entwickelten Programm NIR-Spektrometer 3.7 durchgeführt (Ebert, 2006). Dieses auf der Programmiersprache LabVIEW basierende Programm beinhaltet sowohl die Möglichkeit die HITRAN-Datenbank (Rothman, 2009) als Quelle für die spektroskopischen Liniendaten zu verwenden als auch die Möglichkeit, diese Parameter manuell einzugeben. Für die Analyse der Spektrometerdaten wird ein Voigt-Profil an die Absorptionslinien gefittet (z.B. Ebert u. a., 2004). Um die Linienfläche zwischen Absorptionslinie und Basislinie (Untergrund) zu ermitteln, müssen beide Signal voneinander getrennt werden. Dazu wird ein dem Laser-Leistungsverhalten entsprechendes Polynom als Untergrundfunktion zu Grunde gelegt. Bei idealem Laserverhalten ist dies ein Polynom 2. Ordnung. Die so ermittelte Basislinie wird entsprechend dem Einfluss benachbarter Absorptionslinien korrigiert. Dies wird durch die ermittelten Fitparameter der Hauptlinie und den aus der HITRAN-Datenbank bekannten Eigenschaften der benachbarten Linien realisiert, die entsprechend parametrisiert werden (Teichert u. a., 2003).

Zur spektroskopischen Auswertung der verwendeten $1370 nm$ Absorptionslinie werden 18 benachbarte Absorptionslinien parametrisiert und als Beitrag zum Untergrund berücksichtigt. Weiterhin wird die vom Hersteller angegebene im Lasergehäuse vorhandene Restfeuchte von 0,11 % bei $296 K$ und $981 hPa$ als zusätzliche Außenwasserlinie vom Messsignal subtrahiert. Die Liniendaten der Hauptlinie wurden Hunsman u. a. (2006) entnommen.

Für die Auswertung der $2596 nm$ Absorptionslinie wird nach dem gleichen Schema verfahren. Neben der Hauptlinie werden 15 Nebenlinien berücksichtigt. Da eine simultane Messung des

Wassergehalts der entwickelten Faserkopplung (vgl. Kapitel 5.2) im Rahmen dieser Arbeit noch nicht möglich war, wird eine vor der eigentlichen Messung bestimmte konstante Feuchte als Außenwasserlinie berücksichtigt und zur Korrektur vom Messsignal abgezogen. Die Liniendaten wurden der HITRAN-Datenbank entnommen.

Kapitel 5

Lasertechnik für den freistrahrenden 2596 nm Laser

Im Gegensatz zur etablierten fasergekoppelten Lasertechnik im $1,4\ \mu\text{m}$ Wellenlängenbereich ist der Aufwand zur Nutzung eines $2,6\ \mu\text{m}$ Lasers um ein Vielfaches größer. Für den Einsatz dieser Technologie auf einem Flugzeug wurden im Rahmen dieser Arbeit viele Komponenten entwickelt. Weiterhin mussten diese Baugruppen den vorkommenden Umweltbedingungen ausgesetzt und präzise charakterisiert werden. Zur Realisierung des Spektrometers war es nötig, einen kollimierten Laserstrahl zu erzeugen und diesen aufzuteilen. Hierdurch ist es möglich die Laserleistung zu messen, eine Wasserdampf Referenzzelle und die extraktiv messende Gesamtwassermesszelle zu betreiben. Eine besondere Herausforderung bestand darin, das Laserlicht in die benötigte Single-Mode Faser einzukoppeln, um es zur Messzelle außerhalb des Flugzeugrumpfes zu übertragen. All diese Funktionen wurden in einem mit trockener synthetischer Luft spülbaren Lasergehäuse integriert.

Für die Entwicklung dieses fasergekoppelten Laserspektrometers sind folgende Punkte von besonderer Bedeutung: Das Wellenlängenabstimmverhalten des Lasers muss zur spektroskopischen Auswertung bestimmt werden. Das Strahlprofil bzw. der Öffnungswinkel des emittierten Lichts müssen zur Kollimation des Laserstrahls bekannt sein. Weiterhin muss die verwendete Glasfaser charakterisiert werden. Für eine präzise spektroskopische Messung muss noch die Wasserdampfkontamination außerhalb der Messstrecken bestimmt werden damit die Ergebnisse korrigiert werden können.

5.1 Lasercharakterisierung

Die Grundlage für eine hochwertige Laserspektrometernmessungen ist die Qualität des vom Laser emittierten Lichts. Aus diesem Grund muss die verwendete Laserdiode genau vermessen und charakterisiert werden. Hierbei sind einige Verhaltensweisen der Laserdiode von besonderer Bedeutung. Die Wellenlänge des Lasers muss mit dem Strom monoton stetig ansteigen. Unstetigkeiten, die zum Beispiel bei einfachen Fabry-Perot Laserdioden in Form von Modensprüngen auftreten, verhindern eine präzise Vermessung der Absorptionslinie (Ebert, 2003). Weiterhin sollten die Seitenmoden (Zeller u. a., 2010) des Lasers stark unterdrückt werden, da andernfalls Projektionen und Unschärfen im Messsignal entstehen (Wunderle, 2010). Weitere Punkte sind das statische und dynamische Abstimmverhalten des Lasers (vgl. Kapitel 3.4 und 3.5).

Während die Laser aus der Telekommunikationstechnik in der Regel geringe Fertigungstoleranzen aufweisen, handelt es sich bei dem für diese Arbeit verwendeten 2,6 μm -Laser um ein speziell für spektroskopische Zwecke angefertigtes Bauteil. Diese Laser werden in verhältnismäßig geringen Stückzahlen gefertigt und weisen daher größere Toleranzen auf. Hierbei kann es vorkommen, dass selbst Laser aus derselben Charge durch kleine Unterschiede in der Dotierung deutliche Variationen in ihrem Verhalten zeigen. Nicht zuletzt weil in den vom Hersteller mitgelieferten Datenblättern in der Regel nur baureihentypische Kennwerte angegeben werden, ist eine genaue Lasercharakterisierung erforderlich.

Entwickelt und hergestellt wurde dieser komplex gekoppelte DFB-Laser von der Firma *Nanoplus GmbH*. Der Lasertyp heißt: 504-2596-3, die Seriennummer ist 276/25-8.

5.1.1 Leistung - Strom/Temperatur Charakteristik

Ein wichtiger Teil des statischen Tunings ist die Abhängigkeit der Laserleistung von Laserstrom und Temperatur. Dieses Verhalten ist neben der Wellenlängencharakteristik Voraussetzung dafür, den Arbeitspunkt der Laserdiode festlegen zu können. In Abbildung 5.1 ist die Abhängigkeit zu erkennen. Einerseits steigt die Laserleistung mit dem Strom monoton an, andererseits steigt die Leistung mit fallenden Temperaturen.

Auffällig sind die Leistungskennlinien bei 15 °C und 20 °C, da sie bei kleinen Strömen flacher verlaufen und erst bei größeren Strömen ein Verhalten ähnlich den Kennlinien bei höheren Temperaturen aufweisen. Die Ursache sind im Strahlteiler entstehende innere Reflexionen, welche in Kapitel 5.2.2 genauer diskutiert werden. Diese erzeugen seitlich versetzte Abbilder des Laserstrahls mit kleineren Intensitäten. Durch die Wellenlängendurchstimmung des Lasers und den wellenlängenabhängigen Brechungsindex der Strahlteiler wird der Detektor im Fokus des Laserstrahls leicht unterschiedlich ausgeleuchtet. Die kleineren Leistungseinbrüche entstehen durch Nebenmaxima höherer Ordnung. Da der optische Aufbau zur Messung der Maximalleistung bei

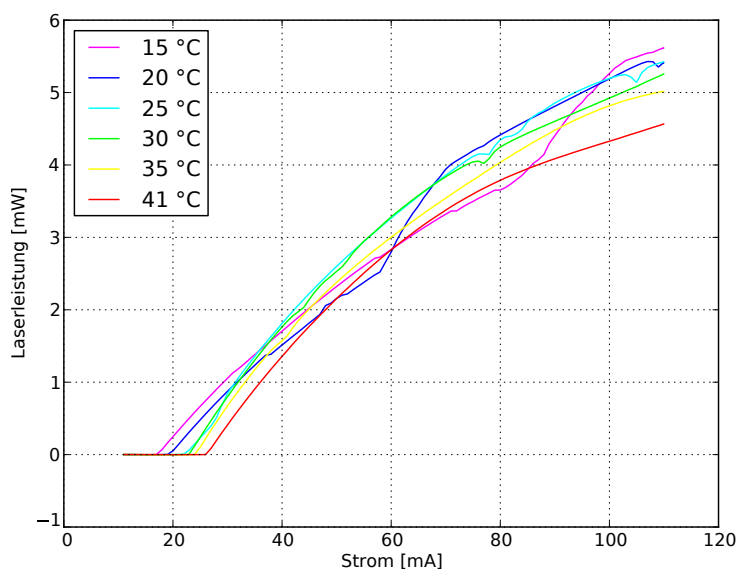


Abbildung 5.1: Leistung/Strom - Verhalten bei verschiedenen Temperaturen in trockener Atmosphäre gemessen

verschiedenen Temperaturen justiert wurde, waren diese Leistungseinbrüche nicht zu vermeiden. Der in Abbildung 5.1 gezeigten Messung ist zu entnehmen, dass der Laser im Temperaturarbeitspunkt von $32,5^\circ\text{C}$ eine maximale Laserleistung von ca. 5 mW abstrahlt. Damit ist der Laser im Vergleich zum Datenblatt (3 mW) um 60% leistungsstärker. In diesem Experiment wird der Laser mit einem Maximalstrom von 110 mA betrieben. Dieser im Vergleich zum Datenblatt um 10 mA herabgesetzte Wert wurde gewählt, um das Bauteil zu schonen und die Lebensdauer zu verlängern.

Vom theoretischen Standpunkt aus sollte die Laserleistung unterhalb der Zerstörschwelle des Lasers linear mit dem Laserstrom ansteigen. Dieser auf Basis eines GaInAsSb/AlGaAsSb Substrats gefertigte Lasertyp weicht schon bei geringen Strömen und Temperaturen vom Idealverhalten ab. Laut Herstellerangaben ist dieses Verhalten für den verwendeten Lasertyp üblich und kein Indiz dafür, dass der Laser überlastet wird. Ein ähnliches Verhalten wurde bereits bei der Charakterisierung eines $2,3\text{ }\mu\text{m}$ -DFB-Diodenlasers festgestellt (Wagner, 2005). Einen weiteren Beitrag zur Krümmung wurde vom verwendeten InAs-Detektor (Typ: *Polytec*, IA-010) selbst beigetragen, der bei Leistungen ab 5 mW in die Sättigung geht.

Testreihen des Herstellers haben ergeben, dass diese Laser noch weit unterhalb der Zerstörschwelle ein Maximum in der Laserleistung aufweisen, das bei weiterer Stromerhöhung durchschritten wird, bis die Laserleistung auf Null abfällt (Seufert, 2010). Dieser extreme Betriebszustand verringert allerdings die Lebensdauer erheblich.

Ein weiteres Merkmal dieser Kennlinien ist, dass die Laserdiode erst ab einem gewissen Schwellstrom mit dem Lasern beginnt. Unterhalb dieses „Thresholds“ emittiert die Diode nur nicht kohärentes, mehrmodiges Licht, das mit dem Licht einer Leuchtdiode vergleichbar ist. Die Leistung dieses Lichts ist so gering, dass sie in dieser Darstellung nicht aufgelöst werden kann. Die Schwellstromstärke ist temperaturabhängig und verschiebt sich mit der Lasertemperatur um etwa $1\text{ mA}/^\circ\text{C}$. Im Arbeitspunkt beträgt sie 22 mA .

5.1.2 Statische Temperaturabstimmung

Die zu vermessende Absorptionslinie sollte aufgrund des besseren S/N-Verhältnisses immer möglichst im oberen Drittel der Leistungsrampe liegen (vgl. Abbildung 2.3). Die genaue Linienposition auf der Rampe wird in Abhängigkeit von Linienbreite und Konzentration gewählt, damit das Linienprofil möglichst nicht zu stark abgeschnitten wird und der Fitalgorithmus gute Ergebnisse liefert. Die Linienposition wiederum wird durch die Lasertemperatur eingestellt. Zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der Laserwellenlänge wurde ein Fourier-Transform Infrarot Spektrometer (Abk.: FT-IR Spektrometer) der Firma Bruker, Typ Vertex 80 verwendet. Dieses besitzt eine spektrale Auflösung von $0,07\text{ cm}^{-1}$. Damit sind Untersuchungen bezüglich des Abstimmverhaltens sehr gut durchführbar. Dieses FT-IR Spektrometer misst die gemessenen Spektren in der Einheit Wellenzahl [cm^{-1}]. Auch wenn in der Lasertechnik eher mit Wellenlängen gearbeitet wird, wurden hier die Angaben des Geräts übernommen. An wichtigen Stellen werden jedoch beide Einheiten genannt.

Die Abbildungen 5.2 und 5.3 zeigen das Laserverhalten bezüglich Temperaturänderungen bei konstanten Diodenströmen. Die Laserlinie ist in Rot zu erkennen und von Seitenmoden in Hellblau umgeben. In Abbildung 5.2 ist eine Besonderheit zu erkennen. Bei kleinen Strömen und niedrigen Temperaturen bildet sich ein zweiter möglicher Arbeitsbereich des Lasers. Während sich der Hauptwellenzahlbereich zwischen 3851 cm^{-1} und 3857 cm^{-1} befindet und bei Lasertem-

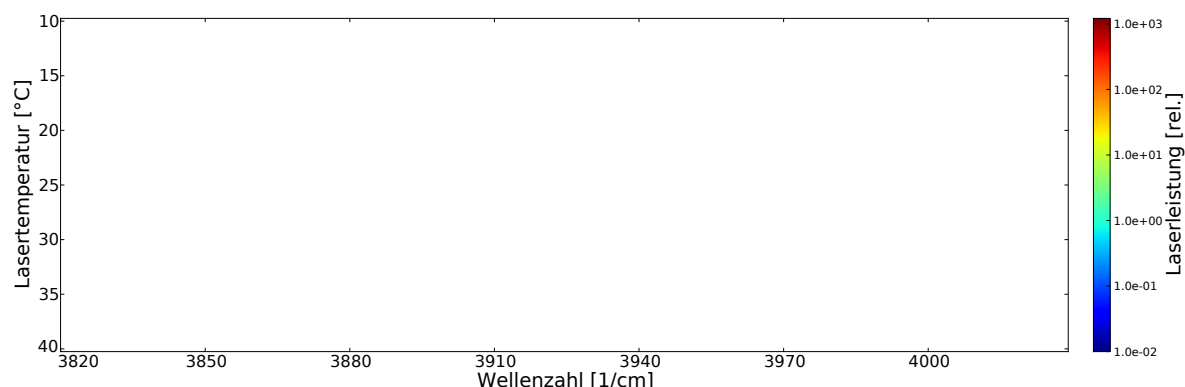


Abbildung 5.2: FT-IR Messung des statischen Temperatur-Tunings bei 30 mA Laserstrom: Es sind zwei Bereiche zu erkennen, in denen die Diode Laserstrahlung emittiert. Einer bei 3855 cm^{-1} und einer bei 4000 cm^{-1} . Die Laserlinien (rot) sind von schwächeren Seitenmoden (hellblau) umgeben.

peraturen größer 26°C angeregt wird, bildet sich bei Temperaturen zwischen 10°C und 16°C ein zweiter Emissionsbereich zwischen 3997 cm^{-1} und 4001 cm^{-1} aus. Diese Emission entsteht, da der Laser in diesem Fall außerhalb der spezifizierten Betriebsparameter betrieben wurde und so andere, beziehungsweise im normalen Betrieb ungewollte Moden, angeregt wurden. Ein dritter Emissionsbereich, der bei 3975 cm^{-1} zu erkennen ist und bei Temperaturen zwischen 18°C und 20°C entsteht, liegt in einem Bereich, in dem starke Seitenmoden angeregt werden. In diesem Multimode-Betrieb emittiert der Laser kein monochromatisches Licht, welches für spektroskopische Zwecke nutzbar wäre. Im Temperaturbereich zwischen 20°C und 26°C ist keine Laserlinie erkennbar. Der Laser emittiert Licht in der Art einer üblichen LED.

Abbildung 5.3(a) zeigt das Temperaturabstimmverhalten im Strom-Arbeitspunkt. Bei diesem Betriebsstrom von 63 mA ändert sich das Temperaturverhalten zu Gunsten des nutzbaren Abstimmbereichs. Der Laser liefert nutzbare Strahlung im Wellenzahlbereich zwischen 3849 cm^{-1} und 3858 cm^{-1} auch noch bei einer kleinen Betriebstemperatur von $21,5^\circ\text{C}$, wodurch sich die Abstimmtiefe um 3 cm^{-1} auf 9 cm^{-1} erweitert. Das Gebiet, in dem Multimode Emissionen ent-

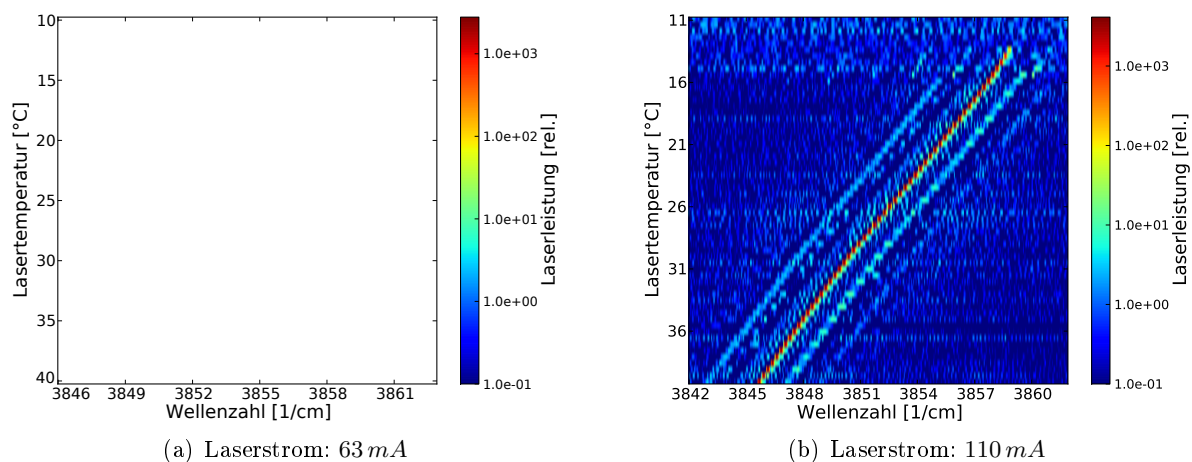


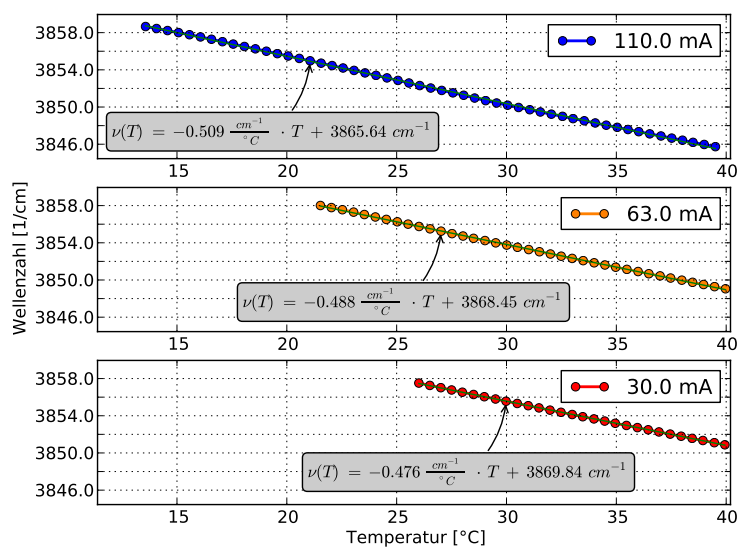
Abbildung 5.3: FT-IR Messung des statischen Temperatur-Tunings

stehen, wird zu kleineren Temperaturen hin verschoben, jedoch nicht schmaler.

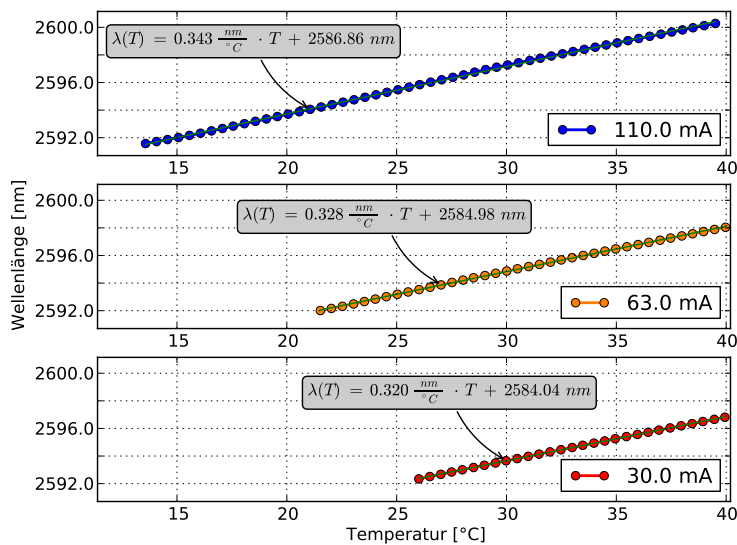
Bei dem Maximalstrom von 110 mA erweitert sich der Abstimmbereich weiter bis zu einer Temperatur von 13°C . Der Laser emittiert Strahlung zwischen 3845 cm^{-1} und 3859 cm^{-1} . Damit hat sich die Abstimmtiefe auf 14 cm^{-1} erweitert. Dies ist in Abbildung 5.3(b) abzulesen.

Für die folgende Analyse des Abstimmverhaltens wurde eine Familie von Programmen und Funktionen für die aufgenommenen FTIR-Spektren in der Programmiersprache Python - Version 2.6.5 geschrieben. Diese Programme sind in der Lage, alle innerhalb einer Messreihe aufgenommenen Spektren einzulesen und diverse Analysen durchzuführen.

Für die folgende Bestimmung des Temperaturabstimmverhaltens müssen die Laserlinien in den



(a) Wellenzahlabhängigkeit



(b) Wellenlängenabhängigkeit

Abbildung 5.4: Temperatur/Wellenzahl Charakteristik

aufgenommenen Spektren von Seitenmoden, Messartefakten und Rauscheinflüssen separiert werden. Aufgrund der Tatsache, dass die Emissionslinien im Spektrum durch das Messverfahren als Sinc-Funktionen ($\text{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x}$) erscheinen, erkennt man die Nebenmaxima dieser Funktionen, die jedoch im Bereich des Rauschens liegen. Versuche haben gezeigt, dass Suchalgorithmen, die eben diese Sinc-Funktion als Analysegrundlage nutzen, nicht sehr effektiv sind. Die Rauscheinflüsse sowie die Seitenmoden gestatten nur eine langsame Analyse, die jedoch nicht stabil funktioniert. Aus diesem Grund wurde eine Peak-Erkennung programmiert, die abweichend eine gaußsche Verteilungsfunktion zur Positionsbestimmung der Laserlinie verwendet. Da die Laserlinie schmäler ist als die Auflösung des Spektrometers, hängt die gemessene Laserlinienbreite maßgeblich von der Spektrometerrauflösung ab. Diese gemessenen schmalen Linien von ca. $0,15 \text{ cm}^{-1}$ Breite werden nur durch ca. sechs Messpunkt erfasst. Durch diese geringe Abtastung ist der durch die Verwendung der gaußschen Verteilungsfunktion entstehende Fehler vernachlässigbar. Zur Bestimmung der Linienposition und der Intensität ist es nötig, alle negativen Anteile der Sinc-Funktion abzuschneiden und eine Vorerkennung zu implementieren. Der Algorithmus der Vorerkennung erkennt über eine zweistufigen Intensitätsanalyse erst die starke Laserlinie und die starken Seitenmoden. In der zweiten Stufe werden die starken Linien unterdrückt und die schwächeren Seitenmoden vom Rauschen getrennt. Diese Vorerkennung ist durch das gute Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Hauptlinie sowie der Seitenmoden gut möglich. Durch Herausschneiden jeder so identifizierten Laserlinie und der Gauß-Verteilungsfunktion ist eine genaue Analyse der Linienposition möglich. Die auf diese Weise analysierten Laserlinien können anhand der ermittelten Amplituden von den Seitenmoden getrennt und zu weiteren Analysen verwendet werden.

In den Abbildungen 5.4 ist die Analyse des Temperaturabstimmkoeffizienten für verschiedenen Laserströme gezeigt. Die Koeffizienten entsprechen den Vorfaktoren der Temperatur in den eingetragenen Fitfunktionen und haben Werte zwischen $0,320 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ und $0,342 \text{ nm}/^\circ\text{C}$. Die Kreise repräsentieren die Positionen der einzelnen Laserlinien, die durchgezogenen Linien die

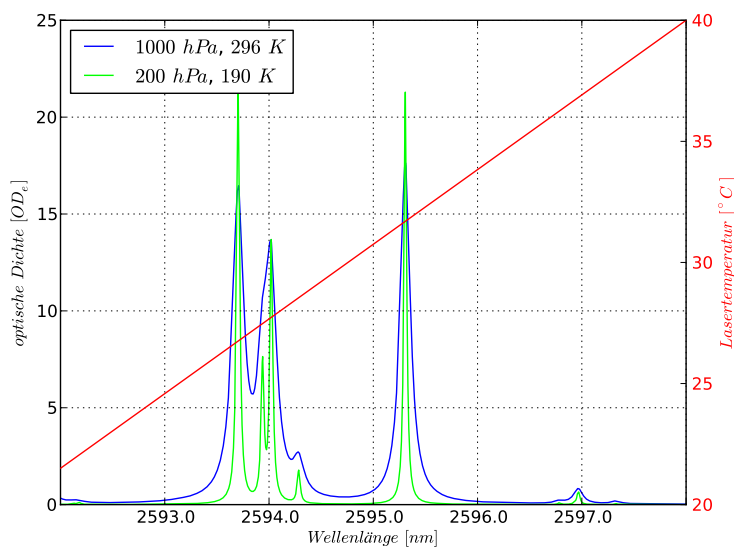


Abbildung 5.5: Simulation des Wasserabsorptionsspektrums in Luft, dass durch Temperaturabstimmung erreichbar ist: Laserstrom 63 mA , Absorptionsweg 1 m und Wasserdampfkonzentration 10000 ppm

Fitfunktionen. Diese wurden mit einer Auswerterroutine identifiziert und von den Seitenmoden getrennt. Aufgrund der üblichen Maßeinheiten in Spektroskopie und Lasertechnik ist das Ergebnis in Wellenzahlen und Wellenlängen angegeben. Der durch Temperaturabstimmung erreichbare Ausschnitt des Wasserabsorptionsspektrums ist in Abbildung 5.5 für zwei Druckstufen gezeigt. Zur Simulation wurde das bereits zur Linienselektion verwendete Programm TomTrans 14.8.2 genutzt. Die Abbildung zeigt auch, wie die Linien mit abnehmender Temperatur und Druck schmaler werden und die Einflüsse der benachbarten Linien auf die verwendete Linie dadurch verringert werden. Weiterhin zeigt dieses Bild, wie sich das Absorptionsspektrum durch Brechung an Luft verschiebt. Die auf das Vakuum bezogene Absorptionslinienposition von 2596 nm verschiebt sich zu einem kleineren Wert von $2595,27\text{ nm}$.

Betrachtet man die Abstimmkoeffizienten, so ist ein Trend zu erkennen. Die Abstimmrate steigt mit dem Strom. Im normalen Spektroskopiebetrieb hat dieser Effekt keine Auswirkungen, da der Laser bei einer konstanten Temperatur betrieben wird. Nutzte man den gesamten Temperaturabstimmbereich, für eine langsame Absorptionsmessung, müsste berücksichtigt werden, dass sich das Spektrum je nach gewähltem Strom strecken beziehungsweise stauchen kann. Für die in (Buchholz, 2010) entwickelte Spektrometerstartroutine wird eine solche Messung durchgeführt.

5.1.3 Statische Stromabstimmung

Im Spektrometerbetrieb wird der Laserstrom bei konstanter Lasertemperatur moduliert. Der Minimalstrom wird hierbei kleiner als der Schwellstroms des Lasers gewählt. Der Maximalstrom der Modulationsamplitude entspricht dem maximal zulässigen Laserstrom. Damit wird gewährleistet, dass die Hintergrundemissionen bestimmt werden können und dass das Spektrometer durch die Ausnutzung der maximalen Laserleistung ein gutes S/N-Verhältnis erzielt. Ferner bewirkt die Modulation über den gesamten Laserstrombereich die Ausnutzung der maximalen Wellenlängenabstimmung des Lasers, was eine präzisere Auswertung der Spektrometerdaten durch einen besseren Fit ermöglicht.

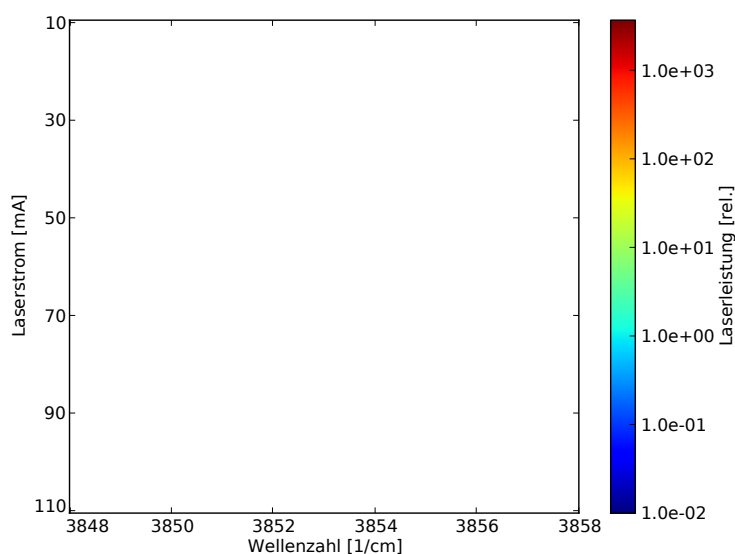


Abbildung 5.6: FT-IR Messung des statischen Strom-Tunings bei $32,5^\circ\text{C}$ Lasertemperatur

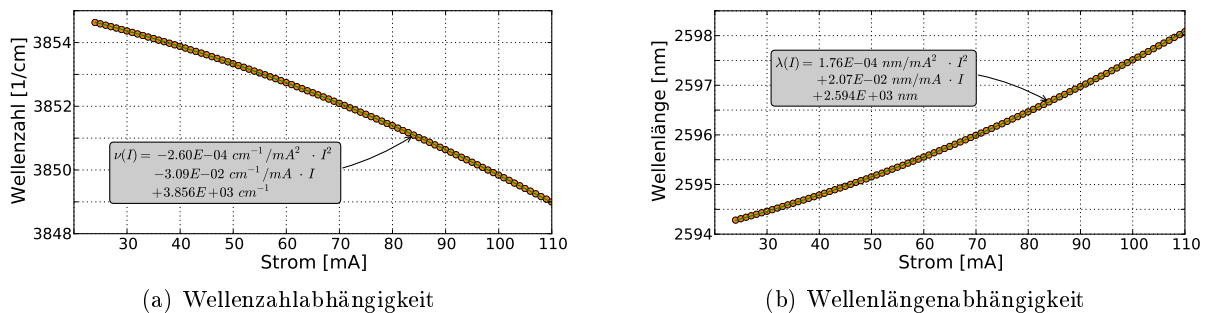


Abbildung 5.7: Strom/Wellenzahl Charakteristik bei konstanter Lasertemperatur von $32,5^\circ\text{C}$

Für die Wahl des Modulationsbereichs ist die Kenntnis des statischen Stromabstimmverhaltens nötig. In Abbildung 5.6 ist die Messung des Stromabstimmverhaltens bei konstanter Temperatur dargestellt. Der Laser wurde hierzu in seinem Temperaturarbeitspunkt von $32,5^\circ\text{C}$ betrieben. Der Abbildung ist zu entnehmen, dass sich der Laser über den zulässigen Strombereich von 10 mA bis 110 mA in einem Wellenzahlbereich von 3855 cm^{-1} bis 3849 cm^{-1} abstimmen lässt. Abbildung 5.7 zeigt das ausgewertete Laserverhalten in Bezug auf die Wellenlänge des abgestrahlten Lichts. Diese Auswertung wurde analog zur statischen Temperaturabstimmungsauswertung durchgeführt. Da die Stromabstimmung, wie in Kapitel 3.4 erwähnt wurde, quadratisch vom Laserstrom abhängt, wurden Polynome zweiter Ordnung als Fitfunktionen gewählt. Die gelben Punkte repräsentieren die gemessenen Laserlinienpositionen der Hauptmode. Die Fit-Funktion ist in Grün dargestellt.

5.1.4 Seitenmodenunterdrückung

Ein typischer Diodenlaser besitzt im Bereich des Schwellstroms eine mit steigendem Diodenstrom stetig ansteigende Seitenmodenunterdrückung bis zum Einsetzen des stabilen Laserbetriebs. Im Laserbetrieb ist die Seitenmodenunterdrückung weitestgehend konstant.

Da die Seitenmoden des Lasers im Betrieb nicht zum Nutzsignal beitragen (Werle u. a., 1998), ist die genaue Kenntnis der Seitenmodenunterdrückung des Lasers für einen stabilen Spektrometerbetrieb unabdingbar. Treten solche Seitenmoden auf, entstünden Projektionen der eigentlichen Absorptionslinie im Abstand der Seitenmoden im Messsignal. In den Abbildungen 5.8 und 5.9(b) wird die Seitenmodenunterdrückung des verwendeten Lasers gezeigt. Die Analyse wurde auf Basis der FT-IR Messungen durchgeführt und zeigen das Laserverhalten im statischen Betrieb.

Aus den Abbildungen 5.2 und 5.3 ist folgendes abzuleiten: Betrachtet man zuerst den Betrieb bei konstanten Strömen, so ist zu erkennen, dass der Schwellstrom bei größeren Laserströmen nach unten verschoben wird. In diesen Messungen wurde die Seitenmodenunterdrückung besser als -20 dB bestimmt, wie in Abbildung 5.8 zu erkennen ist. Dieser Wert ist allerdings nur als obere Grenze zu verstehen, da das im Vergleich zur Laserlinienbreite schlechte Auflösungsvermögen des FT-IR Spektrometers zu großen Fehlern führt. Mit ca. -25 dB Rauschpegel im Experiment könnten im Messsignal kleine Artefakte der Seitenmoden erkennbar sein (vgl. Laser-Rauschleistung in Abbildung 5.9(a)). Da dies jedoch nicht der Fall ist, erscheint der im Datenblatt angegebene Wert für die Seitenmodenunterdrückung von besser als -30 dB plausibler.

Weiterhin ist der Sonderfall bei 30 mA erkennbar (Abbildung 5.2). Auch hier ist bei Lasertemperaturen unterhalb von 16°C ein zweites Intervall mit guter Seitenmodenunterdrückung zu

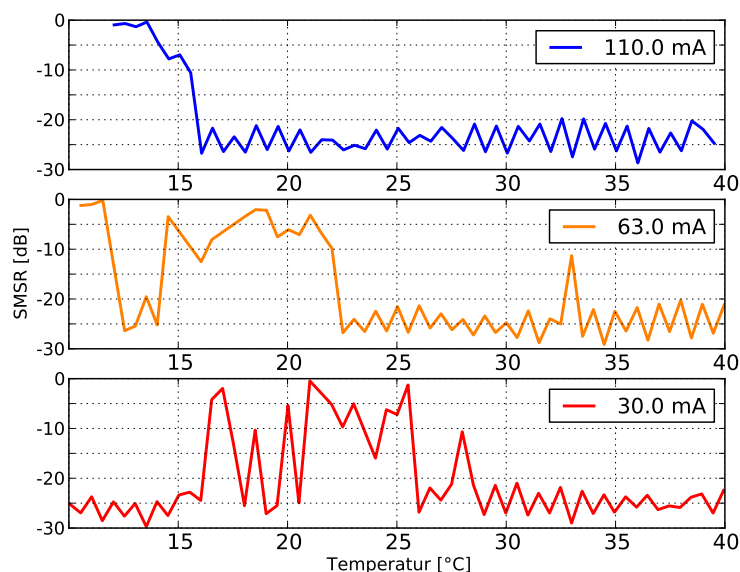
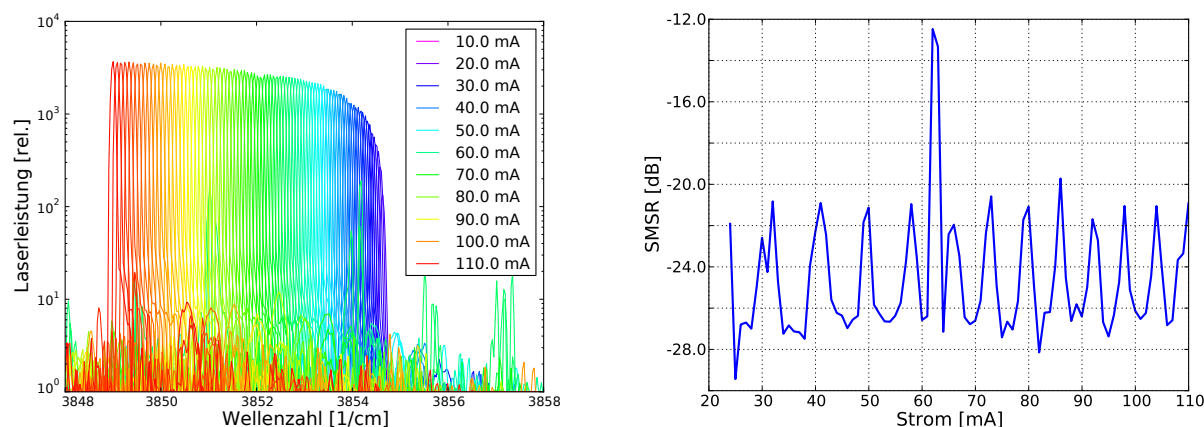


Abbildung 5.8: Seitenmodenunterdrückung in Abhängigkeit von der Temperatur bei verschiedenen Laserströmen

erkennen. Der Laser wird jedoch nicht in diesem Modus betrieben. Im Gegensatz dazu liegt der dritte Emissionsbereich bei Temperaturen zwischen 18°C und 20°C in einem Bereich, in dem starke Seitenmoden emittiert werden.

In Ergänzung zum Seitenmodenverhalten bei konstantem Strom zeigt Abbildung 5.9 das Seitenmodenverhalten bei konstanter Temperatur. Auffällig sind die stark erscheinenden Seitenmoden zwischen 62 und 63 mA , die einen negativen Einfluss der Messung hervorrufen müssten. Betrachtet man diese Seitenmoden in Abbildung 5.6 genauer, so ist zu erkennen, dass sich ihre Positionen auf der Wellenzahl-Achse nicht mit den parallel zur Laserlinie verlaufenden blau-grünen Seiten-



(a) logarithmische Darstellung des Strom-Tunings bei $32,5^{\circ}\text{C}$

(b) scheinbare Seitenmoden bei 62 und 63 mA

Abbildung 5.9: Logarithmische Darstellungen der Laseremissionen in Abhängigkeit des Stroms und entstehende Seitenmoden im statischen Betrieb

modenbändern decken. Dies ist ein starkes Indiz dafür, dass es sich bei diesen Nebenmaxima nicht um Seitenmoden handelt, sondern um eine Interferenzerscheinung im FT-IR Spektrometer (Roessner, 2010). Würde es sich tatsächlich um Seitenmoden handeln, müssten diese auch in den späteren TDLAS-Messungen sichtbar sein. Da keinerlei Beeinflussungen gefunden wurden, erscheint diese Erklärung jedoch sinnvoll.

5.1.5 Dynamisches Strom-Abstimmverhalten und Korrektur der Wellenlänge im Spektrum

Im Kapitel 3.5 wurde die physikalische Ursache des dynamischen Abstimmverhaltens hergeleitet. Für die Messung des Abstimmverhaltens wurde ein aus zwei planparallelen Glasplatten bestehendes optisches Etalon verwendet. Der durch den Strom in der Wellenlänge modulierte Laserstrahl wurde derart in das Etalon eingekoppelt, dass Interferenzeffekte entstanden. Die Modulation wurde dabei so durchgeführt, dass der minimale Laserstrom unterhalb des „Thresholds“ des Lasers lag und der maximale Strom 110 mA betrug. Dadurch dass der Abstand der Glasplatten genau bekannt ist, kann jetzt die relative Wellenlängenänderung anhand der Lage der Maxima und Minima bestimmt werden. Grundlage hierzu ist die Airy-Funktion (Teichert, 2003). Für die Auswertung wurde ein auf der Programmiersprache LabVIEW basierendes Programm vom *Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Heidelberg* verwendet (Wagner, 2005), das zusammen mit dem Etalon zur Verfügung gestellt wurde.

Für die spätere Auswertung sind die Abstimmrate und Abstimmtiefe maßgeblich. Durch diese Größe kann der aktuelle Laserstrom in eine Wellenzahl umgerechnet werden, sodass eine spektroskopische Auswertung möglich wird. Wie groß die Abstimmrate des verwendeten Lasers ist, kann in Abbildung 5.10 abgelesen werden. Den Graphen, die den unterschiedlichen Modulationsfrequenzen des Laserstroms entsprechen, ist auch zu entnehmen, dass die Abstimmtiefe des Lasers mit zunehmender Frequenz wie erwartet abnimmt. Weiterhin ist eine lineare Abhängigkeit der Abstimmrate vom Laserstrom zu erkennen, was die Korrektur der Wellenzahlachse bei der Auswertung der Spektrometerdaten verbessert.

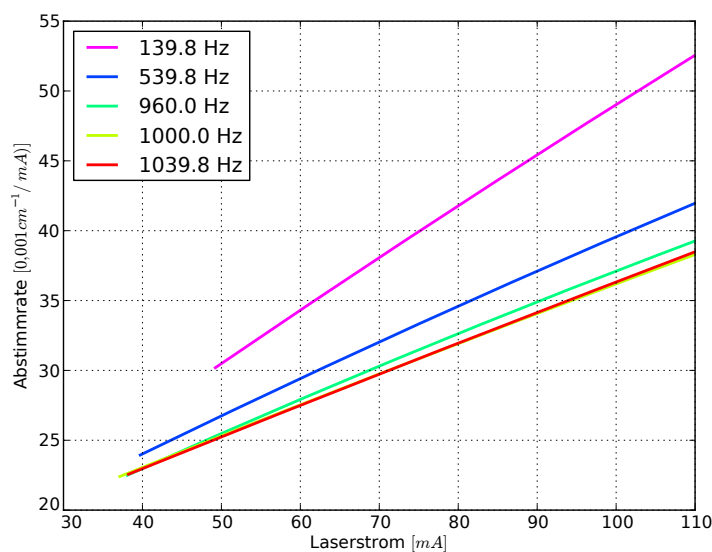


Abbildung 5.10: Dynamisches Abstimmverhalten dv/dI gegen I bei verschiedenen Abstimmfrequenzen aufgetragen

5.1.6 Strahlprofil

Neben den spektralen Eigenschaften ist auch die räumliche Emissionsmodenstruktur eines Diodenlasers von Bedeutung. Das Strahlprofil gibt Auskunft über die angeregten Moden. Nur bei Anregung der gewünschten transversalen Grundmode TM_{00} ist ein gaußförmiges Profil zu erwarten. Für den Fall, dass mehrere Maxima im Strahlprofil erkennbar wären, kann davon ausgegangen werden, dass im Laser multiple Moden angeregt sind.

Die Messung wurde mit einer PyroCam III der Firma *Ophir* aufgenommen. Diese Bolometerkamera ermöglicht Strahlprofilmessungen im UV- und IR-Bereich. Der aktive Bereich des Kameraschips besteht aus einer Matrix von 124×124 temperaturabhängigen Widerständen, von denen jeder $85 \mu\text{m} \times 85 \mu\text{m}$ groß ist. Diese Widerstandselemente sind derart beschichtet, dass sie das auftreffende Licht absorbieren und in Wärme umwandeln. Zur Messung des Strahlprofils wird die Temperaturänderung pro Zeit verwendet. Aus dieser Änderung kann auf die Laserleistung im jeweiligen Pixel rückgeschlossen werden. Aus diesem Grund ist die Kamera mit einem optischen Chopper in Form einer sich drehenden Lochscheibe ausgestattet.

Das gemessene Strahlprofil des in dieser Arbeit verwendeten Lasers ist in Abbildung 5.11 gezeigt. Die Farben stellen hierbei eine relative Leistungsskala dar, die bei kleinen Leistungen mit Dunkelblau beginnt und bis zur Maximalleistung in Dunkelrot endet. An das abgebildete Strahlprofil wurden noch Mittelpunktschnitte in vertikaler Richtung (rechts) und in horizontaler Richtung (oben) angefügt. In diesen Graphen sind die realen Messdaten in Blau eingetragen. Um die Strahlachse des Lichtkegels ist eine Abweichung des Grundmodenverhaltens erkennbar. Die periodischen Strukturen konnten hierbei als Interferenzeffekte im ZnSe-Schutzfenster vor dem

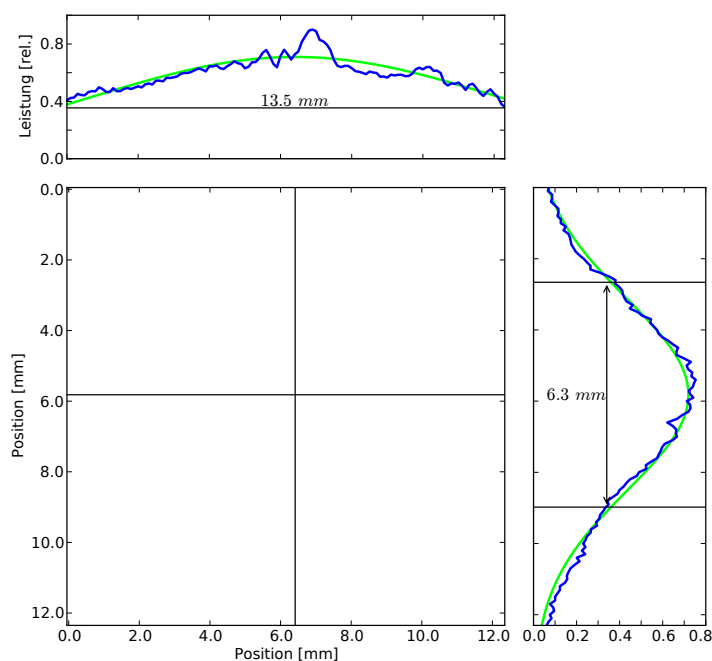


Abbildung 5.11: Strahlprofil des $2,6 \mu\text{m}$ DFB-Lasers in $12,4 \text{ mm}$ Abstand mit vollem Halbwertsöffnungswinkel horizontal $\phi = 54,3 \pm 2,0^\circ$ und vertikal $\theta = 26,3 \pm 1,6^\circ$; Die numerische Apertur beträgt $0,75$.

Kamerachip identifiziert werden. Dieses konnte allerdings bauartbedingt nicht entfernt werden. Die große Abstrahlleistung auf der Strahlachse wird wahrscheinlich durch die Oberflächenstruktur des Lasers selbst verursacht. Zusammenfassend ist festzustellen, dass das Strahlprofil keine Hinweise auf transversalen Multimode-Betrieb gibt. Ein ähnlich aufgebauter Laser wurde bereits in Wunderle u. a. (2009) betrachtet. Leider ist die Strahlprofilmessung in der Arbeit nicht so hoch aufgelöst, wie es mit dieser Kamera möglich ist. Es gibt lediglich Hinweise auf eine ähnliche, nicht ideale Modenstruktur.

Durch die $12,4\text{ mm} \times 12,4\text{ mm}$ große aktive Fläche können auch große Strahldurchmesser vermessen werden. Diese Möglichkeit wurde zur Bestimmung der Öffnungswinkel der Kamera genutzt. Für die Auswertung wurden drei Strahlprofile in den Abständen $12,4\text{ mm}$, $14,4\text{ mm}$ und $16,4\text{ mm}$ aufgenommen. An die Daten der Horizontal- und Vertikalschnitte wurde jeweils eine Gauß-Funktion angefügt (grün), mit der wiederum jeweils die Halbwertsbreiten des Profils berechnet wurde. Daraus ergibt sich ein voller horizontaler Öffnungswinkel von $\phi = 54,3 \pm 2,0^\circ$ und ein voller vertikaler Öffnungswinkel von $\theta = 26,3 \pm 1,6^\circ$. Aus dem horizontalen Öffnungswinkel ergibt sich eine numerische Apertur von $0,75$.

Im Vergleich mit dem in Wunderle (2010) benutzten Laser sind trotz des gleichen Produktionsprozesses einige Unterschiede zu erkennen. Am wichtigsten erscheint dabei der größere Öffnungswinkel, der bei gleich großer nachgeschalteter Apertur eine stärkerer Abblendung verursacht.

5.2 Spülbares Lasergehäuse mit Faserkopplung

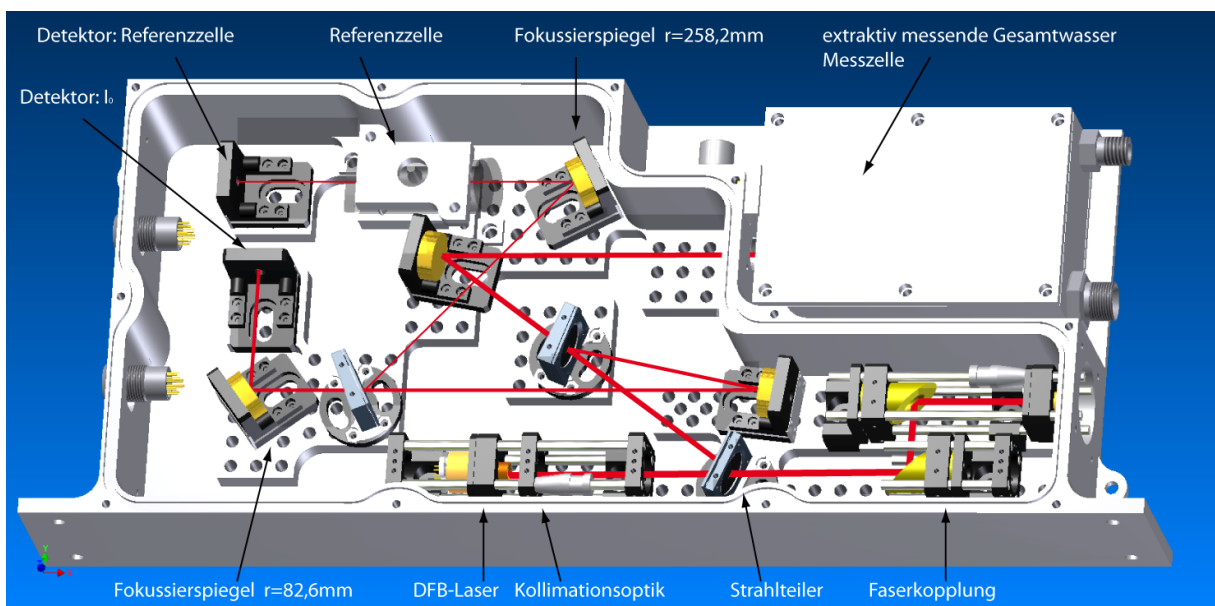
Ein grundsätzliches Problem der spektroskopischen Messung von Wasserkonzentrationen ist, dass es sehr aufwendig beziehungsweise nicht immer möglich ist, die Übertragungswege wasserdampf-frei zu halten. Oftmals ist ein Hygrometer eben aus diesem Grunde in seiner Genauigkeit begrenzt. Berücksichtigt man, dass die Umgebungsluft am Erdboden $10000\text{-}30000\text{ ppmv}$ Wasserdampf enthält, erkennt man die Relevanz dieser Störgröße. Um diese Absorptionsstörsignale zu begrenzen, wurde ein gasdicht verschließbares Lasergehäuse mit integriertem miniaturisiertem optischem Tisch und entsprechenden Vakuumflanschen entwickelt. Dieses kann während des Betriebs des Lasers mit trockener synthetischer Luft gespült werden, um so die parasitären Wasserabsorptionssignale zu minimieren. Hierzu wurden zwei Anschlüsse angebracht.

Dieses Lasergehäuse beinhaltet alle Funktionen, die zum stabilen Betrieb des Lasers nötig sind: Den DFB-Laser, die Faserkopplung zur Versorgung der offenen Messzelle, den I_0 -Messpfad, eine Referenzzelle und eine Anschlussmöglichkeit für die extraktiv messende Messzelle (vgl. Abbildung 5.12). Der verwendete Laser verfügt nicht über eine integrierte Monitordiode. Diese, im Allgemeinen an der Rückseite der Laserdiode angebrachte Photodiode, ermöglicht die Überwachung der Laserleistung. Diese Aufgabe übernimmt in diesem Experiment der I_0 -Messpfad, welcher bewusst vom Absorptionsweg her lang gehalten ist, damit die Wasserkonzentration im Lasergehäuse zur Korrektur der eigentlichen Messdaten bestimmt werden kann. Die so ermittelte Konzentration kann mit der Kenntnis der Länge der Absorptionsstrecke zur Faserkopplung in eine optische Dichte umgerechnet werden, die vom Absorptionssignal abgezogen wird.

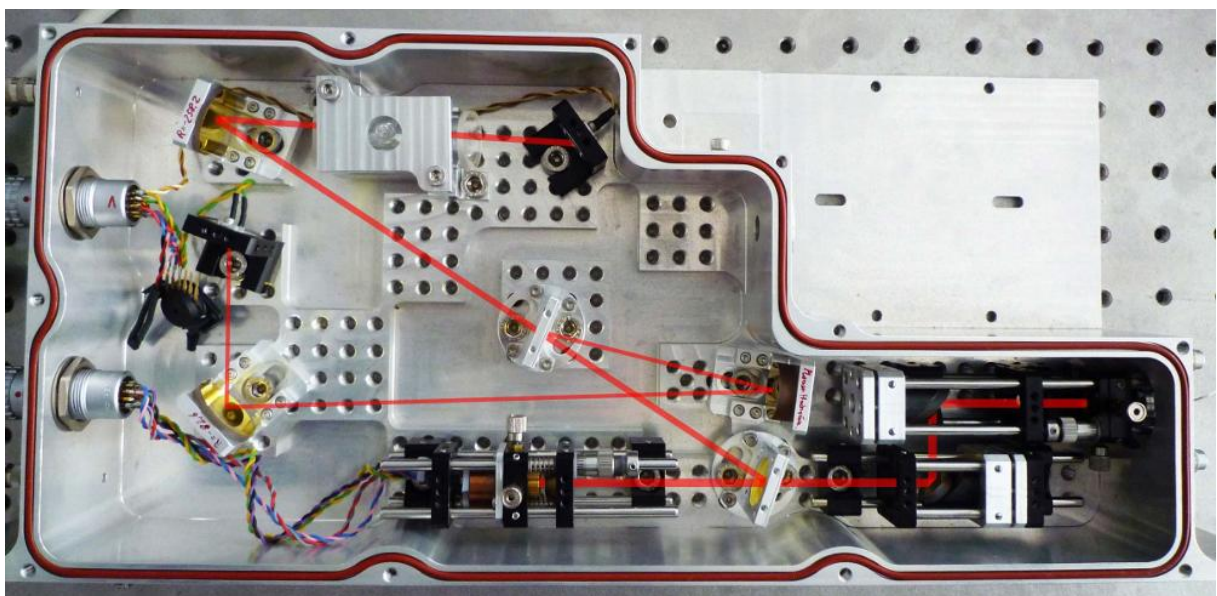
Zur Stabilisierung der Linienposition im Absorptionssignal ist eine Referenzzelle eingebaut worden. Ein weiterer Teilstrahl kann zu einer extraktiv messenden Messzelle (eng. Close-Path genannt) geführt werden. Je nach Betriebsart mit oder ohne diese Zelle muss der optische Pfad im Gehäuse angepasst werden.

5.2.1 Strahlengang zur Realisierung der Faserkopplung und der Referenzsignale

Die verschiedenen Komponenten werden hierarchisch mit unterschiedlichen Laserintensitäten versorgt. Mit Hilfe der Strahlteiler werden 82 % der Intensität zur Faserkopplung, 10 % zur extraktiven Messzelle, 2 % zum I_0 -Detektor und 0,2 % zur Referenzzelle geführt. Die restlichen 5,8 % werden von den Strahlteilern absorbiert. Dieser Strahlengang ist in das 3D-Modell in Abbil-



(a) Strahlengang im Lasergehäuse mit extraktiv messender Zelle



(b) Verwendeter Strahlengang im Lasergehäuse

Abbildung 5.12: Lasergehäuse mit optischen Halterungen für das 2596 nm-Laser Spektrometer

dung 5.12(a) in Rot eingezeichnet. Während die Signale der beiden Messzellen das größte S/N -Verhältnis erzielen sollen, ist bei der Restwassermessung mit dem I_0 -Detektor eine sehr langsame Konzentrationsvariabilität zu erwarten, wodurch das S/N -Verhältnis dieses Messsignals durch eine große Mittelwertbildung erheblich erhöht werden kann. Die Referenzzelle (eng.: Line-Lock Cell) dient nur zur spektralen Stabilisierung der Absorptionslinie und benötigt deshalb nur eine kleine Lichtleistung.

Für den Betrieb ohne extraktiv messende Zelle ist ein alternativer Strahlengang vorgesehen. Die Modifikationen sind in Abbildung 5.12(b) wiederum als rote Linien in das Foto eingezeichnet. Durch den geänderten Strahlengang tauschen Referenzzelle und I_0 -Detektor die Reihenfolge in der Hierarchie. Da bei dieser Strahlführung eine erheblich größere Gesamtleistung zur Verfügung steht, werden die Messergebnisse insgesamt positiv beeinflusst. In dieser Anordnung erhält die Referenzzelle 10% und der I_0 -Detektor 2% der Gesamtintensität.

5.2.2 Störungsarme Strahlteiler

Wichtige Bauteile zur Realisierung des komplexen Strahlengangs sind die Strahlteiler. In diesem Experiment wurden $0,08'' = 2,032\text{ mm}$ starke planare ZnSe-Strahlteiler verwendet. Durch den Brechungsindex von $n = 2,44$ kann in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung eine große Bandbreite an Transmissionskoeffizienten zur Aufteilung der Laserleistung eingestellt werden. In Abbildung 5.13 ist die Charakteristik dieses Strahlteilteryps dargestellt. Grundlage hierzu sind die Fresnel'schen Gleichungen zur Beschreibung von Transmission und Reflexion und das Bouguer-Lambert'sche Gesetz zur Beschreibung der Absorption eines Mediums.

Der orange gefärbte Winkelbereich zeigt die Winkel, unter denen die drei Strahlteiler im Experiment justiert sind. Ausschlaggebend hierbei sind die parallelen Koeffizienten, da der Laser derart eingebaut ist, dass sein polarisiertes Licht parallel zu den Einstrahlebenen auf die Strahlteiler trifft. Die Diskrepanz zwischen reflektierter und transmittierter Intensität entsteht durch die ca. 6% Absorption im ZnSe. Diese Absorption bleibt im verwendeten Winkelbereich weitestgehend konstant.

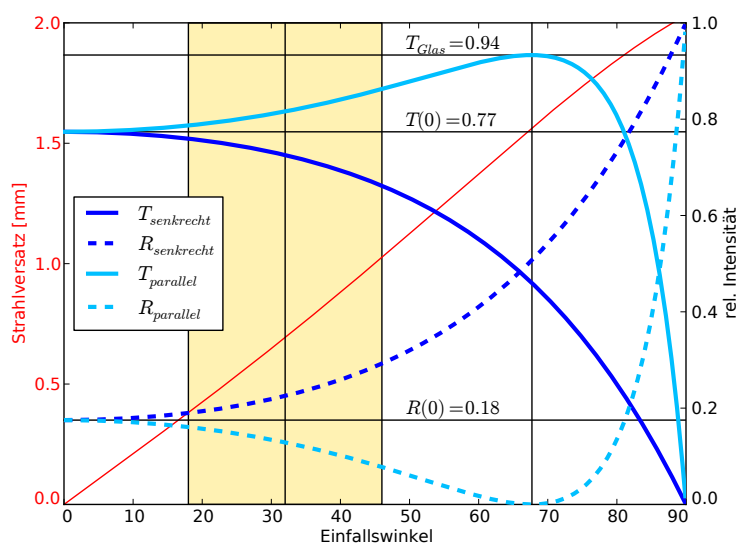


Abbildung 5.13: Reflexions-, Transmissionsverhalten und Strahlversatz der ZnSe-Strahlteiler

Durch die Lichtbrechung zwischen den planparallelen Oberflächen entsteht ein Versatz zwischen einfallendem und ausfallendem Strahl. Dieser ist in der Abbildung in Rot eingezeichnet. Im Experiment liegt er zwischen $0,4\text{ mm}$ und $1,0\text{ mm}$. Diese Abstände können durch die Spiegelhalter im Aufbau ausgeglichen werden.

Da die Antireflexionsbeschichtung auf der Strahlteilerückseite die inneren Reflexionen nicht vollständig unterdrückt, entstehen zwei messbare Nebenmaxima, die jedoch nur eine geringere Intensität aufweisen. Diese Nebenmaxima erzeugen durch die Wellenlängenänderung der Laserstrahlung leicht unterschiedliche Detektorausleuchtungen im Brennpunkt. Dieser Effekt ist in der Charakterisierungsmessung in Abbildung 5.1 zu erkennen. Er stellt jedoch keine Beeinträchtigung der eigentlichen spektroskopischen Messung dar, da nur etwas Leistung im μW -Bereich verloren geht. Interferenzeffekte, die Einfluss auf die Spektrometerempfindlichkeit hätten, konnten nicht festgestellt werden.

5.2.3 Referenzzelle zur Stabilisierung der Linienposition

Der verwendete 2596 nm Laser ist nicht so hoch integriert aufgebaut wie etwa der 1370 nm Telekommunikations-Laser. Explizit ist der Thermistor ca. $0,5\text{ mm}$ entfernt von der Laserdiode angebracht. Durch diese Entfernung entsteht eine zeitliche Hysterese in der Temperaturregelschleife, welche dazu führt, dass die Temperaturregelung langsamer wird. Durch diese Hysterese kann sich eine Resonanz im Regelkreis einstellen.

Ein weiterer Effekt ist, dass sich je nach Temperaturunterschied zwischen Laser und Umgebung ein Temperaturgefälle von Laserdiode zu Thermistor einstellen kann, welches in den durchgeführten Messungen bis zu $0,2^\circ\text{C}$ betrug. Dieses Temperaturgefälle wurde bestimmt, indem der Laserstrom konstant gehalten wurde und die Umgebungsluft des Lasers um 5°C abgekühlt wurde. Als Konsequenz dieser Effekte befindet sich die Linie nicht immer auf derselben spektralen Position, weshalb die Linienposition im Konzentrationsfitalgorithmus als freier Parameter eingefügt werden muss. Zu kleineren Konzentrationen beziehungsweise kleineren optischen Dichten hin mit schlechtem Signal-zu-Rausch-Verhältnis zwischen Absorptionssignal und I_0 wird es so zunehmend schwieriger die Linienposition genau zu bestimmen, was die Stabilität des Fitalgorithmus beeinträchtigen kann. Der Einsatz einer Referenzzelle mit definierter Wasserdampfkonzentration ist deshalb notwendig.

Die implementierte Referenzzelle wird mit etwa 10% der Gesamtlichtleistung durchstrahlt. Der Detektor direkt hinter dieser Zelle empfängt auf diese Weise ein stabiles Absorptionssignal. Dieses Signal wird für zwei Funktionen verwendet. Die Temperaturregelung des Lasers wird mit dieser zusätzlichen Information korrigiert, sodass die Absorptionslinie immer auf der selben Position liegt. Diese Funktion wurde im Rahmen der Kooperation mit der TU-Darmstadt eingefügt und wird in (Buchholz, 2010) genauer beschrieben. Weiterhin kann die so festgestellte Linienposition für die Auswertung benutzt werden. Unter Berücksichtigung der Druckverschiebung der Absorptionslinie kann der Fit mit einem Freiheitsgrad weniger betrieben werden und gewinnt so an Stabilität und Genauigkeit.

Die Referenzzelle besteht aus einem Glasröhrchen mit 10 mm Durchmesser und Brewster-Fenstern an beiden Enden. Die zentrale Absorptionsweglänge beträgt 50 mm . Die Gasmischung besteht in erster Linie aus Stickstoff, der im verwendeten Wellenlängenbereich keine Absorptionslinien hat. Der Tabelle 5.1 ist zu entnehmen, dass die Zelle für drei Absorptionslinien verwendet werden kann. Zur Analyse der Absorptionskoeffizienten wurde die HITRAN-Datenbank benutzt (Rothman, 2009). Damit die Linie möglichst schmal ist, wurde die Zelle mit einem geringen Ge-

samtdruck von $p_{ges} = 10 \text{ mbar}$ gefüllt. Hierdurch ist die Linienposition sehr genau bestimmbar.

Partialdruck	Absorption	spektrale Position
$p_{\text{H}_2\text{O}} = 0,5 \text{ mbar}$	57 %	2595,3 nm
	14 %	2717,1 nm
	14 %	2763,5 nm

Tabelle 5.1: Absorptionsvermögen der Referenzzelle mit $p_{ges} = 10 \text{ mbar}$ und $l_{Abs} = 50 \text{ mm}$ für ausgesuchte Absorptionslinien bei $T = 296 \text{ K}$

5.2.4 Detektoren und Transimpedanzverstärker zur Aufnahme und Vorverstärkung der optischen Signale

Für die Messungen des 2596 nm Lasers wurden zwei verschiedene Detektortypen (InGaAs und InAs) genutzt. Diese Typen weisen eine vergleichsweise geringe Sensitivität gegenüber dem für den 1370 nm Laser genutzten Detektortyp auf. Ferner gehen sie bei geringeren Leistungen in Sättigung und produzieren eine größere Rauschleistung. Tabelle 5.2 zeigt die relevanten Daten der beiden Detektortypen. Auffällig ist, dass der double extended InGaAs-Detektor zwar eine um nur ein Drittel so große Sensitivität wie der InAs-Detektor besitzt, seine Rauschleistung jedoch um über eine Größenordnung besser ist. Im Laborexperiment stellte sich heraus, dass die vom InGaAs-Detektor gemessenen Signale ein etwas besseres S/N-Verhältnis hatten. Jedoch war der Unterschied nicht entscheidend. Komplett gegensätzliches Verhalten zeigten die Detektoren jedoch bei Temperaturänderung. Die Ursache dafür liegt in den unterschiedlichen Halbleitermaterialien und den daraus resultierenden Sensitivitätsspektren. Der InAs Detektor besitzt seine größte Sensitivität bei einer Wellenlänge von 3,2 μm , der InGaAs-Detektor hat diese bereits bei 2,2 μm . Eine Eigenschaft von Photodioden ist, dass sie ihre Empfindlichkeitskurve bei Abkühlung zu kleineren Wellenlängen hin verschieben (Demtröder, 2007). Dies führt beim InAs-Detektor dazu, dass er empfindlicher wird, da das Empfindlichkeitsmaximum zur Laserwellenlänge hin verschoben wird. Laut Datenblatt erreicht die Sensitivität bei -30°C bereits 1,0 A/W. Weitere Informationen sind leider nicht verfügbar. Durch Extrapolation lässt sich bei den auf dem Flugzeug zu erwartenden Temperaturen von bis zu -80°C eine Sensitivität zwischen 1,2 A/W und 1,4 A/W abschätzen. Beim InGaAs-Detektor befindet sich die Laserwellenlänge inmitten der steilen Cut-off-Wellenlängen-Flanke. Leider ist dem Datenblatt nicht zu entnehmen, wie stark die Sensitivität verringert wird. Durch die Steilheit der Flanke ist jedoch ein deutlicher Effekt zu erwarten. Aus diesem Grund wurde in der Open-Path-Messzelle ein InAs-Detektor eingebaut. Im Lasergehäuse und bei Labormessungen wurden beide Detektortypen eingesetzt.

Da ein Detektor als Stromquelle zu betrachten ist, ein Analog-Digital-Wandler aber nur Span-

Hersteller	Typenbez.	Material	Sensitivität	Rauschleistung
Hamamatsu	G8373-01	d.ext. InGaAs	0,2 A/W	$2 \cdot 10^{-12} \text{ WHz}^{-1/2}$
EOS Inc. / Polytec	IA-010	InAs	0,65 A/W	$33 \cdot 10^{-12} \text{ WHz}^{-1/2}$

Tabelle 5.2: Technische Daten der für das 2596 nm Spektrometer verwendeten Detektortypen: Beide Detektoren sind in einem TO-18 Gehäuse eingebaut und haben eine kreisrunde aktive Fläche von $d = 1 \text{ mm}$.

nungen messen kann, muss ein Transimpedanzverstärker zwischen Detektor und A/D-Wandler geschaltet werden. Dieser erfüllt zwei Aufgaben: Einerseits gewährleistet er die Strom-Spannungswandlung, andererseits führt er die Vorverstärkung des Messsignals durch, um eine Pegelanpassung mit dem A/D-Wandler herzustellen.

Für die im Rack-Einschub gemessenen Signale werden Verstärker vom Typ HCA-S der Firma *Femto Messtechnik GmbH* mit einer unveränderlichen Verstärkung von 10^4 eingesetzt. Diese haben im Vergleich zu den für die offene Messzelle verwendeten Verstärker vom Typ DLPCA-200-S eine größere Bandbreite als von einigen *MHz*, sodass noch nur sehr geringe Linearverzerrungen auftreten, welche nicht messbar sind, da sie durch das Rauschen überdeckt werden.

5.2.5 Einfluss der Kontamination auf die Spektrometerauflösung

In Abbildung 5.12(b) ist das spülbare Lasergehäuse zu sehen. Der Restgehalt an Wasserdampf in diesem Gehäuse ist die kritischste Störgröße. Da das hierdurch hervorgerufene Störsignal das Messsignal überlagert. Man bezeichnet dieses ungewollte Wasserabsorptionssignal als parasitär. Um eine Aussage über die Empfindlichkeit und Genauigkeit des Spektrometers machen zu können, ist die Betrachtung der Kontaminationsrate im Gehäuse unerlässlich. Diese Größe beschreibt die Befeuchtung des verschlossenen Gehäuses mit der Zeit. Durch den integrierten Aufbau der vielen optomechanischen und elektronischen Baugruppen inklusive der Befestigungsgewinde besitzt diese Baugruppe eine sehr komplexe Oberfläche. Diese besteht aus verschiedenen Materialien mit unterschiedlichen Oberflächenqualitäten, was die Anlagerung von Wasser begünstigt.

Aus der Vakuumtechnik ist bekannt, dass eine Messkammer, die nur möglichst geringe Kontaminationen aufweisen darf, ständig abgepumpt werden muss. In der TDLAS, wo die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Molekülen keinen negativen Einfluss auf das Messergebnis hat, reicht es, wenn ständig mit trockener Luft gespült wird (vgl. Kapitel 2.3.2). Da die Mitführung einer Gasflasche auf einem Flugzeug zusätzliches Gewicht und Volumen des Experiments und dazu einen größeren Aufwand bei der Zulassung bedeutet, wird versucht darauf zu verzichten.

Ein Gehäuse wasserfrei zu spülen und danach derart zu verschließen, dass keine Feuchtigkeit eindringen kann, ist in der Realität nicht möglich, da alle Oberflächen durch Diffusionsprozesse Feuchtigkeit aufnehmen und diese durch ein Konzentrationsgefälle wieder abgeben können (Czerwonka u. Pongrac, 2011). Es gibt immer Quellen, die, wenn auch über einen langen Zeitraum, ausgasen und die Konzentration so erhöhen. Ein realistisches Ziel kann es nur sein, dieses Eindringen von Wasser so stark zu verlangsamen, dass die Kontamination während der Dauer einer Messung so gering ist, dass sie keinen relevanten Einfluss auf das Messresultat hat (Czerwonka u. Pongrac, 2011). Darum wurden zum Betrieb dieses Lasers einige Maßnahmen ergriffen, welche diese Störgröße während der ca. 15 h andauernden Messungen minimieren sollen.

Damit möglichst wenig Feuchtigkeit eindringen kann, wird das Gehäuse mit Überdruck betrieben. Im Experiment wurden ca. 1160 mbar gewählt, sodass eine deutliche Differenz zum atmosphärischen Druck herrscht. In Abbildung 5.14 ist die zugehörige Leckrate des Gehäuses abgebildet. Diese wurde mit einem intern eingebauten piezoresistiven Drucksensor gemessen beziehungsweise berechnet (Hersteller: Freescale Semiconductors Typ: MXP4115A). Trotz der vielen Durchführungen für diverse elektronische und optische Zugänge ist die Leckrate mit nur 12 mbar/Tag gering genug, damit das Gehäuse seinen Überdruck während einer Messkampagne nicht verliert. Dieser Druckverlust entspricht einem Volumenfluss von $0,71 \text{ mm}^3/\text{Tag}$.

Zur Messung der Feuchte wurde der I_0 -Messpfad mit einer Wegstrecke von $324,5 \pm 0,4 \text{ mm}$

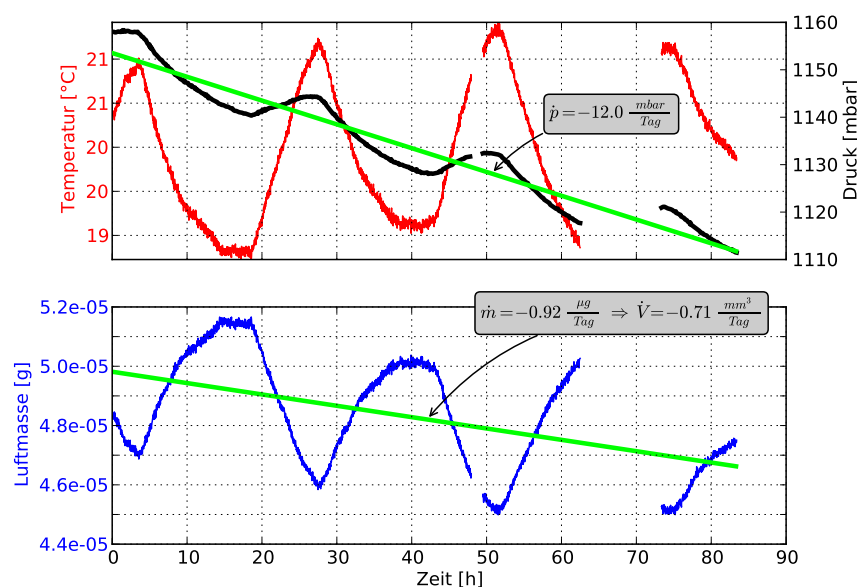
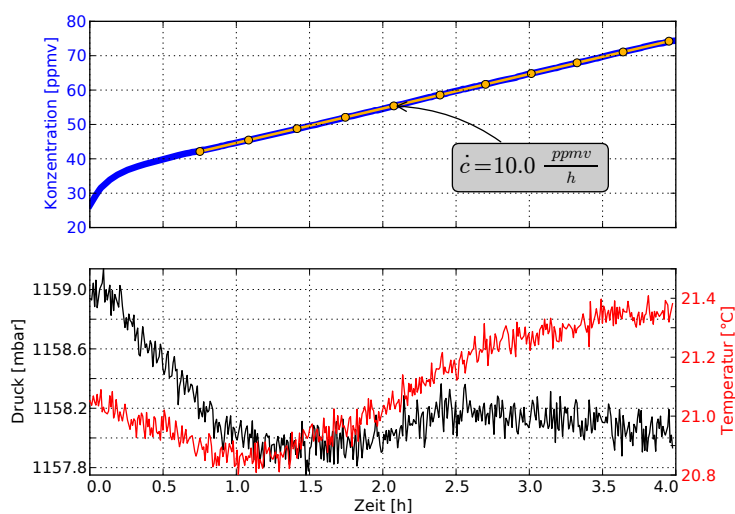


Abbildung 5.14: Analyse der Leckrate des Lasergehäuses: Die Lufttemperatur im Gehäuse ist in Rot, der Druck in Schwarz und der mittlere Druckverlauf in Grün eingezeichnet (oben). Die Luftmasse ist in Blau und die mittlere Luftmasse in Grün eingezeichnet (unten).

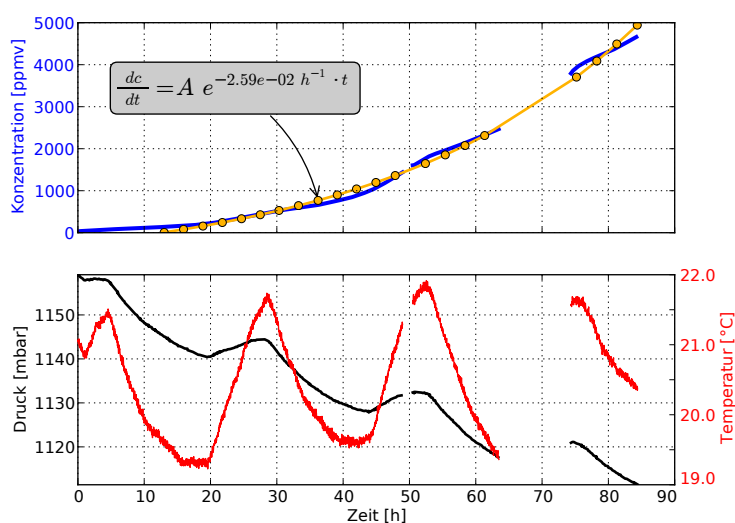
einjustiert. Die minimale Feuchte im Gehäuse wurde nach einer Spüldauer von ca. 70 h erreicht (siehe auch Abbildung 5.16). Im Konzentrationsverlauf stellte sich eine konstante Feuchte von 28 ppmv ein, die nur einen kleinen, temperaturabhängigen Tagesgang von ± 2 ppmv aufwies. Diese Feuchte entspricht einer optischen Dichte von $\chi_{max} = 9,8 \cdot 10^{-3}$. Umgerechnet auf die 240 mm Absorptionsweg von der Laserdiode bis zur Faserkopplung ergibt sich im Absorptionssignal der offenen Messzelle eine parasitär wirkende optische Dichte von $\chi_{Faser} = 7,2 \cdot 10^{-3}$. Diese optische Dichte entspricht in dem Messsignal der offenen Messzelle bei einer Absorptionsweglänge von 4,2 m einer Konzentration von 2,2 ppmv. Dieser Wert ist also die Grenze, ab der das Störsignal zu kleineren Konzentrationen hin stärker ist als das Nutzsignal. Für die extraktiv messende Messzelle ergibt sich bei einer Wegstrecke von 341,1 mm eine parasitäre optische Dichte von $\chi_{ext} = 10,3 \cdot 10^{-3}$. Bei einem Absorptionsweg von 1,2 m entspricht das Störsignal einer Konzentration von 7,6 ppmv.

Während der Messung der Leckrate wurde in dem I_0 -Messpfad zusätzlich die Feuchtigkeit im Gehäuse gemessen. In den ersten 30 min ist ein starker Konzentrationsanstieg zu erkennen, der in einen linearen übergeht. Dieser führt zu einer Verdopplung der Konzentration. Dieses Verhalten ist in Abbildung 5.15(a) abzulesen. Da ein Messflug mit Vorbereitung bis über 15 Stunden dauern kann, ist eine Betrachtung des Langzeitverhaltens nötig. Deshalb wurde die Feuchte über einen Zeitraum von 85 Stunden gemessen. Diese Messungen sind in Abbildung 5.15(b) abgebildet. Überraschend ist, dass sich die Kontamination im Gehäuse mit der Zeit beschleunigt. Während der abgeschätzten Messflugdauer kann allerdings näherungsweise weiterhin von einer konstanten linearen Befeuchtungsrate ausgegangen werden.

Welche Feuchtereservoirs die genauen Ursachen der Kontamination sind, ist aufgrund der vielen möglichen Mechanismen in diesem Experiment nicht festzustellen. Wahrscheinlich ist jedoch, dass der schnell stattfindende Sättigungseffekt in den ersten 30 min durch die Verdampfung der Restfeuchte auf den Innenwänden des Gehäuses hervorgerufen wird. Die langsamen zur Beschleu-



(a) Kurzzeitverhalten bis 4 h



(b) Langzeitverhalten bis 90 h

Abbildung 5.15: Wasserdampfkontamination des Lasergehäuses: Der Konzentrationsverlauf ist in Blau eingetragen, die Fit-Funktion in Gelb.

nigung der Befeuchtung beitragenden Effekte werden wahrscheinlich durch Diffusionsprozesse in den Kunststoffteilen und durch virtuelle Lecks im Gehäuse verursacht (Czerwonka u. Pongrac, 2011). Als virtuelle Lecks werden fast verschlossene Bereiche in einem Aufbau bezeichnet aus denen vorher eingeschlossene Gase in das Experiment entweichen können. Da die Ausgasungseigenschaften von Kunststoffen stark vom Fertigungsprozess abhängen, ist eine exakte physikalische Beschreibung des Mechanismus nicht möglich (Menges u. a., 2002). Darum wurde eine empirisch gefundene Funktion zur Quantifizierung verwendet. Näherungsweise folgt der Konzentrationsanstieg einer Exponentialfunktion. Diese erlaubt bis zum Ende der Messung eine gute Beschreibung des Kontaminationsverlaufs. Die sich ergebende Zeitkonstante ist $-2.7 \cdot 10^{-2} h^{-1}$. Diese Funktion ist nur deshalb geeignet, weil sich während der gesamten Messperiode noch kein

Sättigungseffekt einstellte.

Als Ergebnis ist festzuhalten, dass sich die parasitär wirkende optische Dichte nach einer geschätzten Einsatzdauer von 15 Stunden auf das fünf- bis sechsfache des Anfangswertes vergrößert. Damit vergrößert sich das Störsignal der offenen Messzelle zu einer entsprechenden Konzentration von $13,2 \text{ ppmv}$. Das Störsignal der extraktiv messenden geschlossenen Messzelle vergrößert sich zu $45,6 \text{ ppmv}$. Dadurch dass diese Störgröße im I_0 -Messpfad quantifiziert und aus den Messsignalen korrigiert werden, wird der entstehende Fehler jedoch reduziert. In wieweit das möglich ist, muss noch durch zukünftige Messungen festgestellt werden.

5.2.6 Korrektur der Spektrometermessungen

Damit durch die Kontamination des Gehäuses verursachte Störsignale aus den Signalen der offenen Messzelle sowie der extraktiv messenden Messzelle korrigiert werden können, ist eine möglichst präzise Bestimmung der Linienform nötig. Durch diese Kenntnis kann der durch die Kontamination verursachte Anteil der Linienformen direkt von den in den Messzellen aufgenommenen Linienprofilen subtrahiert werden. Dies ist möglich, da die Laserstrahlung für beide Messungen freistrahlernd eingekoppelt wird.

Aus den Messdaten ist folgendes Signal-zu-Rauschverhältnis zu ermitteln.

$$S/N = \frac{\chi_{max}}{\sigma} = 55,4 \quad (5.1)$$

Die Nachweisgrenze wird durch die Volumenkonzentration c und das S/N berechnet.

$$\Delta c = \frac{c_{Profil}}{S/N} = 509 \text{ ppbv} \quad (5.2)$$

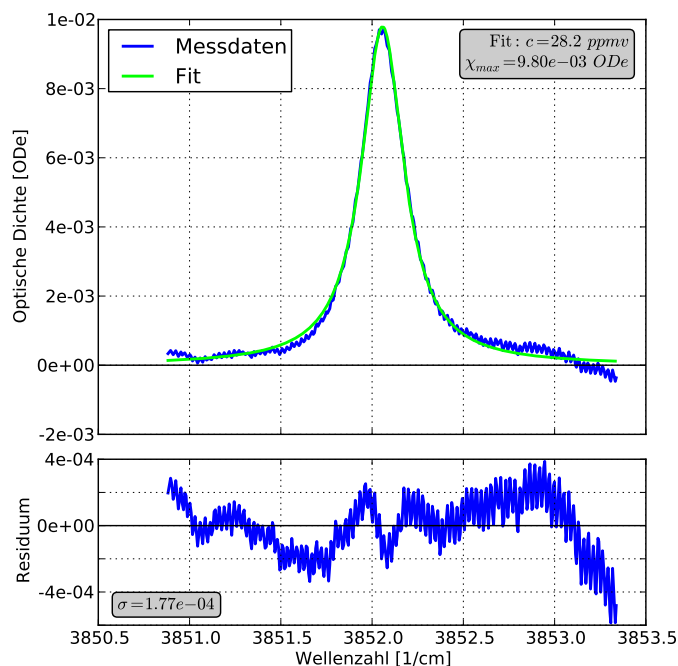


Abbildung 5.16: Restfeuchte im mit trockener synthetischer Luft gespülten Lasergehäuse, gemessen mit einem $324,5 \text{ mm}$ langen I_0 -Absorptionspfad

Die normierte Spektrometerempfindlichkeit Δc_n berechnet sich aus der Nachweisgrenze und der Absorptionsweglänge $l = 324,5 \text{ mm}$.

$$\Delta c_n = \Delta c \cdot l = 165 \text{ ppb} \cdot m \quad (5.3)$$

Das kleine Residuum von $1,77 \cdot 10^{-4}$ in Abbildung 5.16 zeigt an, dass die Linienfläche sehr gut bestimmt werden kann und dass die Linienprofile der Messzellen somit sehr hochwertig korrigiert werden können.

Auch wenn der HAI bisher noch nicht mit einer extraktiv messenden Messzelle betrieben wurde, erhält man durch die gezeigte Messung eine erste Abschätzung über die Signalqualität. Mit dieser hohen Empfindlichkeit sind hochwertige Messsignale in der extraktiven Zelle zu erwarten.

5.3 Faserkopplung

Zur Einkopplung des Laserstrahls in die fluorhaltige Glasfaser sind nur wenige Baugruppen im Handel erhältlich. Ein wichtiger Grund für diesen Umstand ist, dass viele optische Gläser bei dieser Wellenlänge nicht transparent sind. Da kommerziell erhältliche Faserkopplungen aufgrund der Absorption nur einen geringen Teil des Laserlichts in eine Glasfaser einkoppeln können, war die Entwicklung einer effizienten, störungsunempfindlichen Faserkopplung ein weiterer Teil dieser Arbeit. Zur Faserkopplung eines Diodenlasers werden zwei Linsen benötigt. Eine Linse muss den vom Laser ausgehenden Lichtkegel kollimieren, eine weitere Linse muss den kollimierten Lichtstrahl wieder fokussieren, sodass der Fokus auf dem Kern des Faserendes liegt. Während erstere Justage weitestgehend unempfindlich ist, hängt die Effizienz der Faserkopplung sehr empfindlich von der Position des Fokus auf dem Faserende ab. Durch den nur $9 \mu\text{m}$ im Durchmesser messenden Faserkern ist es nötig, den Fokuspunkt mikrometergenau zu justieren. Für die Einkopplung wurde die Glasfaser der Firma *IR-Photonics* verwendet.

Zur Realisierung der Faserkopplung wurden zwei Linsensätze getestet. Der erste Linsensatz besteht aus zwei gleichen Linsen aus antireflexionsbeschichtetem Black Diamond Glas der Firma *Light Path*, der zweite Linsensatz wurde mit Hilfe der in dieser Arbeit gesammelten Erfahrungen im Rahmen der Kooperation an der *Universität Heidelberg* mit dem Ray Tracing Programm Zemax entwickelt. Hergestellt wurden die Linsen von der Firma *Naked Optics* und bestehen aus antireflexionsbeschichtetem Zinkselenid.

5.3.1 Kollimation

Beide zur Kollimation verwendeten Linsen besitzen einen Arbeitsabstand von 3 mm . Da die Linsen von *Light Path* mit einer $\text{NA} = 0,56$ von den Randstrahlen des Lasers, mit einer $\text{NA} = 0,83$, überstrahlt werden, wurden die speziell entwickelten Linsen um $1,5 \text{ mm}$ im Durchmesser vergrößert. Diese Linsen besitzen eine $\text{NA} = 0,76$, sodass die Intensität des kollimierten Laserstrahls größer wird. In Abbildung 5.17 sind die jeweils erzeugten Strahlprofile abgebildet. Während die Strahldurchmesser in etwa gleich sind, ist das Profil der *Naked Optics* Linse homogener. Bei der *Light Path* Linse ist zu erkennen, dass es sich hierbei um eine gepresste Linse handelt, die eine nicht so gute Oberflächenqualität hat. Dies ist an den Inhomogenitäten im Profil zu erkennen. Trotz der größeren numerischen Apertur zeigt die *Naked Optics* Linse schwache Beugungsmuster an den Rändern.

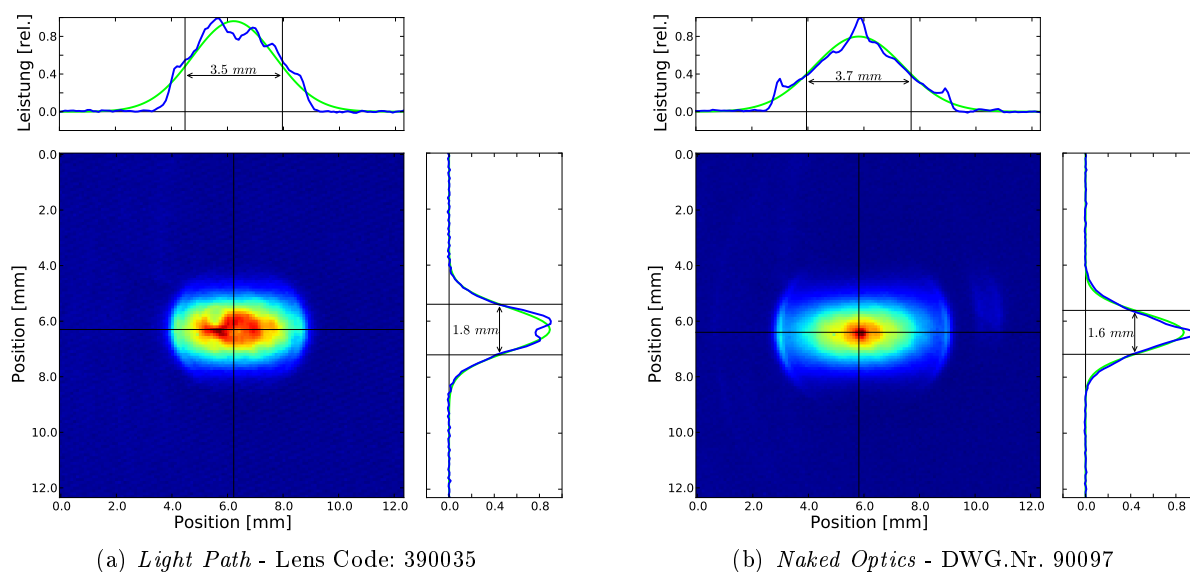


Abbildung 5.17: Mit verschiedenen Linsen erzeugte kollimierte Strahlprofile des 2596 nm Lasers

5.3.2 Qualität der Faserkopplung und optische Leistung am Faserende

Die wichtigste Größe, welche die Qualität eines spektroskopisch genutzten optischen Übertragungssystems beschreibt, ist die Standardabweichung des Residuums zwischen gemessenem Spektrum und Fit-Funktion. Dieser Wert wird in optischer Dichte angegeben. Durch die Modulation der Laserwellenlänge wirken Interferenzen zwischen planparallelen optischen Grenzflächen am stärksten auf diese Störgröße ein.

In der Versuchsanordnung mit den *Light Path* Linsen, werden zwei gleiche plan-asphärische Linsen verwendet. Die planen Flächen zeigen dabei zum Laser und zur Faser, wodurch die effektiven planparallelen Flächen brechungsbedingt verkleinert werden. Es besteht jedoch noch erhebliches Störungspotential. Durch Verkippen der Kollimationslinse um 5° konnten die Störungen halbiert werden, ohne dass der Wirkungsgrad beeinflusst wurde. Die Störungen waren für hochauflösende Messungen jedoch immer noch zu groß.

Bei dem angefertigten Linsensatz von *Naked Optics* handelt es sich um zwei unterschiedliche Linsen mit je einer sphärischen und einer asphärischen Oberfläche. Mit diesem Linsensatz konnten gute Ergebnisse erzielt werden. So wurden die Störungen bei gleicher optischer Ausgangsleistung um eine Größenordnung verringert. Das Spektrum der hinter der Glasfaser gemessenen Laserstrahlung und die entstandenen Störungen sind in den Abbildungen 5.18 gezeigt. Hierbei ist zu beachten, dass der von der Glasfaser emittierte Lichtkegel selber nicht zu vernachlässigende Störungen erzeugt.

In Tabelle 5.3 sind die Ergebnisse zusammengefasst. Während dieser Versuchsreihe stellte sich heraus, dass die größten Störungen von den Randstrahlen des kollimierten Laserstrahls verursacht werden. Die Strahlen interferierten und erzeugten so störende Interferenzmuster, die auch „Fringes“ genannt werden. Daraufhin wurden verschiedene Blenden getestet, welche die erzielten geringen Störungen erst ermöglichten. Hierdurch reduzierte sich jedoch auch die Laserleistung.

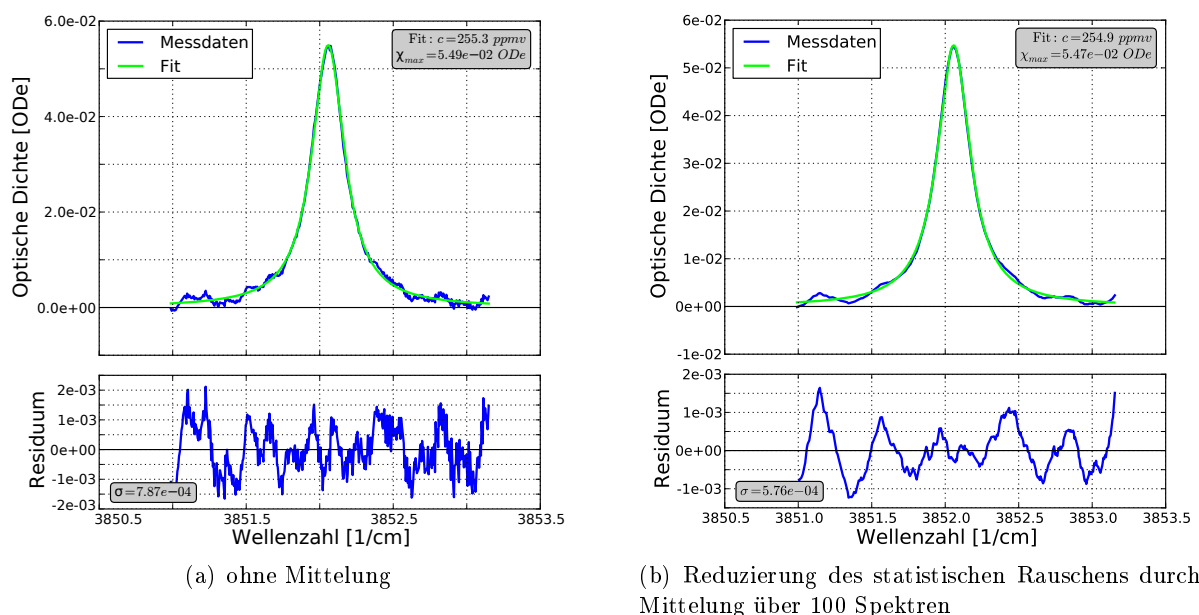


Abbildung 5.18: Messung der optischen Störungen der Faserkopplung durch Bestimmung der Residuen zwischen Spektrum und Fitfunktion (Linsen: Naked Optics)

Versuchsanordnung	Blende	σ [ODe]	opt. Leistung
<i>Light Path</i> 0°	keine	$36 \cdot 10^{-4}$	$81 \mu W$
<i>Light Path</i> 5°	4,0 mm	$65 \cdot 10^{-4}$	$81 \mu W$
<i>Naked Optitics</i>	3,0 mm	$53 \cdot 10^{-4}$	$81 \mu W$
<i>Naked Optitics</i>	2,5 mm	$5,8 \cdot 10^{-4}$	$54 \mu W$

Tabelle 5.3: Ergebnisse der Versuchsreihen zur Entwicklung einer störungsarmen Faserkopplung; Es wurden 500 gemittelte Spektren verwendet um statistisches Rauschen zu reduzieren.

5.4 Charakterisierung der fluorhaltigen Glasfasern

Für den Lichttransport zur offenen Messzelle wird ein Lichtwellenleiter in Form einer Glasfaser aus fluorhaltigem Glas verwendet. Übliches Quarzglas ist nicht geeignet, da es einen nicht vernachlässigbaren Restanteil OH-Gruppen enthält. Diese haben eine starke Absorptionsbande im Bereich von $2,6 \mu m$, sodass Quarzglas bei dieser Wellenlänge praktisch nicht mehr transparent ist. Fasern aus fluorhaltigem Glas sind als „Multi-Mode“ Ausführung schon einige Jahre erhältlich. Aktuell konnten aber nur zwei Hersteller gefunden werden, die auch „Single-Mode“ Fasern für Wellenlängen im Bereich um $2,6 \mu m$ herstellen. Die Benutzung einer solchen Faser unterscheidet sich aus mehreren Gründen von der Verwendung einer im $1,4 \mu m$ Bereich verwendeten SMF-28 Quarzglasfaser und den zugehörigen optischen Komponenten. Einerseits sind diese Fasern stark bruchgefährdet, was zu einer aufwendigeren Verlegung mit Biegeradien größer als $50 mm$ führt, andererseits konnten keine Hersteller von faseroptischen Komponenten zur Aufteilung der Lichtleistung in mehrere Teilstrahlen gefunden werden, sodass diese Aufgaben in Form von Freistrahloptiken gelöst werden musste. Dass selbst den Herstellern einige Eigenschaften dieser Fasern bisher verborgen blieben, stellte sich erst heraus, nachdem die ersten Messungen für

diese Arbeit durchgeführt worden waren und die Ergebnisse mit den Herstellern diskutiert wurden. Die für dieses Experiment wichtigen Aspekte sollen in diesem Abschnitt behandelt werden. Während der Entwicklung der Faserkopplung fiel die Entscheidung zum Kauf eines Faserpaares der Firma *IR-Photonics*. Es wurden zwei Fasern bestellt, die mit einer FC-APC Kupplung verbunden werden können. Die 1 m lange Faser dient zum Einkoppeln des Laserstrahls in dem 19" Rack-Einschub. Die zweite 5,5 m lange Faser dient zur Verbindung des Rack-Einschubs mit der im Flugzeugrumpf montierten offenen Messzelle. Diese Faser wurde mit einem Stahlflexschlauch ummantelt, damit sie während der Montagearbeiten nicht beschädigt werden kann.

5.4.1 Bestimmung der Dämpfung der IR-Photonics „Single-Mode“ Glasfaser

Die wichtigste Kenngröße einer Glasfaser ist die Dämpfung. Da die Effizienz der Strahleinkopplung nicht bekannt war, musste ein auf das Experiment angepasstes mathematisches Verfahren hergeleitet werden. Mit diesem kann die Dämpfung berechnet werden. Das Prinzip besteht hierbei in der Messung der ausgekoppelten Strahlungsleistung bei zwei unterschiedlichen Faserlängen. Die Einkopplung darf zwischen den Messungen nicht verändert werden. Dies kann man als System aus zwei Gleichungen ausdrücken.

$$L_{Faser,1} = l_{Faser,1} \cdot D_{Faser} + L_{kopp} \quad (5.4)$$

$$L_{Faser,2} = (l_{Faser,1} + l_{Faser,2}) \cdot D_{Faser} + L_{kopp} \quad (5.5)$$

L_{Faser} bezeichnet die Dämpfung der Fasern als ganzes, L_{kopp} bezeichnet die Einkopplungsdämpfung. l steht für die Längen der Fasern und D_{Faser} für die Faserdämpfung in $\frac{dB}{m}$. Setzt man für die Dämpfungen L die Ein- und Auskopplungsleistungen der beiden Messungen ein, erhält man:

$$\log \frac{P_{1,Detektor}}{P_{1,Laser}} = \frac{l_{Faser,1} \cdot D_{Faser}}{10} + \log \left(\frac{P_{1,Detektor}}{P_{1,ein}} \right) \quad (5.6)$$

$$\log \frac{P_{2,Detektor}}{P_{1,Laser}} = \frac{(l_{Faser,1} + l_{Faser,2}) \cdot D_{Faser}}{10} + \log \left(\frac{P_{1,Detektor}}{P_{1,ein}} \right) \quad (5.7)$$

Subtrahiert man jetzt Gleichung 5.6 von Gleichung 5.7, erhält man einen Ausdruck zur Berechnung des Dämpfungsbelags D in $[dB/m]$ der Glasfaser.

$$D_{Faser} = 10 \cdot \log \frac{P_{1,Detektor}}{P_{2,Detektor}} \cdot \frac{1}{l_{Faser,2}} \quad (5.8)$$

Um Gleichung 5.8 anwenden zu können, muss der Lichtstrahl für beide Messungen in Faser 1 eingekoppelt werden. Einmal wird die Lichtleistung direkt hinter dieser Faser gemessen. Eine zweite Leistungsmessung wird hinter der zwischen Faser 1 und Detektor geschalteten Faser 2 durchgeführt. Die unbekannte eingekoppelte Laserleistung fällt aus diesem Gleichungssystem heraus. Das Ergebnis muss noch um 1 dB korrigiert werden. Dies ist die vom Hersteller genannte Dämpfung, die durch die FC/APC Kupplung entsteht. Die Dämpfungsmessungen wurden mit beiden Lasern durchgeführt und sind Tabelle 5.4 zu entnehmen. Weil die Kupplungsstecker des Faserpaares einmal neu konfektioniert werden mussten, konnte eine Vergleichsmessung der Dämpfungseinflüsse der Kupplung zwischen den Fasern durchgeführt werden. Den ersten beiden Messungen in der Tabelle ist zu entnehmen, dass Toleranzen von über 10% auftreten können. Die Abweichung zwischen der zweiten und dritten Messung ist durch die spektrale Absorption des

fluoriden *UV – IR* Glases zu erklären. Die gemessene Abweichung von 20% deckt sich mit der im Datenblatt angegebenen Kennlinie. Inklusive der Kupplungsverluste dämpfen die Glasfasern das Licht um 1,7 dB. Trotz dieser Verluste ist ein stabiler Spektrometerbetrieb möglich.

Messung	Wellenlänge [nm]	Dämpfung [dB/m]
1. NEL Laser	1370	0,65
2. NEL Laser nach Überarbeitung	1370	0,56
3. Nanoplus Laser nach Überarbeitung	2596	0,11

Tabelle 5.4: Dämpfungsmessungen der fluorhaltigen *IR-Photonics* „Single-Mode“ Glasfaser bei verschiedenen Wellenlängen

5.4.2 Temperaturabhängiges Absorptionsverhalten

Während die Dämpfung bei Raumtemperatur eher moderat ist, trat im gekühlten Experiment ein unerwartet starker, temperaturabhängiger Dämpfungseffekt auf. Diese massive Dämpfung wurde überraschend während eines Tieftemperaturexperiments entdeckt und später in einer geregelten, mit flüssigem Stickstoff gekühlten, isolierten Kühlbox vermessen. Das Resultat ist in Abbildung 5.19 gezeigt. Für diese Messung wurde die im Stahlflexschlauch konfektionierte, 5,5 m lange Glasfaser verwendet. Von dieser Faser wurden 4,0 m abgekühlt. Als Bezugspegel der Messung wurde die optische Leistung am Faserende bei Raumtemperatur gewählt. Anhand der Messdaten ist beim Abkühlen eine zeitliche Hysterese von ca. 10 min zu erkennen. Diese Verzögerung entsteht vermutlich durch den Stahlflexschlauch, der die Temperaturänderung der Umgebungsluft durch seine Wärmekapazität nur verzögert an die Glasfaser weitergibt. Im langsamer verlaufenden Aufwärmvorgang ist eine bessere Überdeckung der Messkurven gegeben. Sie zeigt, dass die

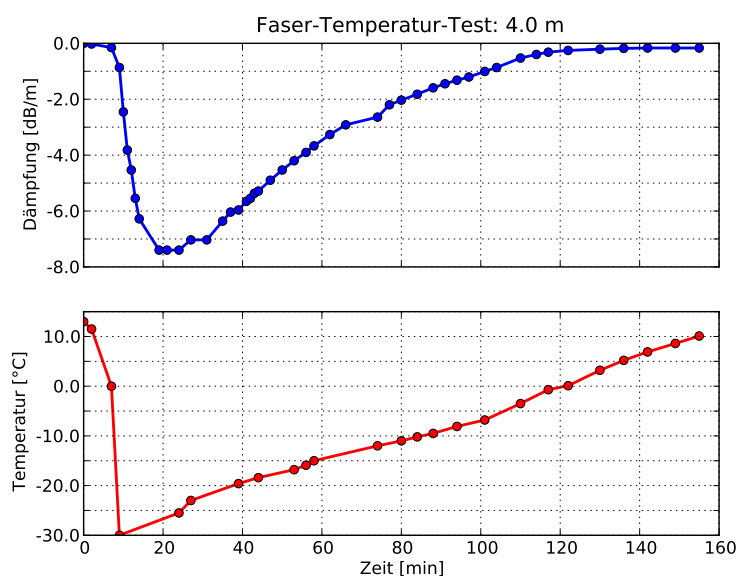


Abbildung 5.19: Temperaturabhängiges Dämpfungsverhalten der 5,5 m langen *IR-Photonics* Single-Mode Glasfaser

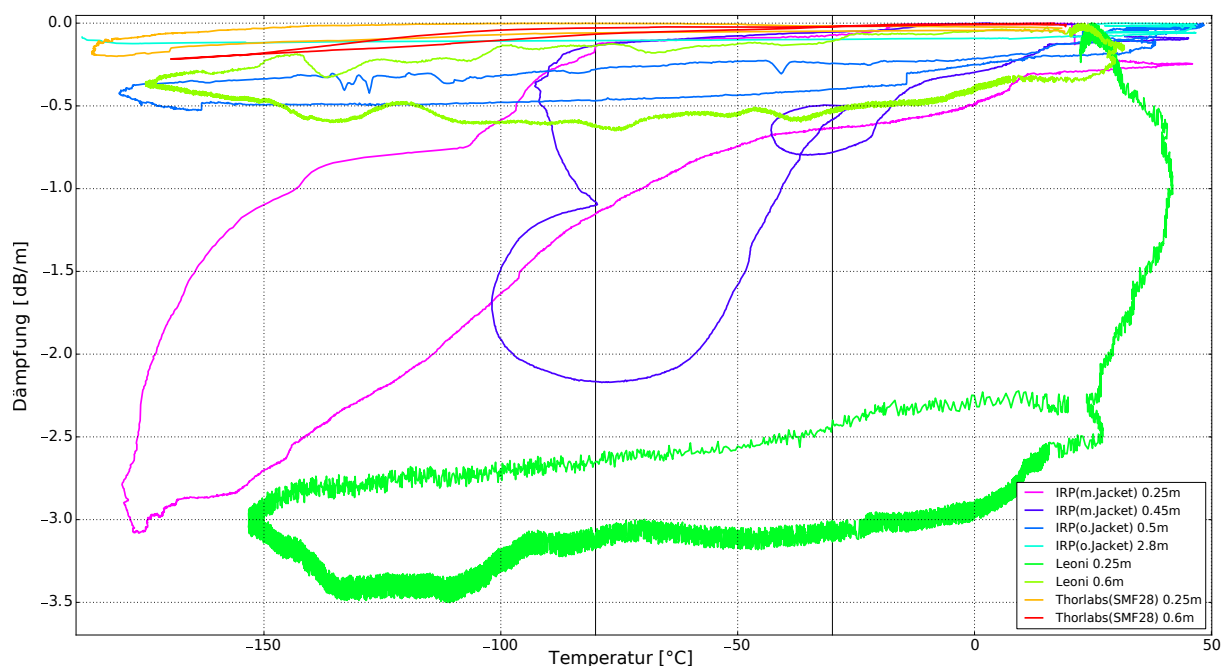


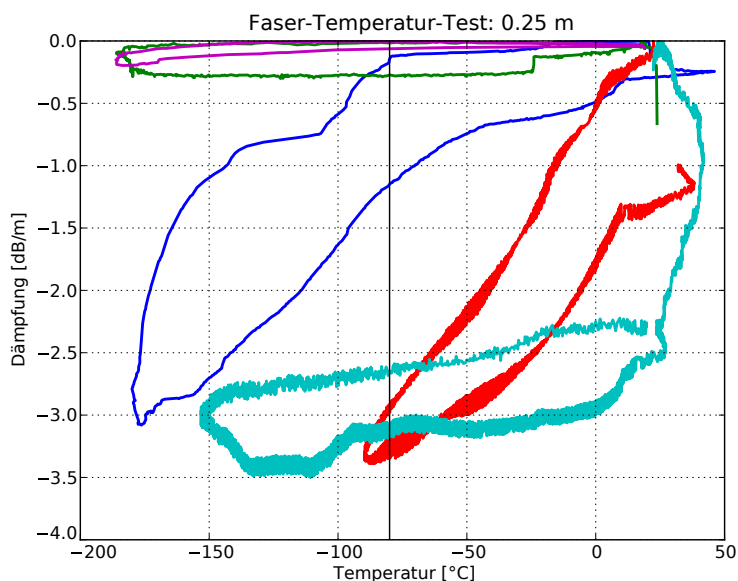
Abbildung 5.20: Messung des temperaturabhängigen Dämpfungsverhaltens verschiedener Glasfasern mit verschiedenen Längen in dB/m

Faser bereits bei $-7^{\circ}C$ eine um $-1 dB/m$ erhöhte Dämpfung aufweist. Die tiefste in der Kühlbox erreichbare Temperatur war $-30^{\circ}C$. Bei dieser Temperatur war die Dämpfung bereits um $-7,5 dB/m$ erhöht, sodass kein detektierbares Messsignal am Detektor aufzunehmen war. Da während eines Messfluges Temperaturen von bis zu $-80^{\circ}C$ zu erwarten sind, wäre dann keine Messung mit der offenen Zelle möglich.

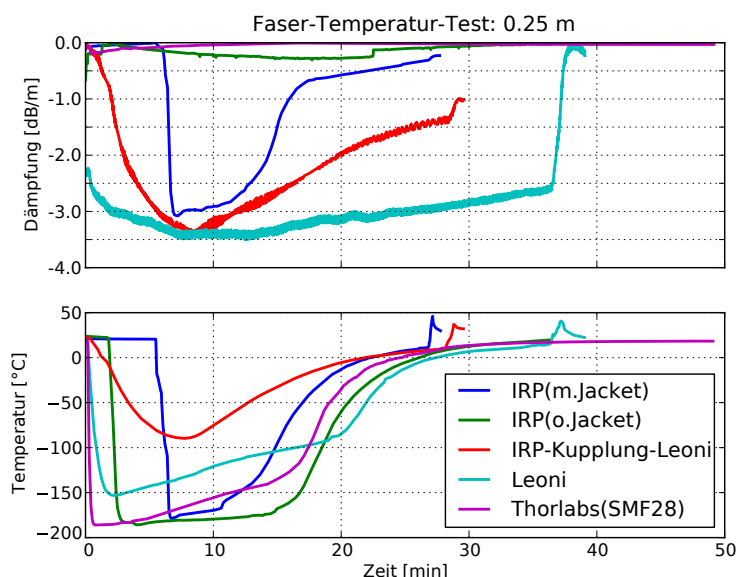
Eine erste qualitative Messung konnte mit einer weiteren Faser gleicher Bauart durchgeführt werden. Sie zeigte gleiches Verhalten, obwohl sie in einer anderen Charge gezogen wurde. Daraufhin wurden in einer komplexeren Versuchsreihe unterschiedliche Längen mehrerer Fasertypen abgekühlt, um die Dämpfung genauer zu untersuchen. In dieser Versuchsreihe wurde eine *IR-Photonics* Faser aus einer dritten Charge und eine Faser der Firma *Leoni* mit aufgenommen. Jedes Experiment wurde bei unverändertem Versuchsaufbau dreimal wiederholt. Es zeigte sich, dass die Ergebnisse eines Messdurchlaufs in der Regel nicht reproduzierbar sind. Dies äußerte sich darin, dass die Fasern nach einem vollständigen Abkühlungs- und Erwärmungszyklus oft nicht auf ihr vorheriges Dämpfungsniveau zurückkehrten. Dies ist in der Abbildung 5.20 an den nicht geschlossenen Messkurven zu erkennen. Zur besseren Veranschaulichung wurde unabhängig davon in jeder Messung die geringste Dämpfung als Bezugspegel definiert. Weiterhin wird in der Abbildung jeweils nur eine der drei Messungen gezeigt. Betrachtet man die jeweils zusammengehörigen Messkurven mit ähnlicher Farbe, so stellt man fest, dass dieselben Fasern auf unterschiedlicher Länge gekühlt zwar ähnliche Dämpfungen aufweisen, der Kurvenverlauf allerdings komplett unterschiedlich aussehen kann.

Als Vergleich wurde eine SMF-28 Quarzglasfaser in die Versuchsreihe mit aufgenommen und mit dem $1370 nm$ Laser betrieben. Die Messkurven sind in Rot und Orange dargestellt. Sie zeigen qualitativ das selbe Verhalten wie die fluorhaltigen Glasfasern, quantitativ jedoch eine viel geringe zusätzliche Dämpfung, sodass der Effekt in der Praxis keine Auswirkungen hat.

Da es nur sehr schwer möglich ist, eine Faser gleichmäßig abzukühlen, liegt der Schluss nahe, dass die Dämpfung durch thermische Spannungen im Glas verursacht werden. Die Änderung des Brechungsindex kann als Ursache ausgeschlossen werden. Dieser beträgt bei den verwendeten *IR-Photonics* Fasern laut Datenblatt des UVIR Glases $n = 1,48$ und ändert sich bis zu Temperaturen von -170°C nur um maximal $1 \cdot 10^{-4}$.



(a) Dämpfung in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen: Während eines Messfluges werden Temperaturen von bis zu -80°C erwartet.



(b) Temperatur-Dämpfungsverhalten über die Zeit aufgetragen

Abbildung 5.21: Vergleich der temperaturabhängigen Dämpfungswerte verschiedener Glasfasern mit einer gekühlten Länge von $0,25\text{ m}$

Weiterhin wurde beobachtet, dass die Faser ihre Dämpfungseigenschaften durch Biegen und Vibrationen verändert. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, dass der Kerndurchmesser der Faser durch die auftretenden Spannungen soweit verringert wird, dass der Wellenleiter zu eng wird, um die Lasermode zu übertragen (vgl. Kapitel 3.8).

Um diese Vermutung zu festigen, wurde die Dämpfungsmessung einer *IR-Photonics* Faser mit dem 1370nm Laser wiederholt. Die Erwartung, dass dieses kurzwelligere Laserlicht zwar in mehreren Moden übertragen wird, jedoch nicht durch einen zu engen Wellenleiter gedämpft wird, wurde dann auch bestätigt. Das Dämpfungsverhalten in dieser Messung glich auch quantitativ dem der SMF-28 Faser in Abbildung 5.20.

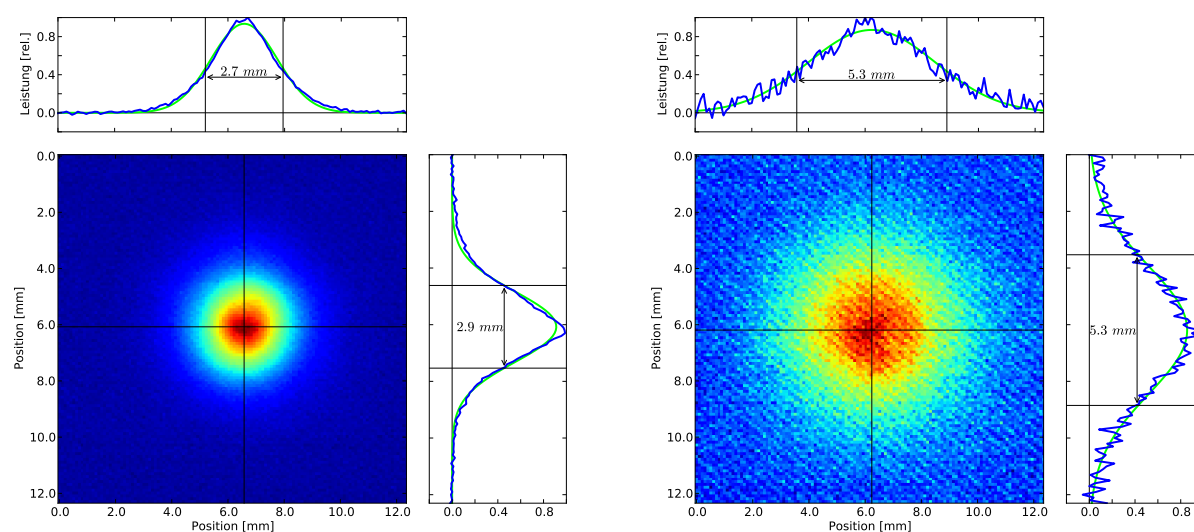
Eine Rücksprache mit dem Hersteller ergab, dass dort die Dämpfungsmessungen mit einem 1,7µm Laser durchgeführt wurden. Auch eine Abkühlung der Faser ergab mit Licht dieser Wellenlänge keine relevanten Änderungen in der Dämpfung (Kasprzak, 2009).

Ob fluoride Glasfasern im Allgemeinen empfindlicher gegenüber Temperaturänderungen sind, muss noch untersucht werden. Dafür spricht, dass auch die Faser der Firma *Leoni* eine stark temperaturabhängige Dämpfung aufweist. Die Untersuchung einer Faser mit größerer Cut-off Wellenlänge steht noch aus. Auch konnte bisher nicht geklärt werden, warum sich die Dämpfungswerte in den beiden Messreihen (Abbildungen 5.19 und 5.20) so signifikant unterscheiden. In den Abbildungen 5.21 sind die für den Betrieb der Open-Path Zelle relevanten Messungen exemplarisch zusammengefasst. Für den Betrieb dieser Messzelle muss nur ein ca. 50 cm langes Faserstück im kalten Bereich außerhalb der Druckkabine verlegt werden. Durch Verwendung einer *IR-Photonics* Faser wäre bei -80°C eine maximale Dämpfung von $-1,2\text{ dB}$, durch Verwendung einer Faser der Firma *Leoni* eine maximale Dämpfung von $-1,65\text{ dB}$ zu erwarten. Dies sind Werte, die mit einer effizienten Faserkopplung zusammen spektroskopische Messungen ermöglichen. Messungen, die lange Übertragungswege im kalten Raum erfordern, sind jedoch nicht ohne Weiteres möglich.

Der Einfluss einer gekühlten Faserkopplung scheint vernachlässigbar zu sein. Betrachtet man den roten Graphen in der Abbildung, erkennt man nur das kombinierte Transmissionsverhalten der beiden gekoppelten Fasern (hellblau und dunkelblau). Daher scheinen die Verbindungsstellen temperaturstabil zu sein.

5.4.3 Bestimmung von numerischer Apertur und Modenfelddurchmesser

In Kapitel 3.8 wurden die wesentlichen Charakterisierungsgrößen von „Single-Mode“ Fasern genannt. Diese müssen noch für eine vollständige Bewertung der beiden Fasertypen bestimmt werden. Die Abbildungen 5.22 zeigen die Strahlkegel der beiden Fasertypen in einem Abstand von 25,5 mm vom Faserende. Da exakte TM_{00} -Moden zu sehen sind, ist zu erkennen, dass die Fasern oberhalb der „Cut-Off“-Wellenlänge betrieben werden und nur eine Lasermode transmittieren. Die Analyse der Daten wurde mit dem Programm durchgeführt, mit dem auch schon der Laser selbst untersucht wurde. Die Gauß-Funktionen der rotationssymmetrischen Strahlprofile wurden mit einem Fehler von 4 % bestimmt. Sie zeigen ein ideales „Single-Mode“-Verhalten. Mit Hilfe dieser Messwerte, den Datenblättern der Fasern und den Berechnungsformeln aus Kapitel 3.8 können die Fasern vollständig beschrieben werden. Die Werte sind in Tabelle 5.5 eingetragen. Werte, die durch Messungen bestimmt werden konnten, wurden hierbei bevorzugt. Die unterschiedlichen numerischen Aperturen sind auf die verschiedenen Kerndurchmesser der Fasern zurückzuführen.



(a) *IR-Photonics* Faser mit horizontalem vollen Öffnungswinkel $\phi = 6,8^\circ$ und vertikalem vollen Öffnungswinkel $\theta = 7,1^\circ$

(b) *Leoni* Faser mit horizontalem vollen Öffnungswinkel $\phi = 12,7^\circ$ und vertikalem vollen Öffnungswinkel $\theta = 12,3^\circ$

Abbildung 5.22: Aus verschiedenen Single-Mode Glasfasern ausgekoppeltes 2596 nm Laserlicht in einer Entfernung von $25,5 \text{ mm}$ gemessen

Fasertyp	Kern (d)	Cladding (d)	$\overline{\alpha}_{50}$ (b)	NA (b)	MFD (b)	Cut-Off (d)
<i>IR-Photonics</i> SM	$9 \mu\text{m}$	$125 \mu\text{m}$	$6,9^\circ$	0,12	$16,8 \mu\text{m}$	$2,3 \mu\text{m}$
<i>Leoni</i> 84830062S	$8,6 \mu\text{m}$	$125 \mu\text{m}$	$12,5^\circ$	0,22	$9,16 \mu\text{m}$	$2,5 \mu\text{m}$

Tabelle 5.5: Messung und Berechnung der optischen Parameter der beiden fluoriden Single-Mode Glasfasern: (d)-Werte wurden dem Datenblatt entnommen, (b)-Werte wurden gemessen bzw. berechnet

5.5 Fazit

In diesem Kapitel konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, eine Faserkopplung für ein im $2,6 \mu\text{m}$ -Band arbeitendes Spektrometer herzustellen. Während der Entwicklung und Zusammenstellung der einzelnen Komponenten und Baugruppen offenbarten sich jedoch auch einige Probleme, in deren Lösung noch weitere Entwicklungsarbeit fließen muss.

Durch die Charakterisierung des verwendeten 2596 nm Lasers stellte sich heraus, dass dieser hochwertige Strahlung liefert, die für den Spektrometerbetrieb geeignet ist. Weiterhin zeigte sich, dass die Kollimation des Lichts und die Verwendung von freistrahlernd aufgebauten Messpfaden nur geringe Interferenzen auf einen Niveau von $\text{ca. } 1,8 \cdot 10^{-4}$ in der optischen Dichte erzeugen, was hochwertige Messungen ermöglicht. Optimierungsbedarf besteht jedoch noch in der Faserkopplung, die stärkere Interferenzen auf einem Niveau von $5,8 \cdot 10^{-4}$ erzeugt.

Als problematisch stellten sich die fluorhaltigen „Single-Mode“-Glasfasern heraus. Diese Fasern ermöglichen zwar eine störungsfreie Lichtübertragung bei Raumtemperatur, weisen jedoch ein nicht reproduzierbares temperaturabhängiges Dämpfungsverhalten auf. Durch die während eines Fluges auftretenden Temperaturen von bis zu -80°C kann die Dämpfung in der Faser um das 10-fache verstärkt werden. Durch den kurzen gekühlten Faserabschnitt von $\text{ca. } 50 \text{ cm}$ ist die

Verwendung auf dem Flugzeug jedoch möglich, wobei die Beheizung dieses Abschnitts sinnvoll erscheint.

Kapitel 6

Lasertechnik für den fasergekoppelten 1370 nm Laser

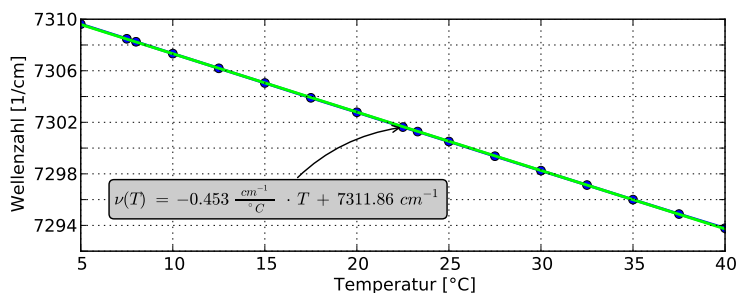
Bei dem zur Messung der 1370 nm Absorptionslinie verwendeten Laser handelt es sich um einen fasergekoppelten DFB-Laser der Firma *NTT Electronics Corporation*. Die Typenbezeichnung ist NLK1354STB, die Modulnummer 110260. Laserdiode und Faserkopplung sind kompakt in einem „Butterfly“-Gehäuse kombiniert. Durch diese Bauform mit einer nur sehr kurzen Luftstrecke wird das Laserlicht mit nur geringen parasitär wirkenden Absorptionseinflüssen in die Faser eingekoppelt. Da eine Fülle von optischen Komponenten für Licht dieser Wellenlänge im Handel erhältlich sind, kommen bei diesem Spektrometerpfad ausschließlich faseroptische Baugruppen zum Einsatz. Dies liegt daran, dass diese Laser auch zur Telekommunikation verwendet werden. Die faseroptische Übertragung ermöglicht eine Messung mit minimaler Kontamination, was die Spektrometerempfindlichkeit erhöht. Ferner ermöglichen die hochwertigen Komponenten die Entwicklung eines Spektrometerpfads mit sehr geringen optischen Störsignalen.

6.1 Lasercharakterisierung

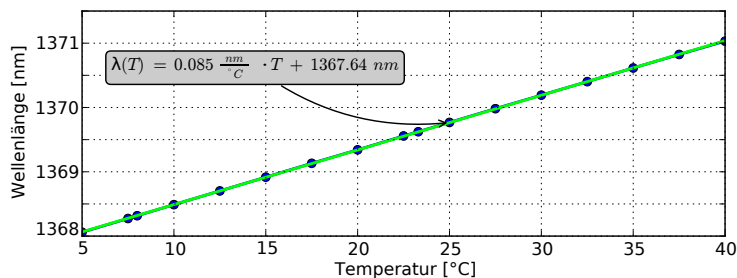
Da bereits eine Vielzahl von Spektrometern mit Lasern dieses Typs entwickelt wurden, werden in diesem Kapitel nur die wichtigsten Merkmale des Lasers genannt. Dies ist nötig, da auch diese Laser mit nicht zu vernachlässigenden Fertigungstoleranzen hergestellt werden. Eine detaillierte Betrachtung eines baugleichen Lasers wurde z.B. von Hunsmann (2009) durchgeführt. Zur Analyse dieses Lasers wurde auf die Methoden aus Kapitel 5 zurückgegriffen. Auf die Messung der Seitenmodenunterdrückung wurde bei diesem Laser allerdings verzichtet, da diese laut Datenblatt einen im Vergleich zum *Nanoplus* Laser großen Wert von -43 dB aufweist. Damit ist auch dieser Laser für die Laserspektroskopie geeignet.

Für diese Laserwellenlänge stand ein Wavemeter (Typ: *Burleigh* WA1000), ein Laser-Wellenlängenmessgerät, zur Verfügung. Mit diesem konnte die Emissionswellenlänge des Lasers im spezifizierten Temperaturabstimmbereich ohne das FT-IR Spektrometer direkt bestimmt werden. Der durch diese direkte Messreihe bestimmte Abstimmkoeffizient wurde durch lineare Regression in Abbildungen 6.1 zu $0,085\text{ nm}/^\circ\text{C}$ bestimmt. Dieser Laser zeigt, wie auch der 2596 nm Laser, ein nahezu ideales Temperaturabstimmverhalten.

In Abbildung 6.2 ist das Leistungs-Strom-Verhalten dieses Lasers gezeigt. Laut Datenblatt wird eine maximale optische Leistung von $15,4\text{ mW}$ am Ende der Faser emittiert. Für die Messung



(a) Wellenzahlabhängigkeit



(b) Wellenlängenabhängigkeit

Abbildung 6.1: Temperatur/Wellenzahl Charakteristik bei einem Laserstrom von 57 mA

wurde die Maximalleistung des Lasers jedoch auf 10 mW reduziert, damit keine Sättigungseffekte im Detektor auftreten. Die Verluste wurden durch Streulicht realisiert. Die Messung zeigt im Vergleich zum 2596 nm Laser weniger stark gekrümmte Leistungskurven, was eher den theoretischen Erwartungen aus Kapitel 3.4 entspricht. Dies führt dazu, dass in der spektroskopischen Fit-Funktion ein Polynom 2. Ordnung verwendet werden kann, was eine präzisere Untergrund-

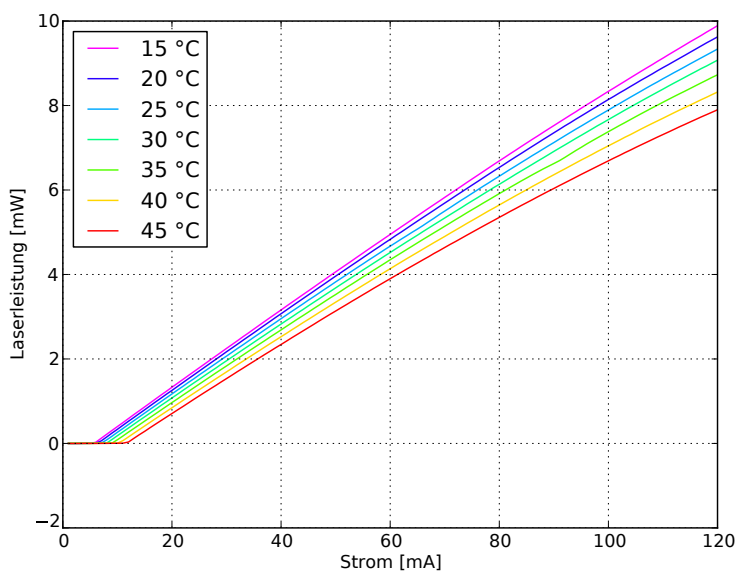


Abbildung 6.2: Leistung/Strom - Verhalten bei verschiedenen Temperaturen

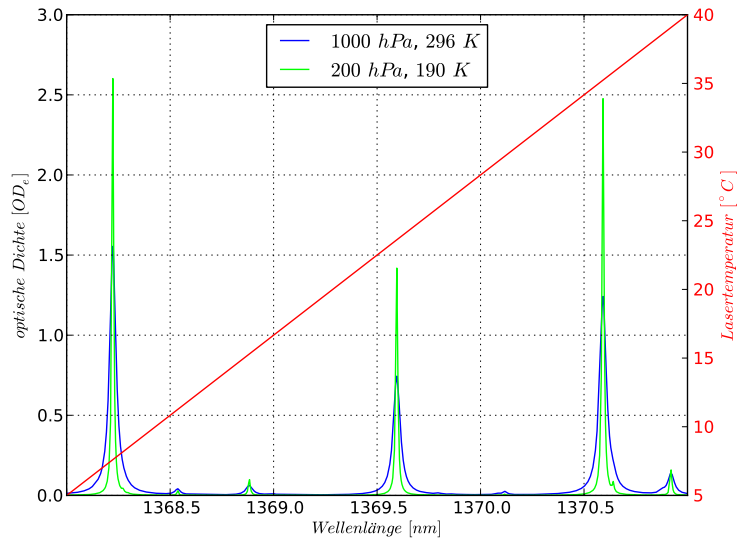


Abbildung 6.3: Simulation des Wasserabsorptionsspektrums in Luft, dass durch Temperaturabstimmung erreichbar ist: Laserstrom 57 mA , Absorptionsweg 1 m und Wasserdampfkonzentration 10000 ppm

bestimmung ermöglicht. Eine exakte Leistungsmessung ist für diesen Laserpfad nicht notwendig, da die verwendeten Detektoren der Firma *Hamamatsu* (Typ: G8371-01) eine Empfindlichkeit von $S = 0,94\text{ A/W}$ besitzen. Mit dieser Empfindlichkeit und einer eingestellten Vorverstärkung von $V = 10^3\text{ V/A}$ reichen bereits $1,2\text{ mW}$ optische Leistung auf dem Detektor aus, um den 10 V Messbereich des verwendeten Analog/Digital-Wandlers auszusteuern. Durch die große zur Verfügung stehende Laserleistung können mit diesem Lasertyp Spektrometer mit großen Signal-zu-Rausch-Verhältnissen entwickelt werden. Hunsmann (2009) erzielte ein $S/N = 900$. Anhand

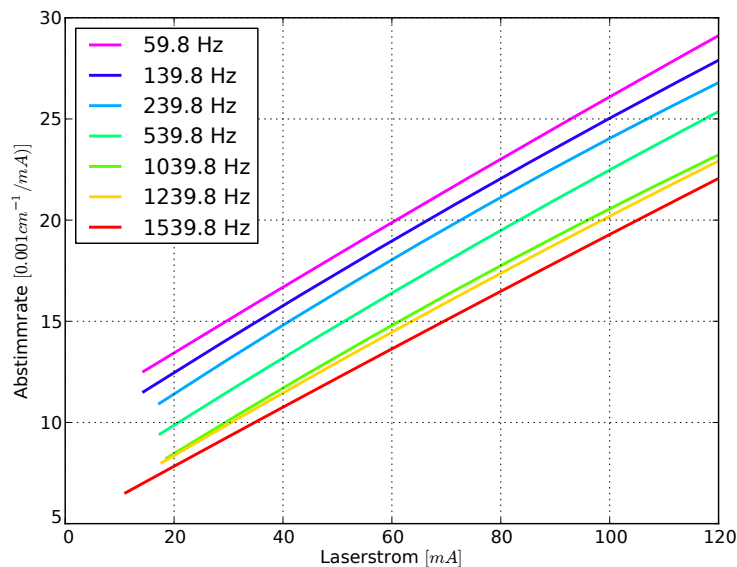


Abbildung 6.4: Dynamisches Abstimmverhalten $d\nu/dI$ bei verschiedenen Abstimmfrequenzen gegen den Laserstrom I aufgetragen

dieser zwei Messungen wurde der Arbeitspunkt des Lasers so gewählt, dass sich die Absorptionslinie im oberen Drittel der Leistungsrampe befindet. Er liegt bei $T_L = 24,5^\circ\text{C}$ und $I_L = 57\text{ mA}$. Der mit diesem Laser durch Temperaturabstimmung erreichbare Ausschnitt des Wasserabsorptionsspektrums ist in Abbildung 6.3 gezeigt.

Das dynamische Abstimmverhalten des Lasers wurde analog zum 2596 nm Laser charakterisiert, das heißt mit einem Funktionsgenerator der Firma *National Instruments* Typ: NI-PXI 5402 und einem Lasertreiber der Firma *Thorlabs* Typ: ITC-102. Nur Laser und Detektor wurden ausgetauscht. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Zu sehen sind die Wellenzahl-Abstimmraten in Abhängigkeit vom Laserstrom. Die Messung wurde im festgelegten Arbeitspunkt durchgeführt. Die Analyse wird wiederum bei der Auswertung der Spektrometerdaten verwendet, um die stromabhängige Wellenzahl-Achse zu korrigieren. Dieser Laser zeigt eine lineare Abhängigkeit der Abstimmrate vom Laserstrom, was eine präzise Korrektur der Wellenzahlen für die Auswertung ermöglicht.

6.2 Charakterisierung der Quarzglasfaser

Für die Lichtübertragung wird eine aus Quarzglas bestehende „Single-Mode“ Faser der Firma *Corning Incorporated* (Typ: SMF-28e) verwendet. Dieser Glasfasertyp zeichnet sich durch seine Robustheit aus. Die Fasern sind wesentlich weniger bruchempfindlich als die fluorhaltigen Glasfasern für den $2,6\text{ }\mu\text{m}$ -Bereich und besitzen einen kleineren Biegeradius von weniger als 1 cm . Laut Datenblatt beträgt die Dämpfung $\leq 0,35\text{ dB/km}$ und die Kupplungsverluste betragen an den Verbindungsstellen der FC/APC-Stecker $\leq 0,3\text{ dB}$.

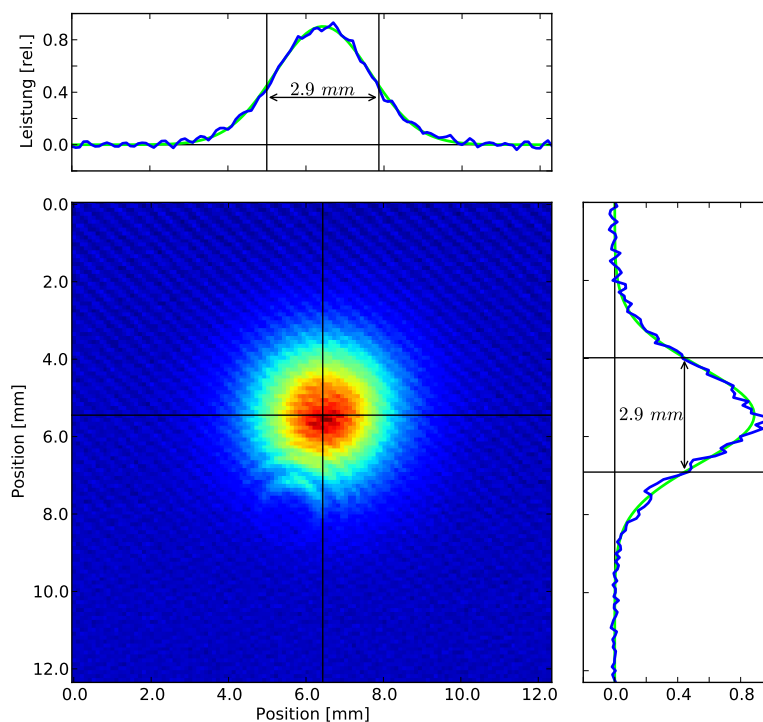


Abbildung 6.5: Strahlprofil einer *Corning* SMF-28e Faser in $27,5\text{ mm}$ Abstand mit horizontalem Öffnungswinkel von $\phi = 6,31^\circ$ und vertikalem Öffnungswinkel von $\theta = 6,40^\circ$

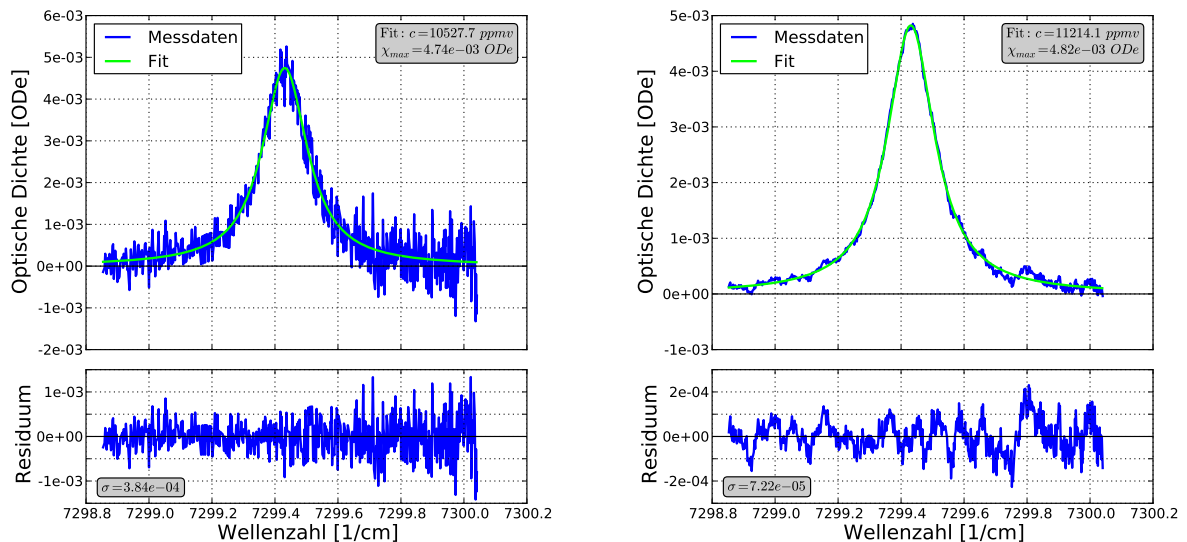
Abbildung 6.5 zeigt das Profil des von der Faser ausgehenden Lichtkegels in 27,5 mm Entfernung. Im unteren Bereich des Profils ist eine Interferenzerscheinung zu erkennen, die durch die planparallelen Grenzflächen der ZnSe-Schutzscheibe vor dem Kamerachip entsteht. Dieser Effekt war nicht zu vermeiden und wurde so justiert, dass die Strahlanalyse möglichst wenig beeinflusst wird. Anhand dieser Messung wurden die spezifischen Kenngrößen der Faser, wie in Kapitel 3.8 eingeführt, berechnet. Diese Werte fließen in die optische Simulation der offenen Messzelle mit ein und sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Hierbei ist zu bemerken, dass auch bei dieser industriell produzierten Faser nicht zu vernachlässigende Abweichungen in den Spezifikationen auftreten und die Vermessung solch einer Faser für eine präzise Simulation nötig ist. Die für die Messzellen-Simulation benötigte numerische Apertur wurde im Datenblatt mit 0,14 um 27 % zu groß angegeben.

In den Abbildung 5.20 und 5.21(b) wurde bereits das temperaturabhängige Absorptionsverhalten dieser Faser mit abgebildet. Die verstärkte Dämpfung kann aufgrund ihrer geringen Auswirkung von maximal 0,07 dB/m bei -80°C in den Messungen vernachlässigt werden.

Fasertyp	Kern (d)	Cladding (d)	$\overline{\alpha}_{50}$ (b)	NA (b)	MFD (b)	Cut-Off (d)
SMF-28e	8,2 μm	125 μm	6,4°	0,11	9,3 μm	1,26 μm

Tabelle 6.1: Messung und Berechnung der optischen Parameter der *Corning* SMF-28e Quarzglasfaser: (d)-Werte wurden dem Datenblatt entnommen, (b)-Werte wurden gemessen bzw. berechnet

6.3 Optische Störungen



(a) ohne Mittelung

(b) Reduzierung des statistischen Rauschens durch Mittelung über 100 Spektren

Abbildung 6.6: Messung der optischen Störungen des 1370 nm-Lasers der Firma *NTT Electronics Corporation* durch Bestimmung der Residuen zwischen Spektrum und Fitfunktion in einer Entfernung von 5 mm zur Faser

Zur Analyse der vom Laser verursachten Störsignale wurde das Laser-Signal 5 mm hinter der Glasfaser gemessen. In Abbildung 6.6(a) ist ein bei 1 kHz Abstimrate aufgenommenes Absorptionssignal gezeigt. Der Abbildung ist zu entnehmen, dass die geringe Standardabweichung des Residuums $\sigma = 3,6 \cdot 10^{-4}$ beträgt. Damit ist die Standardabweichung des Residuums des 2596 nm -Lasers nur um einen Faktor zwei größer als das des 1370 nm -Lasers. Im Unterschied zum 2596 nm -Lasers, wird dieses Residuum jedoch vom statistischen Rauschen dominiert. Dieses wurde in Abbildung 6.6(b) durch die Mittelung von 100 Absorptionsprofilen stark reduziert. Hierdurch wurde eine Standardabweichung von $\sigma = 7,2 \cdot 10^{-5}$ erreicht. Dieser Wert wäre mit vorgeschalteter Optik, die den Laserstrahl auf die aktive Detektorfläche fokussiert, noch geringer, wie sich in Kapitel 7.4 zeigen wird. Mit einer exakt justierten Optik entsteht kaum Streulicht, welches störende Interferenzeffekte erzeugen kann.

6.4 Faseroptische Baugruppen

6.4.1 Spülbares Lasermount und Lichtaufspaltung für die Spektrometerkomponenten

Damit der Laser vor Umwelteinflüssen geschützt werden kann, wurde ein speziell gekapseltes „Butterfly-Lasermount“ entwickelt. Dieses beinhaltet einen Sockel inklusive eines thermischen Kontakts aus Kupfer für den Laser und elektrische Anschlüsse. Dieses Lasermount ist luftdicht verschließbar und kann mit trockener Luft gespült werden, um Feuchtigkeits-Diffusionsprozesse in das Butterfly-Gehäuse umzukehren. Die Glasfaser wurde durch eine quetschbare Teflondurchführung herausgeführt. Der aus Kupfer bestehende Kühlkörper im Gehäuseinneren ist thermisch leitend mit dem Aluminium-Magnesium Druckgussgehäuse verbunden, damit eine stabile Temperaturregelung des Lasers gewährleistet ist.

Damit die verschiedenen Spektrometerkomponenten mit Laserstrahlung versorgt werden können, ist eine Aufteilung nötig. Diese wird mit einem 1-auf-4 planar Koppler der Firma *Laser*

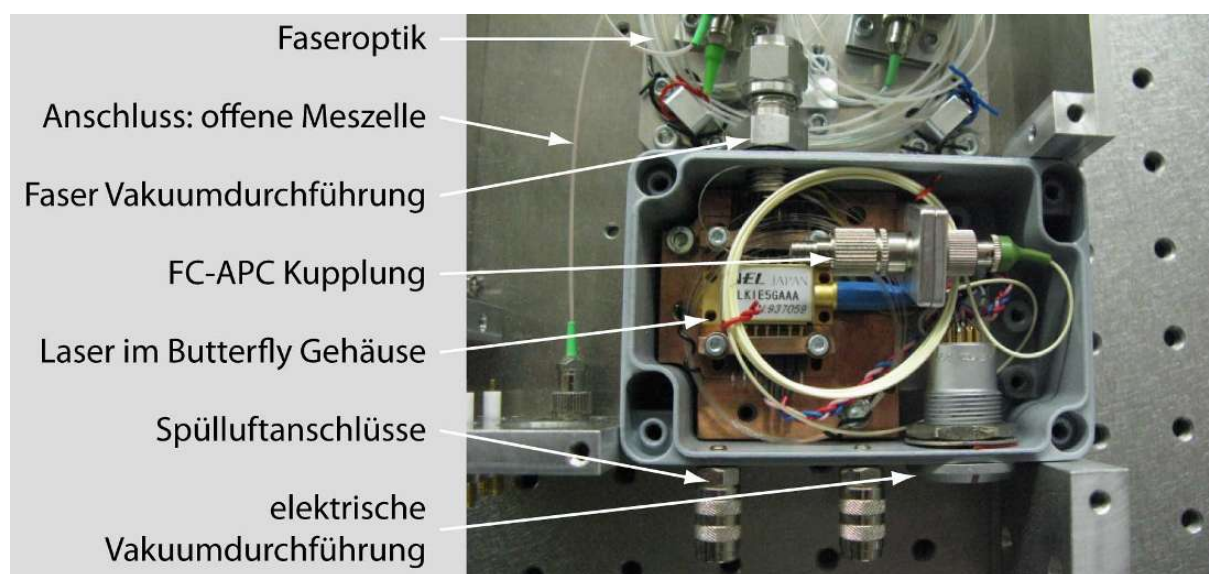


Abbildung 6.7: Spülbares und luftdichtes Lasergehäuse mit Butterfly-Fassung

2000 Typ: PLC-SP04PF111 durchgeführt. Hierbei handelt es sich um vier im Faserkern verschmolzene Glasfasern, wobei eine verlängert auch als Eingang fungiert und drei weitere je ein Viertel der Lichtleistung von dieser Faser abzweigen. Hiermit werden alle drei Spektrometerkomponenten gespeist, wobei ein Ausgang in der aktuellen Konfiguration nicht verwendet wird. Eine Faser wird zur offenen Messzelle gelegt, eine weitere zur noch nicht verbauten, zweiten extraktiv messenden „Close-Path“ Messzelle und eine dritte zur Referenzzelle, die in diesem Spektrometerpfad fasergekoppelt ausgeführt ist.

6.4.2 Referenzzelle zur Stabilisierung der Linienposition

Die Referenzzelle dient, wie auch beim 2596 nm Laser, dazu die Linienposition des Absorptionssignals zu stabilisieren. Hierzu wird eine weitere Regelschleife betrieben, die mit der Temperaturregelung dieses Lasers rückgekoppelt ist. Damit eine schmale, gut lokalisierbare Absorptionslinie gemessen werden kann, ist die Zelle mit Unterdruck befüllt worden. Die genauen Werte sind Tabelle 6.2 zu entnehmen.

Partialdruck	Wellenlänge	Absorption
$p_{\text{H}_2\text{O}} = 10 \text{ mbar}$	1369,6 nm	50 %
	1370,6 nm	65 %

Tabelle 6.2: Absorptionsvermögen der fasergekoppelten Referenzzelle mit $p_{\text{ges}} = 1000 \text{ mbar}$ und $l_{\text{Abs}} = 50 \text{ mm}$ für ausgesuchte Absorptionslinien bei $T = 296 \text{ K}$

6.5 Fazit

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass der verwendete 1370 nm Laser hochwertige spektroskopische Messungen ermöglicht.

Die Seitenmodenunterdrückung von -43 dB und die große Leistung des Lasers von $15,4 \text{ mW}$ stellen die Grundlage für hochwertige Spektrometermessungen dar. Die ausgereifte kompakte Faserkopplung im Lasergehäuse verhindert messbaren Interferenzeffekte, sodass statistisches Rauschen als Störquelle dominiert. Durch die Mittelung von 100 Absorptionsprofilen kann das Störungsniveau auf $7,2 \cdot 10^{-5}$ in der optischen Dichte reduziert werden. Weiterhin konnten Kontaminationseffekte im Messsignal durch die Nutzung faseroptischer Baugruppen weitestgehend ausgeschlossen werden. Es entstehen nur geringe Messfehler durch die störende Absorptionsstrecke innerhalb des Lasergehäuses.

Kapitel 7

Offene Messzelle für zwei Laserstrahlen

Die offene Messzelle (auch eng. Open-Path Messzelle genannt) des HAI ermöglicht die in-situ Wasserdampf-Konzentrationsmessung in freier Anströmung außerhalb der Flugzeugkabine. Hierbei handelt es sich um eine durch gefaltete Strahlengänge realisierte Langwegzelle, mit der spektroskopische Messungen durch zwei Absorptionswege simultan durchführbar sind. Für diese Anwendung werden die beiden in den Kapiteln 5 und 6 beschriebenen Laser verwendet. Jedoch ist es grundsätzlich auch möglich, andere fasergekoppelte Laser einzusetzen. Aufgrund der hohen Anströmungsgeschwindigkeiten wurde die Zelle aerodynamisch günstig geformt. Dies ist nötig,



Abbildung 7.1: Frontansicht der offenen Messzelle des HAI

damit das Strömungsfeld im Laserpfad möglichst homogen verläuft und so Turbulenzen und Veränderungen im Druck- und Temperaturfeld minimiert werden. Die Messzelle ist in Abbildung 7.1 gezeigt. Sie wird von innen in den Flugzeugrumpf montiert, sodass die Grundplatte mit der Außenhaut des Flugzeugs abschließt. Aus mechanischer Sicht müssen die die Spiegel beinhaltenden Pylone und die Grundplatte verschiedene Aufgaben erfüllen. Einerseits darf sich die Zelle durch die aerodynamisch verursachten Kräfte nicht dejustieren, andererseits übernimmt sie flugsicherheitsrelevante Funktionen. Weiterhin müssen die Pylone alle optischen und optomechanischen Bauteile aufnehmen, die für eine spektroskopische Messung nötig sind.

7.1 Zellengeometrie

Prinzipiell stehen für eine Vielfachreflexionszelle zwei Typen, White und Herriott, zur Verfügung. Bei dieser Messzelle handelt es sich um eine vom Typ White. Im Gegensatz zur White-Spiegelanordnung (White, 1942) wäre für eine Langwegzelle in Herriott-Anordnung (Herriott u. a., 1964) ein fokussierter Lichtstrahl zur Einkopplung nötig. Solche Faseroptiken stehen jedoch für den 2596 nm Laser bzw. für die fluoridhaltigen Glasfasern derzeit nicht zur Verfügung. Ein weiterer Grund, der für eine White-Zelle spricht, ist die Unempfindlichkeit gegenüber Verkipfung der Spiegel. Der einzelne Spiegel als auch die beiden Fokussierspiegel sind jeweils in einem 274 mm langen Aluminium-Pylon integriert. Aufgrund des zur Verfügung stehenden Platzes und der numerischen Aperturen der Glasfasern wurde ein Spiegelabstand von 150 mm gewählt. Das White-Zellen-Design erfordert Spiegel mit einheitlichem Radius, der gleich dem Abstand zwischen den beiden fokussierenden Spiegeln und dem einzelnen Spiegel ist.

Die Einkopplung des Laserlichts in Form eines Strahlkegels ist ein entscheidender Vorteil dieses Zellentyps. Durch diese Eigenschaft kann das Licht ohne vorgeschaltete Optik direkt aus der

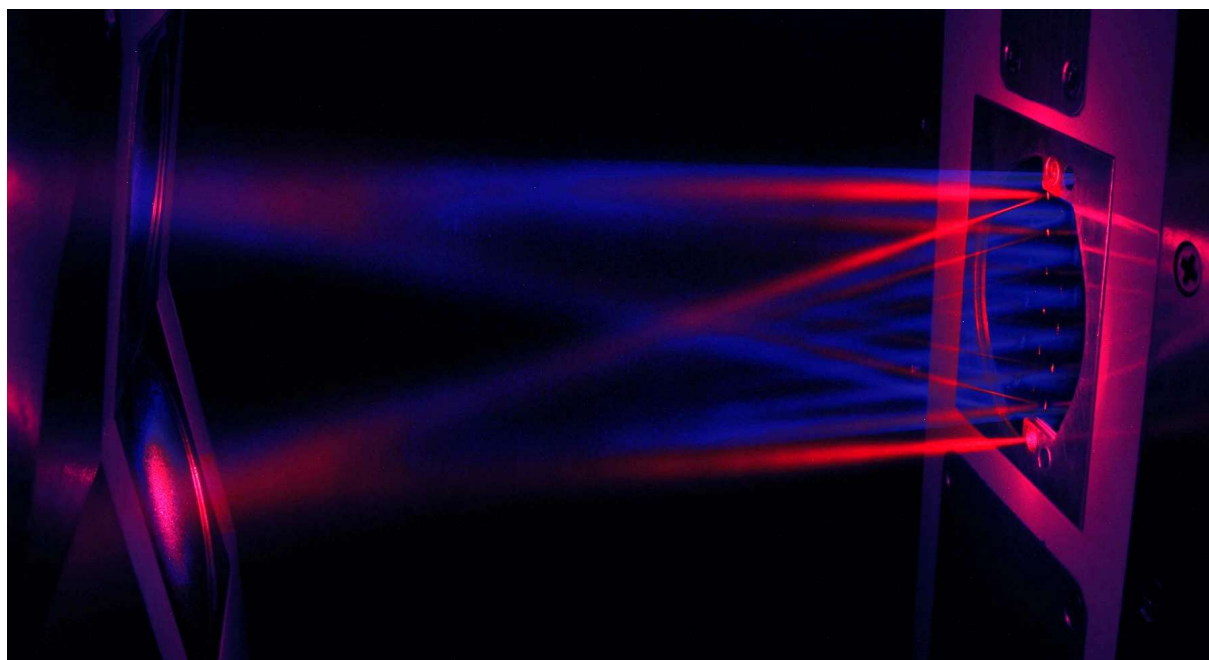


Abbildung 7.2: Durch Nebel und sichtbare Laser veranschaulichte Strahlengänge der Open-Path White-Zelle: 1370 nm (rot) und 2596 nm (blau)

Glasfaser auf einen der Spiegel gerichtet werden. Eine direkte Faserkopplung vermeidet störende und unerwünschte Absorptionswege, die einen Messfehler erzeugen würden. Der Spiegeldurchmesser der mit Gold beschichteten Spiegel ist direkt von der numerischen Apertur der Glasfasern und dem Pylonabstand von 140 mm abhängig. Für diese Messzelle wurden ein Durchmesser von 25 mm entsprechend der Öffnungswinkel der Lichtkegel gewählt.

Zur Integration von zwei Absorptionswegen in einer Messzelle werden hauptsächlich Herriott-Messzellen verwendet (z.B. Durry u. a., 2002; Gurlit u. a., 2005). Damit eine direkte Faserkopplung realisiert werden kann, wurde in dieser Arbeit die White-Anordnung als Grundlage gewählt. In Abbildung 7.2 ist der Strahlengang der beiden Spektrometerpfade gezeigt. Bei der Aufnahme handelt es sich um eine mit zwei sichtbaren Lasern aufgenommenen Langzeit-Fotografie. Die Strahlen wurden durch Nebel sichtbar gemacht. Der blaue Strahlengang entspricht hierbei dem 2596 nm Laser und der rote Strahlengang dem 1370 nm Laser. Es ist zu erkennen, wie die zwei Fokussierspiegel das Licht nach jeder Reflexion auf den einzelnen Spiegel bündeln und schließlich auf die Detektoren lenken. Ein Nachteil der Integration der beiden Strahlengänge ist, dass die Abbilder der Laserstrahlen auf den Detektoren verschiedene Durchmesser besitzen. Dadurch dass der 1370 nm Laser eine große Ausgangsleistung hat, sind die entstehenden Verluste aber nicht von Bedeutung.

Dass insbesondere kompakte White-Zellen einen großen Astigmatismus aufweisen, wurde bereits von Olsen (1984) untersucht. Die Ursache liegt in den einander zugewandten Fokussierspiegeln. Diese liefern mit kleiner werdendem Spiegelradius und Zellendurchmesser und den damit einhergehenden größer werdenden Neigungswinkeln der Fokussierspiegel ein immer gestreckteres Abbild des eingekoppelten, runden Lichtkegels. Für die HAI-Messzelle wurden die astigmatischen Bildverzerrungen auf den Detektoroberflächen durch eine optimierte Spiegelanordnung reduziert. Diese Anordnung wurde mit Hilfe einer optischen Simulation und Optimierung berechnet.

7.2 Optische Simulation der Zwei-Strahl White-Messzelle

Zur Simulation und Optimierung dieser Messzelle wurde das „Ray-Tracing“ Simulationsprogramm ZEMAX-EE 2009 der Firma *ZEMAX Development Corporation* verwendet. Dieses Programm beinhaltet eine nicht sequenzielle Simulationsumgebung, in der optische Grenzflächen mehrfach durchlaufen werden können. Diese Eigenschaft war für die Simulation dieser Messzelle nötig, da alle Spiegel mehrfach vom Lichtstrahl erfasst werden.

Zur Optimierung der freien Parameter der Zelle wurde eine komplexe Parametrisierung erstellt. Hierbei lag besonderes Augenmerk auf dem einzelnen Spiegel, da dieser zusammen mit den Glasfaserauskopplungen und den im TO-18 Gehäuse gefassten Detektoren in einem einzigen Halter integriert wurde. Die Glasfasereenden sind mit Keramikferrulen versehen, damit sie in den Spiegelhalter montiert werden können. Eine Randbedingung war, dass zwischen Spiegel, Detektoren und Ferrulen eine minimale Wandstärke von $0,3\text{ mm}$ eingehalten wurde, damit der Halter durch zerspannende Fertigungsmethoden herstellbar war.

Die Absorptionspfadlänge einer White-Zelle ist durch die Überlappung der Spots auf dem einzelnen Spiegel, sowie durch den Abstand von Detektor und Faserferrule zum Spiegelrand begrenzt (Armerding u. a., 199). Durch eine alternative Justage der White-Zelle ist es möglich, die Spotreihe in zwei versetzte Spotreihen aufzuteilen. Dadurch wird der Spotabstand verdoppelt und die erreichbare Absorptionspfadlänge damit vergrößert. Bei dieser Messzelle wäre die Absorp-

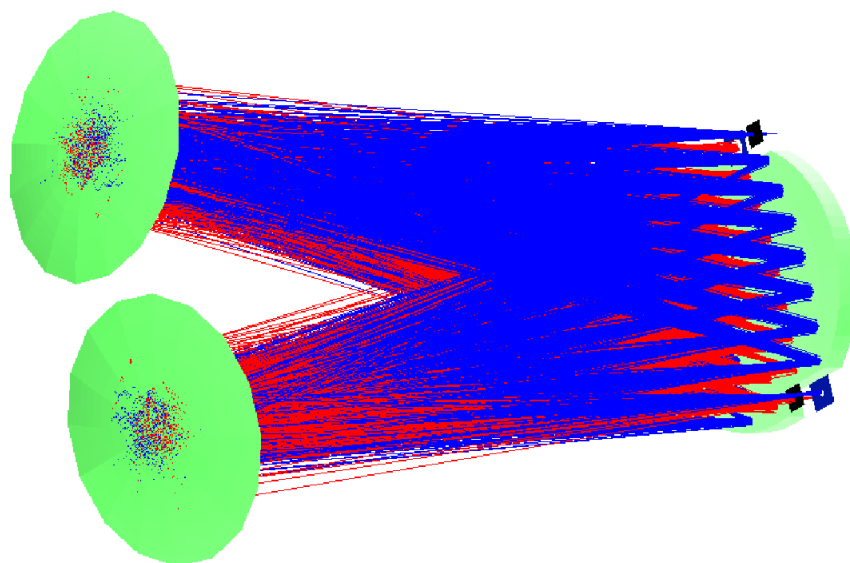


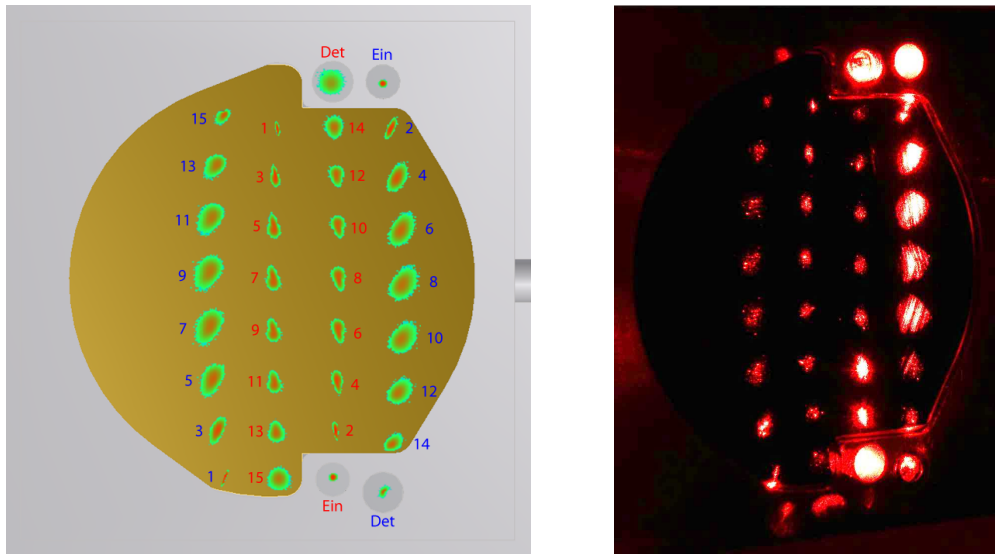
Abbildung 7.3: Dreidimensionales Modell zur Optimierung des Strahlengangs im Ray-Tracing-Programm Zemax

tionsweglänge durch die Verwendung von kreisrunden Spiegeln auf $2,4\text{ m}$ beschränkt. Um die möglichen Spotabstände weiter zu minimieren, wurde ein „pilzförmiger“-Spiegel wie in Watkins (1976) beschrieben, verwendet. Diese Maßnahme reduzierte den Spotabstand von $11,7\text{ mm}$ auf $5,9\text{ mm}$, sodass eine maximale Absorptionsweglänge von $4,8\text{ m}$ justierbar ist. Maßgeblich für den Minimalabstand der Spots ist der Durchmesser der TO-18 Detektorgehäuse von $4,7\text{ mm}$. Hierdurch können die Detektoren nur bis auf den halben Gehäusedurchmesser zuzüglich der minimalen Wandstärke im gefrästen Spiegelhalter, also in einem Abstand von $2,7\text{ mm}$ von der Spiegelkante entfernt positioniert werden. Berücksichtigt man weiterhin die Spotdurchmesser an den Spiegelrändern und die nicht ganz scharfkantigen Spiegel, ergibt sich der oben genannte minimale Spotabstand.

Das endgültige Modell der White-Zelle ist in Abbildung 7.3 gezeigt. In diesem Modell entsprechen wie bereits in Abbildung 7.2 die blauen Strahlen dem 2596 nm Laserpfad und die roten Strahlen dem 1370 nm Laserpfad. Für die numerischen Aperturen der Glasfasern wurden die gemessenen Werte aus den Kapiteln 5.4.3 und 6.2 verwendet.

Der einzelne Spiegel wurde derart parametrisiert, dass die Aussparungen für die Detektoren und Faserferrulen noch eine möglichst große Spotanzahl zulassen. Für die Fokussierspiegel wurde festgelegt, dass die Neigungswinkel zwar freie Parameter sind, diese jedoch bei beiden Spiegeln gleich sein müssen. Dies geschah, damit die Pylone möglichst aerodynamisch gestaltet werden konnten.

Mit diesen Abhängigkeiten und Parametern wurde eine Reihe von Simulationen durchgeführt. Für eine gute Statistik wurden 10^6 Lichtstrahlen pro Laserpfad simuliert. Als Ergebnis wurde das in Abbildung 7.4(a) gezeigte Spotmuster berechnet. Die Spots wurden der Reihe nach nummeriert. In 7.4(b) ist eine Fotografie der fertigen Messzelle abgebildet. Die inneren beiden Spotreihen entsprechen wieder dem 1370 nm Laserpfad, die äußeren Reihen dem 2596 nm Laserpfad. Bis hin zur Form der einzelnen Spots ist eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Fotografie erkennbar.



(a) Simulation mit Spotnummerierung: 1370 nm (rot), 2596 nm (blau)

(b) Fotografie mit HeNe-Laser

Abbildung 7.4: Spotmuster auf dem einzelnen Spiegel mit Spiegelhalter

Für die Ermittlung des Absorptionswegs L_{Abs} einer White-Zelle müssen der Spiegelabstand bzw. der Spiegelradius r und die Anzahl der Spots n auf dem einzelnen Spiegel bekannt sein. Die Länge L_{Abs} lässt sich durch folgende Gleichung berechnen:

$$L_{Abs} = r \cdot (2n + 2) \quad (7.1)$$

In der Simulation ist die maximal mögliche Anzahl von Spots dargestellt. Diese $n = 15$ Spots ergeben mit dem sphärischen Spiegelradius von $0,15\text{ m}$ eine Wegstrecke von $4,8\text{ m}$. Da die Fokussdurchmesser auf den Detektoren nicht beliebig klein sind, hat sich in der Praxis gezeigt, dass der Zellendurchmesser nur auf $\pm 3\text{ mm}$ genau justiert werden kann. Daraus ergibt sich ein Unsicherheit von 2% in der Wegstrecke.

Bereits während der Simulationsphase wurde getestet, ob auch kürzere Wegstrecken justierbar sind. Dies könnte nötig sein, falls die Reflektivität der Spiegel während einer Messkampagne durch Verunreinigungen vermindert wird. Ein weiteres Szenario ist, dass während einer Messung Feuchten von über 200 ppmv erwartet würden, sodass der 2596 nm Absorptionspfad in Sättigung ginge. Wegstrecken von $4,2\text{ m}$ und $3,6\text{ m}$ sind mit Lichtleistungsverlusten von unter einem Prozent möglich. Diese geringen Verluste konnten im Experiment bestätigt werden. Die beiden Wegstrecken ergeben sich daraus, dass immer zwei Spots weniger einjustiert wurden. Eine präzise Spezifikation dieser Verluste erschien jedoch nicht sinnvoll, da Verunreinigungen, die sich während einer Messkampagne auf den Spiegeln ablagern, größere Verluste verursachen.

Aufgrund der geringen zur Verfügung stehenden Laserleistung hinter der fluorhaltigen Glasfaser des 2596 nm Lasers wurde bei der Optimierungs-Parametrisierung ein großes Gewicht darauf gelegt, dass die Verluste in diesem Laserpfad möglichst klein ausfallen. Da aus der Faser des 1370 nm Lasers weitaus mehr Leistung ausgekoppelt wird und das Abbild auf dem Detektor einen größeren Durchmesser hat, wurde für diesen Laser in der Optimierung darauf geachtet, dass wenig Lichtleistung außerhalb des Detekorgehäuses gestreut wird. Dieses wäre eine mögli-

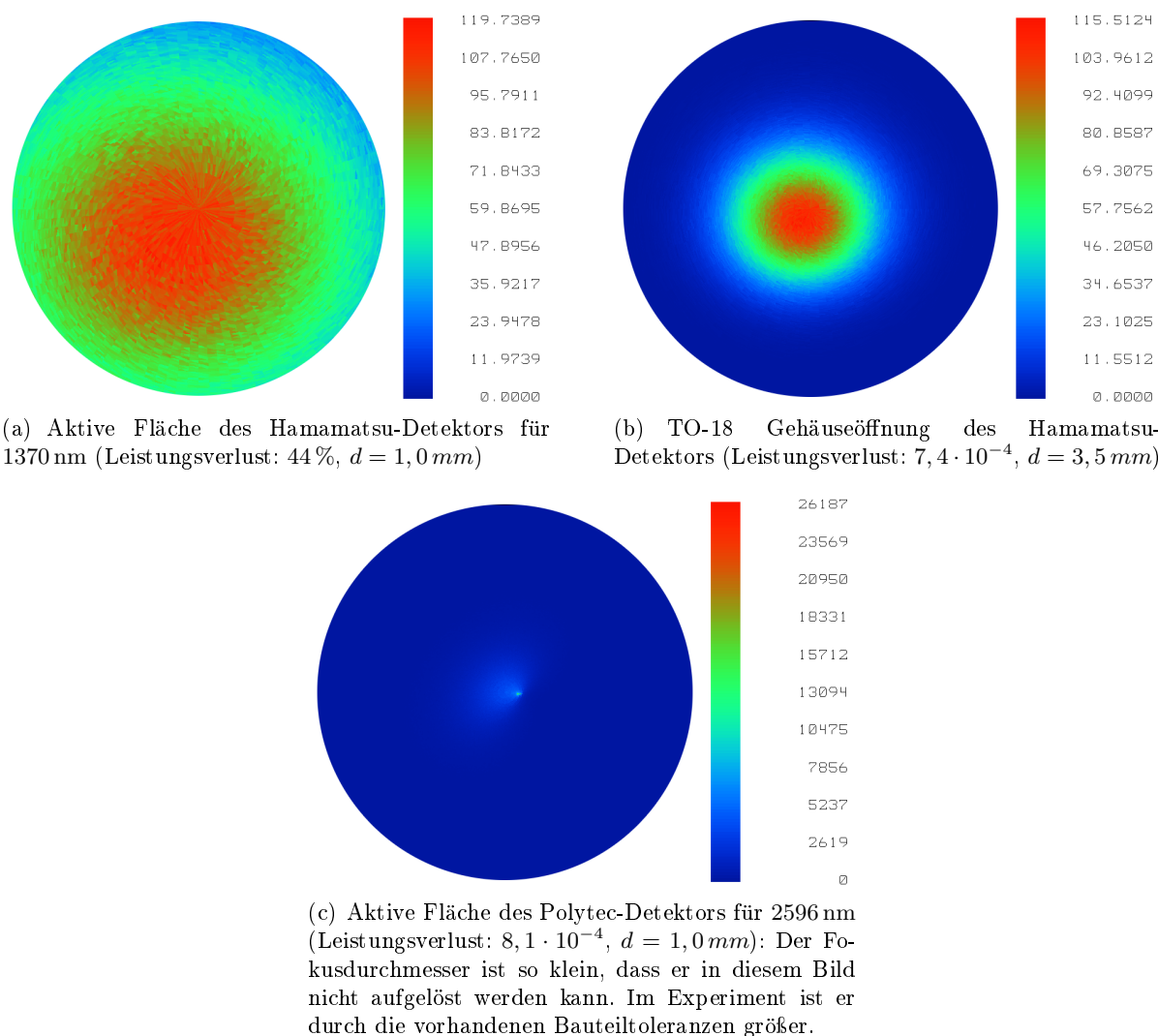


Abbildung 7.5: Simulation der Detektorausleuchtung in $[W/cm^2]$ für eine Gesamtleistung des Laserstrahls von 1 mW

che Ursache für störende Interferenzeffekte. Das Ergebnis der Simulation ist in den Abbildungen 7.5 gezeigt. Zu erkennen ist, dass die Verluste des 2596 nm Messpfades mit einem Verlustfaktor von $8,1 \cdot 10^{-4}$ sehr gering ausfallen und dass das Abbild des Laserstrahls auf der aktiven Detektorfläche zentriert ist. Im Gegensatz dazu ist der Verlustfaktor des 1370 nm Messpfades mit $0,44$ wie erwartet erheblich größer. Es fällt jedoch in etwa genau soviel Licht in die Gehäuseöffnung ein wie bei dem anderen Messpfad, was Interferenzen reduziert. Weiterhin entstehen durch die Optimierung runde Spots auf den Detektorflächen, obwohl die einzelnen Spots auf dem Spiegel erhebliche Astigmatismen aufweisen.

Die Ursache für die unterschiedlichen Abbild-Durchmesser der Laserstrahlen, liegt an dem sphärischen Schliff der Spiegel. Die außenliegenden Spots besitzen im Vergleich zu den innenliegenden einen reduzierten effektiven Abstand zu den Fokussierenspiegeln. Dadurch ist die White-Zelle zwangsweise für einen der beiden Spektrometerepfade quasi dejustiert. Dass der äußere Messpfad

als der „optimal“ justierte ausgewählt wurde, ergab die Simulation, die für diese Anordnung eine größere Gesamtleistung für den innenliegenden Messpfad ergab als für die komplementären Justage.

7.3 Aufbau und Ausstattung der Messzelle

7.3.1 Struktur und Materialien

Zur Konstruktion der tragenden Struktur der Messzelle wurden die Ergebnisse aus der Simulation im CAD-System Inventor Version 2009 der Firma *Autodesk* nachgebildet. Die Pylone wurden erst danach um dieses feststehende Modell herum konstruiert. Die mechanische Gestaltung von Messzelle und Grundplatte wurde in enger Kooperation mit der Firma *Enviscope GmbH* durchgeführt. Diese Firma hat auch den Standard-Spüregaseinlass (TGI - Trace Gas Inlet) für HALO entwickelt. Da die Zulassungsprozedur für diesen Einlass schon voran geschritten war, wurden die Pylone dieser Messzelle vom Aufbau her sehr ähnlich konstruiert. Dahinter stand die Absicht eine vereinfachte Zulassungsprozedur durch einen Vergleich anzustreben, indem Analysen und Ergebnisse übertragen werden konnten. Für die Zulassung muss sichergestellt werden, dass die auf den Rumpf übertragenen Kräfte nicht so groß sind, dass die Kabinenkonstruktion einen Schaden nimmt, der wiederum eine sichere Operation beeinträchtigen würde. Als Extremfall wird hier die Kollision mit einem Vogel (Vogelschlag) berücksichtigt, nach dem zumindest eine Notlandung noch durchführbar sein muss.

Die Montagehöhe des Absorptionspfades wurde durch die Dicke der das Flugzeug umgebenden Grenzschicht (oft auch eng. Boundary Layer genannt) festgelegt. Die Grenzschicht hat über der „Aperture-Plate“ ApT-4 eine Dicke 150 mm (DLR, 2008a) (vgl. Kapitel 7.5). Darum wurde die untere Kante des unteren Fokussierspiegels etwas höher auf 153 mm festgelegt. Die obere Kante der White-Zelle befindet sich 255 mm über der Grundplatte.

Die Bauteile der Messzelle wurden aus zwei verschiedenen Aluminiumlegierungen gefräst. Hierbei wurde zwischen optischen Haltern und tragenden Strukturen unterschieden. Die Materialien sind in Tabelle 7.1 aufgeführt. Auch wenn sich die beiden Legierungen von den Kennwerten her ähneln, ist zu beachten, dass für die tragenden Strukturen, wie die Pylone und die Grundplatte, Material mit einer Luftfahrtzulassung verwendet wurde (Werk.Nr. 3.4365).

Verwendung	Material	Legierung	Zugfestigkeit	Streckgrenze
Optomechanik	EN AW-7075	AlZnMgCu1,5	480 N/mm^2	410 N/mm^2
tragende Teile	EN AW-7075 T7351	AlZn5.5MgCu	$460\text{--}540\text{ N/mm}^2$	$340\text{--}460\text{ N/mm}^2$

Tabelle 7.1: Für die Messzelle verwendete Aluminium-Legierungen

7.3.2 Aufbau der Pylone

Der innere und äußere Aufbau der beiden Pylone ist im 3D-Modell in den Abbildungen 7.6, 7.7 und 7.8 gezeigt. Die Pylone sind aus jeweils zwei Halbschalen zusammengesetzt, die wiederum O-Ring-gedichtet in die Grundplatte, „Aperture-Plate“, eingelassen werden. Vorne und hinten werden noch aerodynamisch geformte Aluminium-Kappen auf die Halbschalen geschoben. Diese auch „Fairings“ genannten Kappen haben mehrere Funktionen. Sie gewährleisten eine stabile

mechanische Verbindung der Halbschalen, geben den Pylonen eine aerodynamische Form, beinhalten die so genannte „Anti-Icing“ Heizung und schützen Teile der fluorhaltigen Glasfaser im hinteren Bereich des linken Pylons. Zulassungsrelevant ist hierbei, dass die vorderen Fairings leicht spitz zulaufen. Durch diese Maßnahme sollen die auftretenden Kräfte, für den Fall einer Kollision mit einem Vogel während des Fluges, verringert werden. Bei solch einem Vogelschlag würde das Tier durchtrennt, was die auf den Rumpf übertragenen Lasten herabsetzt. Die hinter den vorderen „Fairings“ verborgenen „Anti-Icing“ Heizungen verhindern, dass sich im Flug Eis an der Messzelle bilden kann, das beim Abtauen eine Gefährdung für die Triebwerke darstellen könnte. Die eingesetzten Heizwiderstände sind so dimensioniert, dass sie die Oberflächen der vorderen „Fairings“ mit $1W/cm^2$ beheizen. Vom Cockpit aus kann diese Leistung je nach Wetterlage noch verdoppelt werden.

An den Pylonen fallen noch die in den Abbildungen 7.1 und 7.8(a) zu erkennenden Ausbuchtungen außen am in Flugrichtung linken Pylon sowie der keilförmige Ausschnitt innen am rechten Pylon auf. Erstere sind nötig, da die beiden verwendeten Glasfasern unterschiedlich verlegt werden müssen. Die Faserführung im Pylon ist in Abbildung 7.6 gezeigt. Die Quarzglasfaser (im Bild rot) erlaubt einen minimalen Biegeradius von unter 10 mm und kann vom Spiegelhalter direkt nach unten in den Pylon geführt werden. Die fluorhaltige Glasfaser (im Bild gelb) ist hingegen bruchempfindlicher und darf nur mit einem Biegeradius von mehr als 50 mm verlegt werden. Aus diesem Grund wurde die seitliche Abdeckung angebracht und das hintere Fairing verlängert. Der Ausschnitt am rechten Pylon wurde angebracht, damit die Verzerrung des Strömungsfeldes weniger stark ausfällt. Dies ergab der Vergleich zweier Simulationen einmal mit Ausschnitten und einmal ohne Ausschnitte in den Fairings.

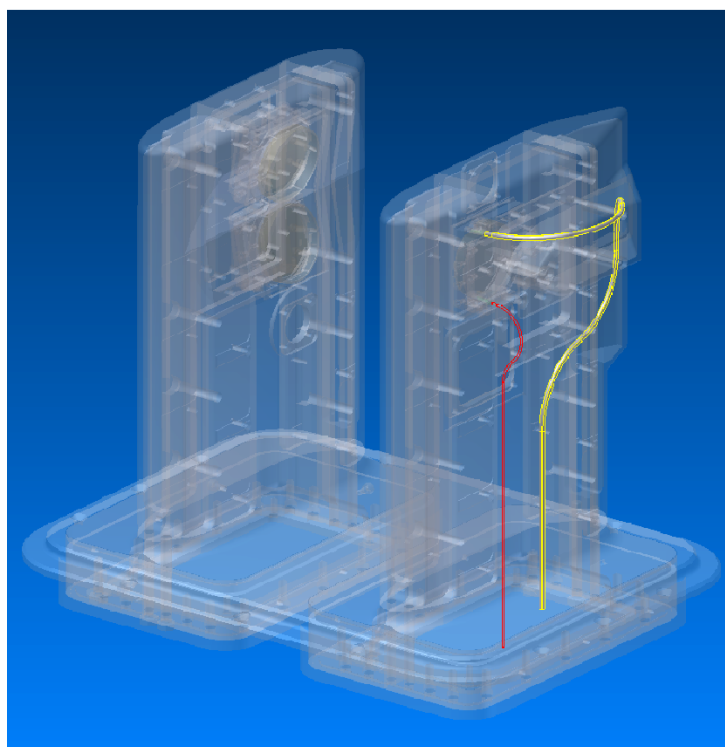


Abbildung 7.6: Faserführung durch den linken Pylon: 1370 nm (rot), 2596 nm (gelb)

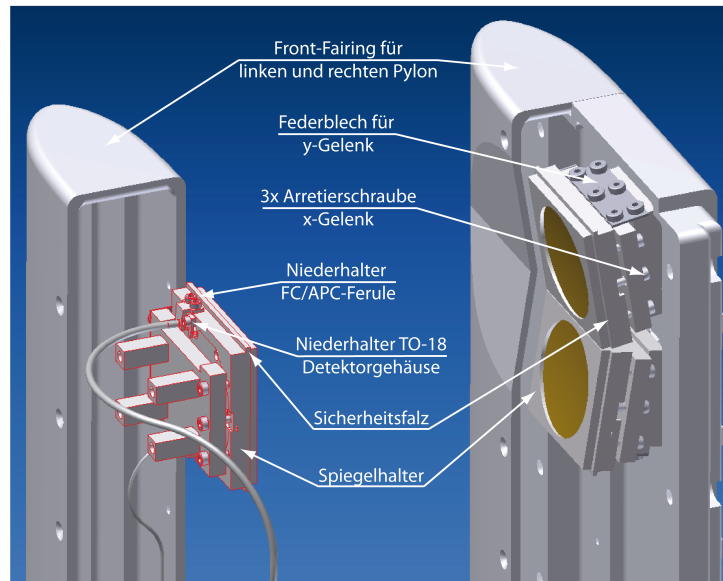


Abbildung 7.7: Aufbau der Spiegelhalter und Pylone

7.3.3 Integration der Optomechanik

Die optomechanischen Baugruppen sind in beiden Pylonen an die äußere Halbschale montiert. Der Aufbau der drei Spiegelhalter ist vom Konzept her identisch. Mit Hilfe von Federblechen an den Justagegelenken und gegenüberliegend jeweils drei Schrauben können die Spiegelhalter justiert werden. Während die Fokussierspiegel zur Justage der Absorptionsweglänge in horizontaler und vertikaler Richtung justiert werden müssen, ist der einzelne Spiegel nur in horizontaler Richtung justierbar, da dieser nur den von ihm reflektierten Lichtkegel mittig auf die Fokussierspiegel reflektieren muss. Die drei Justageschrauben sind immer gleich angeordnet. Die beiden äußeren Schrauben ziehen die Gelenkplatten zusammen und die innere Schraube arretiert das Gelenk dadurch, dass sie es auf Druck belastet. Hierdurch wird eine robuste Konterung gewährleistet. Alle Spiegelhalter besitzen eine im Pylon liegende Falz. Diese Falze verhindern, dass die Spiegelhalter im Störfall aus den Pylonen fallen können und sind in Abbildung 7.7 gekennzeichnet.

Die Fokussierspiegel sind verkippt in die Spiegelhalter eingelassen. Durch diese Maßnahme ist nur noch eine Feinjustage der Messzelle notwendig und die Oberflächen der Pylone und Spiegelhalter schließen möglichst eben, also aerodynamisch günstig, miteinander ab. Die Winkel sind in Tabelle 7.2 eingetragen.

Der Spiegelhalter für den pilzförmigen Spiegel beinhaltet viele optische Komponenten auf engem

Spiegel	Winkel horizontal	Winkel vertikal
einzel	0°	0°
Fokus. oben	1,4° im Spiegelhalter	9,0° am Pylon
Fokus. unten	1,4° im Spiegelhalter	-9,0° am Pylon

Tabelle 7.2: Verkipfung der White-Zellen-Spiegel bei neutraler Justage (Blick von hinten und oben)



(a) Vermessung der Messzelle



(b) Spiegelhalter mit Detektoren und Faserauskopplungen

Abbildung 7.8: Detailansichten der Messzelle

Raum. Sowohl die Glasfaser-Lichtauskopplung als auch die Detektoren sind in diesem Bauelement integriert. In Abbildung 7.7 ist dieser Spiegelhalter von schräg hinten zu sehen. Dadurch dass die Keramikferrulen am Ende der Glasfasern nur $1,4\text{ mm}$ von den Detektoren entfernt platziert sind, wurden sehr kompakte Niederhalter konstruiert. Bei den Ferrulen handelt es sich um solche wie sie in FC-APC Steckern verwendet werden. Diese Stecker werden auch zur Verbindung aller in diesem Experiment verwendeten Glasfasern eingesetzt. Durch die 8° abgewinkelten Endflächen ist ein um 4° geneigter Einbau der Ferrulen erforderlich, um die Fokussierspiegel zu treffen. Durch die abgeschrägten Endflächen werden Interferenzeffekte vermieden. Details sind in der technischen Zeichnung des Spiegelhalters im Anhang A zu sehen. In Abbildung 7.8(b) ist die Frontansicht dargestellt. Im Spiegelhalter ist oben links der Detektor für den 1370 nm Laser (Typ: Hamamatsu - G8371-01) eingesetzt. Unten rechts befindet sich der Detektor für den 2596 nm Laser (Typ: EOS Inc./Polytec IA-010). Die Faserferrulen sind im Spiegelhalter jeweils um 5 mm nach innen versetzt worden. Dies ist eine Option für eine Weiterentwicklung, bei der vor die Glasfasern Glaszylinder gesetzt werden könnten, um die Lichtaustrittsfläche von $9\text{ }\mu\text{m}$ im aktuellen Zustand (Faserkern-Durchmesser) auf ca. 1 mm zu vergrößern (Ebert, 2009). Durch diese Maßnahme wäre die Empfindlichkeit gegenüber einer Verschmutzung der Austrittsfläche weitaus geringer.

7.3.4 Elektronische Signalübertragung

An die Detektoren sind Koaxialkabel angeschlossen, die die Photoströme zu den Vorverstärkern übertragen. Die Detektoren werden als „Photodiode im Quasikurzschluss“ betrieben. Das heißt, sie wirken wie Stromquellen, die einen Strom proportional zur optischen Leistung ausgeben.

Durch diese Betriebsart sind sie aber anfällig gegenüber kapazitiv eingekoppelten Störsignalen. Daher ist je ein Transimpedanzverstärker für die beiden Detektoren an der Unterseite der Messzelle zur Vorverstärkung verbaut worden. Durch diese räumliche Anordnung wird die störungsanfällige Kabellänge herabgesetzt.

Es werden DLPCA-200 Vorverstärker der Firma *Femto Messtechnik GmbH* verwendet. Dieser Verstärkertyp besitzt eine umschaltbare Verstärkung bei gleichzeitig großer Bandbreite. Durch die Dämpfung des Laserlichts im Übertragungsweg ist eine Verstärkung von bis zu 10^5 nötig. Bei dieser Verstärkung hat der Verstärker noch eine Grenzfrequenz von 400 kHz . Diese ist noch groß genug, sodass die Signalform nur im geringen Maße linear verzerrt wird. Die Verstärker haben eine Ausgangsimpedanz von $50\ \Omega$.

Von den Verstärkerausgängen werden die Analogsignale mit einer Signalstärke zwischen $1 - 10\text{ V}$ mit Hilfe von Koaxialkabeln zum Rack-Einschub übertragen.

7.4 Empfindlichkeit und Dynamik der Messzelle

Für die abschließende Betrachtung der Spektrometerqualität wurde die offene Messzelle an die beiden in den Kapiteln 5 und 6 betrachteten Laser angeschlossen. Für diese beiden Qualitätsmessungen wurde die Messzelle auf die maximal mögliche Absorptionsweglänge von $4,8\text{ m}$ einjustiert. Weiterhin wurde sie mit einer Folie weitestgehend luftdicht umhüllt und mit trockener synthetischer Luft gespült. Damit konnten kleine Wasserdampfkonzentrationen erzeugt werden, die auch im späteren Messbetrieb vorkommen werden.

Bei diesem Test wurden auch die Konzentrationen ermittelt, bei denen die Absorptionslinien in Sättigung gehen. Die 2596 nm Linie sättigt bei ca. 400 ppmv und die 1370 nm Linie bei ca. 10000 ppmv .

In den Abbildungen 7.9 ist ein exemplarisches Absorptionssignal des 2596 nm Messpfades ge-

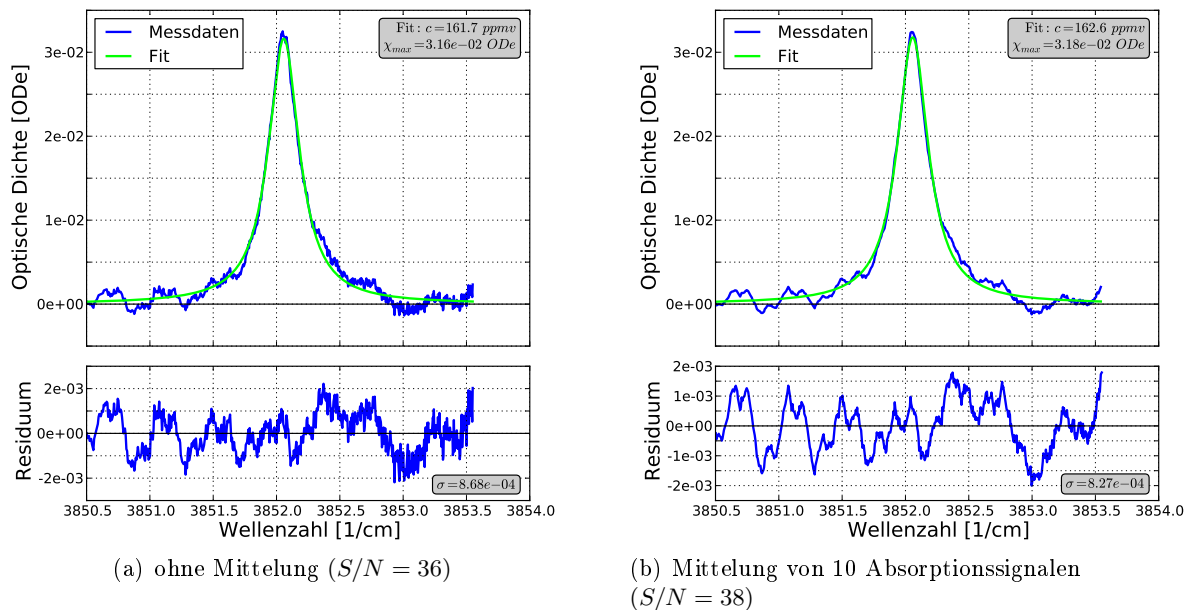


Abbildung 7.9: Residuumstruktur des 2596 nm Spektrometerpfad

zeigt. Das Residuum setzt sich hauptsächlich aus statistischem Rauschen und einer optischen Interferenzstruktur zusammen. Aus diesem Absorptionsprofil ergeben sich die in Tabelle 7.3 eingetragenen Kennwerte. Diese wurden mit den in Kapitel 5.2.6 angegebenen Gleichungen 5.1 bis 5.3 berechnet. Durch die 10-fach gemittelten Absorptionsprofile reduziert sich das Rauschen. Die Zeitaufösung wird jedoch um denselben Faktor reduziert. Da der Hauptresiduumsbeitrag durch die Interferenzen erzeugt wird, verbessert sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis jedoch nicht relevant. Die Nachweisgrenze verringert sich durch diese Operation auf das 0,6-fache (vgl. Tabelle 7.3).

Da die konstante Interferenzstruktur alleine durch die optischen Komponenten erzeugt wird und nicht von den Messwerten abhängt ist es möglich diese vom Messsignal zu subtrahieren. Durch diese Methode kann das S/N -Verhältnis verbessert werden. In Abbildung 7.10 wurde das Residuum des 10-fach gemittelten Absorptionssignals aus Abbildung 7.9(b) vom ungemittelten Absorptionssignal aus Abbildung 7.9(a) subtrahiert. Hierdurch konnte das S/N -Verhältnis des ungemittelten Spektrums auf 97 gesteigert werden.

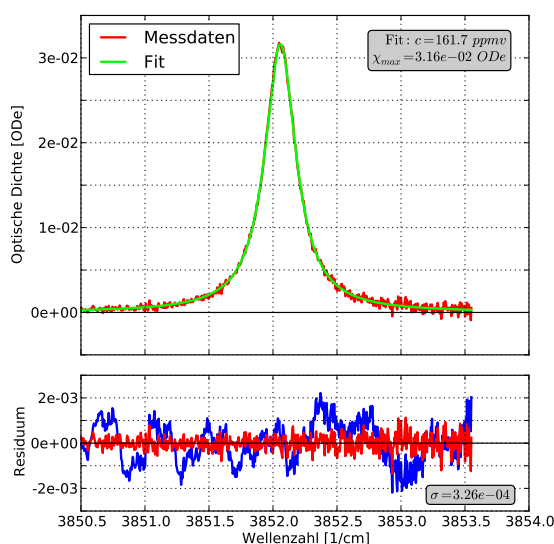


Abbildung 7.10: Absorptionslinie mit subtrahierten Interferenz-Strukturen (rot) und originale Residuumsstruktur (blau) des 2596 nm Spektrometerpfads ($S/N = 97$)

Der 1370 nm Spektrometerpfad zeichnet sich durch eine gute Empfindlichkeit aus. Erst bei einer Mittelung von 100 übereinandergelegten Absorptionsprofilen werden statische Residuumsstrukturen erkennbar. Die Kennwerte sind Tabelle 7.3 zu entnehmen.

Diese Messung hat ergeben, dass das statistische Rauschen der 2596 nm Absorptionssignale durch die 10-fache Mittelung stark genug reduziert wird, sodass eine statische Interferenzstruktur vorliegt. Eine stärkere Mittelung ändert diese nur noch in geringem Maße. Durch Subtraktion dieser Struktur vom ungemittelten Profil erhält man ein hochwertigeres Absorptionsprofil. Dieses ist in Abbildung 7.10 gezeigt. Durch Vergleich der Residuen der Absorptionsprofile ohne und mit Messzelle ist zu erkennen, dass sich diese bei der Verwendung dieser Messzelle verringern. Dies liegt an der optimierten Strahlführung innerhalb der Zelle, die kaum Streulicht verursacht, welches Interferenzen erzeugen könnte. Aus diesem Grund sind die von der Messzelle erzeugten Störungen nicht nachweisbar.

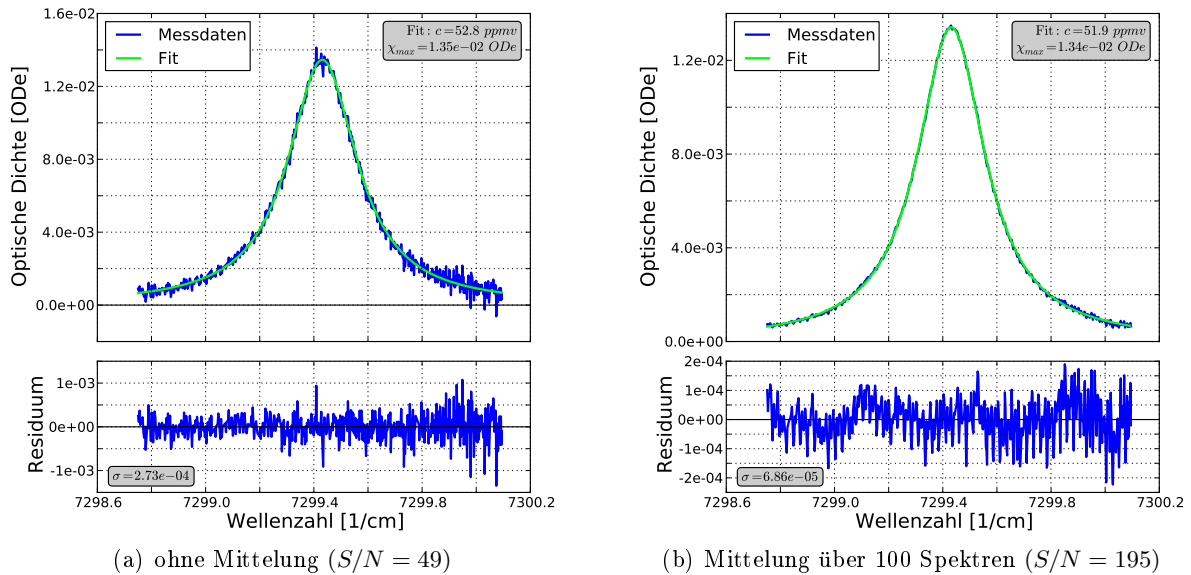


Abbildung 7.11: Residuumsstruktur des 1370 nm Spektrometerpfades

Bei der Betrachtung der ermittelten Nachweisgrenze, erkennt man, dass der 1370 nm Spektrometerpfad im aktuellen Zustand des Experiments 1,5-fach empfindlicher ist als der 2596 nm Spektrometerpfad. Berücksichtigt man die Rauschunterdrückung durch die Mittelung, vergrößert sich der Empfindlichkeitsunterschied auf das 6,3-fache. Die Ursache hierin liegt zum einen in der ausgezeichneten optischen Konstruktion des 1370 nm Spektrometerpfades und zum anderen daran, dass diese erste Versionen der 2596 nm Faserkopplung noch Optimierungsbedarf hat. Explizit muss die in die Messzelle eingekoppelte Laserleistung durch die Koppelleffizienz oder durch einen leistungsstärkeren Laser vergrößert werden, damit das S/N -Verhältnis verbessert wird. Weiterhin müssen die bei der Faserkopplung entstehenden Interferenzen verringert werden, damit deren Korrektur nicht mehr nötig ist (vgl. Kapitel 5.3.2).

Laser [nm]	Mittelung	S/N	Δc [ppmv]	Δc_n [ppmv · m]
2596	1	36	4,49	21,56
	10	38	4,22	20,30
	1 (korrigiert)	97	1,67	8,00
1370	1	49	1,078	5,2
	10	195	0,266	1,28

Tabelle 7.3: Spektroskopische Kennwerte der offenen Messzelle des HAI

7.5 Strömungssimulation für reale Flugbedingungen

Zur Bewertung des Strömungsverhaltens der am Flugzeug montierten Messzelle wurden numerische Simulationen mit einem CFD-Analyse Programm (eng. Computational Fluid Dynamics) durchgeführt. Als Plattform wurde das Windows basierte Programm ANSYS CFX 11.0 der Firma ANSYS Inc. verwendet. Diese Berechnungen geben Aufschluss über zwei Fragestellungen.

Einerseits sollen die durch das im Spektrometermesspfad verzerrte Strömungsfeld entstehenden Messfehler abgeschätzt werden. Andererseits sollen die auf die Zelle wirkenden Kräfte ermittelt werden. Mit Hilfe dieser Daten kann die Deformation der Pylone und damit die mögliche Dejustage der Messzelle im Flug abgeschätzt werden. Weiterhin sind die seitlich wirkenden Kräfte, die auch Seitenlasten genannt werden, zulassungsrelevant und geben Aufschluss darüber, welche Lasten von der Messzelle auf den Flugzeugrumpf übertragen werden.

Zur Verifizierung dieser Simulation konnte die in (DLR, 2008a) angegebene Grenzschichtdicke verwendet werden. Die Grenzschicht entspricht dem Abstand von der Flugzeugaußenhaut in dem die Strömungsgeschwindigkeit der Luft zu 99 % der umgebenden freien Atmosphäre entspricht. Über der „Aperture-Plate“ ApT-4 ist diese Grenzschicht in einer Flughöhe von $40000ft$ 150 mm stark, in einer Flughöhe von $10000ft$ noch 135 mm .

7.5.1 Strömungsanalyse innerhalb der Messzelle

Für diese Simulation wurde das in Abbildung 7.12 abgebildete dreidimensionale Modell verwendet. Es beinhaltet den Flugzeugrumpf sowie die Messzelle. Die Tragflächen, das Leitwerk und die Turbinen wurden in diesem Modell nicht berücksichtigt, da sich diese strömungsmechanisch relevanten Komponenten weit hinter der Messzelle befinden und so keinen Einfluss auf das Strömungsfeld innerhalb der Messzelle haben. Ebenso wurden die außerhalb der Messzelle angebrachte Abdeckung für die fluorhaltige Glasfaser nicht berücksichtigt.

Damit die durch Randwertprobleme entstehenden Fehler möglichst klein bleiben, wurde für die Simulation ein großes Volumen von $30 \times 30 \times 100m^3$ benutzt. Das erstellte Netz ist mit $6,1 \cdot 10^6$ Elementen und $1,9 \cdot 10^6$ Knoten sehr fein ausgelegt. Die Knotenabstände sind in der Nähe der

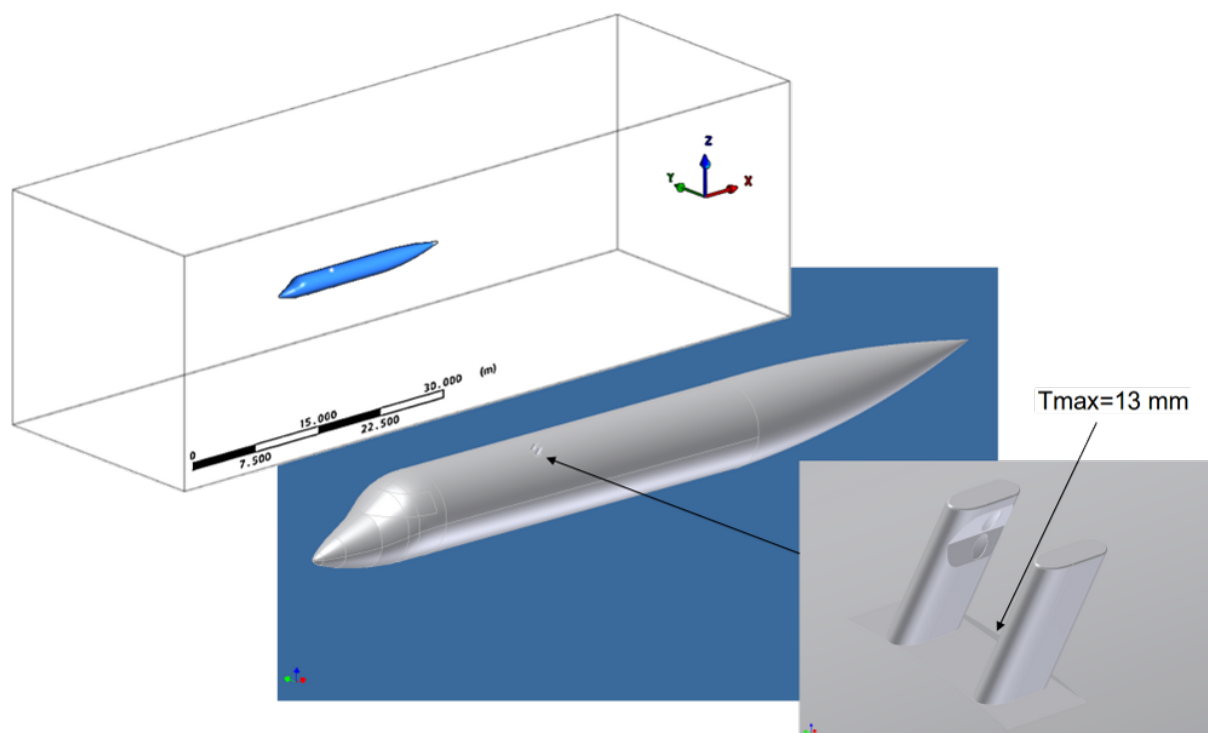


Abbildung 7.12: 3-dimensionales Modell zur Strömungssimulation der offenen Messzelle

Oberflächen kleiner als in der freien Atmosphäre, um die Grenzschicht besser abbilden zu können. Dies wurde realisiert, indem 30 Schichten Pyramidenelemente um den Rumpf aufgespannt wurden. Weiterhin wurde für die Simulation eine voll kompressible, reibungsbehaftete turbulente Strömung angenommen und das $k-\omega$ -Shear Stress Transport (SST) Modell verwendet. Es wurden zwei Flughöhen simuliert: $20000\text{ ft} = 6,1\text{ km}$ und $40000\text{ ft} = 12,2\text{ km}$. Die genauen Flugbedingungen sind in Tabelle 7.4 eingetragen. Diese Bedingungen entsprechen den vom *Deutschen Zentrum für Luft und Raumfahrt* veröffentlichten Standardflugbedingungen (DLR, 2008b).

Die Druck- und Temperaturfelder bei 40000 ft sind in den Abbildungen 7.13 und 7.14 gezeigt. Auf die entsprechenden Abbildungen bei 20000 ft wurde verzichtet, da sich die Struktur der Felder bei verschiedenen Höhen nur wenig unterscheidet. Nur die Zahlenwerte skalieren. In den Profilen ist der Einfluss der Pylone auf das Strömungsfeld gut zu erkennen. In den Frontansichten fällt auf, dass sich im Druckfeld scheinbar keine Grenzfläche um den Rumpf ausbildet.

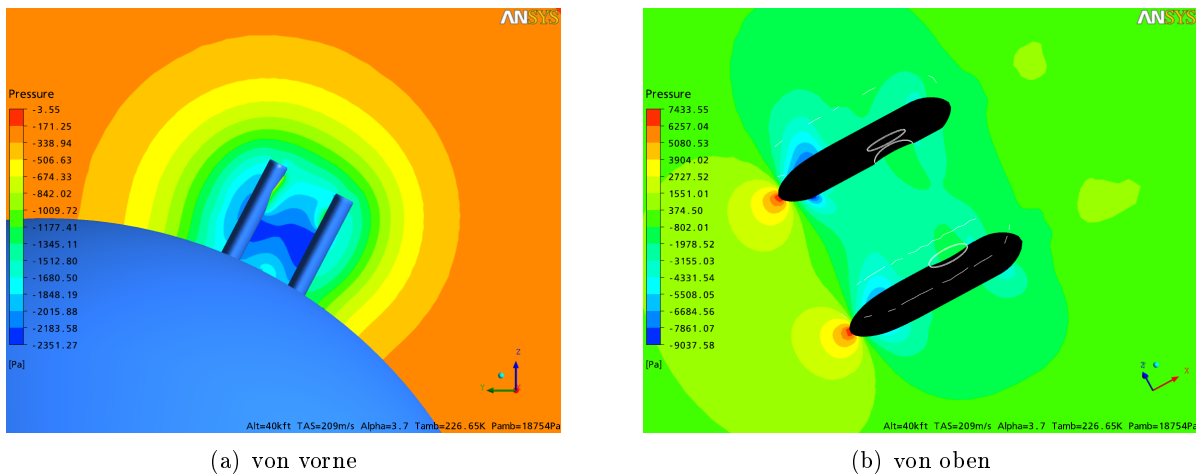


Abbildung 7.13: Simulation des Druckfeldes relativ zur freien Atmosphäre [Pa]

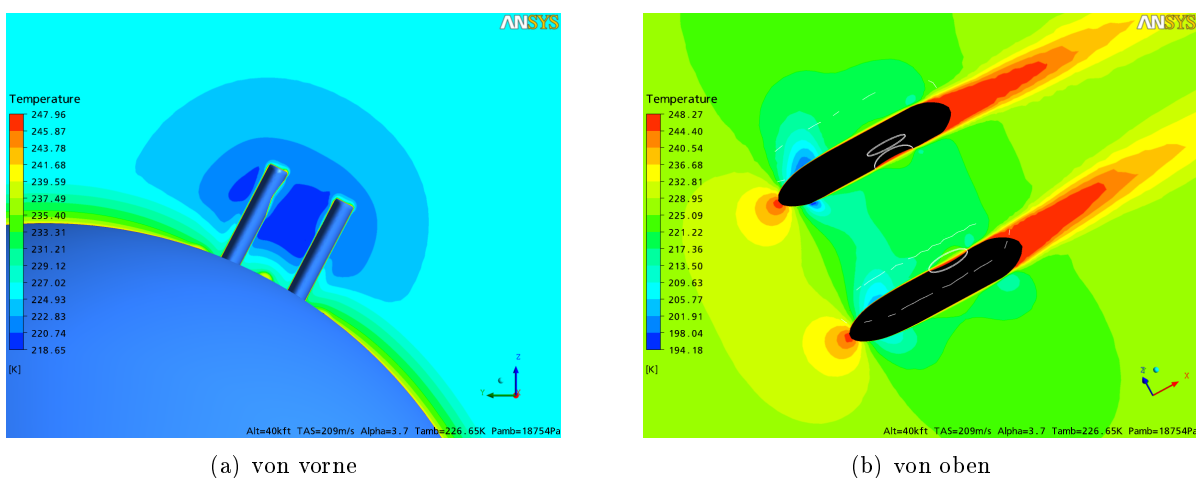


Abbildung 7.14: Simulation des Temperaturfeldes [K]

Dies liegt aber an der Wahl der Farbskala. Diese wurde so gewählt, dass die Verzerrungen innerhalb des Messvolumens gut zu erkennen sind. Im Temperaturfeld erscheint die Grenzschicht aus demselben Grund dünner als erwartet. Weiterhin ist zu erkennen, dass die eben in den Rumpf eingelassene Grundplatte keine im Messvolumen erkennbaren Störungen verursacht.

In der Ansicht von oben blickt man auf eine schräge Ebene, die zwischen der Mitte des unteren Fokussierspiegels und der Mitte des einzelnen Spiegels aufgespannt wurde. Diese Ebene wurde gewählt, da hier die im Vergleich zur oberen Spiegelebene stärkeren Verzerrungen auftreten, wie in der Frontansicht zu erkennen ist.

Flughöhe [ft]	Geschwindigkeit [m/s]	Anstellwinkel [°]	Temperatur [K]	Druck [hPa]
20000	152,89	3,2	258,53	465,63
40000	209,00	3,7	226,65	187,54

Tabelle 7.4: Parametrisierung der Flugsituation für die CFD-Simulation

7.5.2 Abschätzung der spektroskopischen Messfehler

Bei der Betrachtung von Gleichung 2.25 in Kapitel 2.3.2 erkennt man, dass die gemessene Wasserdampfkonzentration direkt von der Temperatur, dem Druck und der temperaturabhängigen Linienstärke abhängt. Dadurch dass zur spektroskopischen Datenauswertung die Avionik-Daten des Flugzeugs genutzt werden, bleiben die tatsächlich im Messvolumen herrschenden Temperatur- und Druckwerte allerdings unbekannt. Weiterhin ist in den Abbildungen 7.16 und 7.17 zu erkennen, dass beide Größen einen starken Gradienten aufweisen. Auch dieser wird in dem aktuellen spektroskopischen Auswertungsalgorithmus nicht berücksichtigt. Aus diesen Gründen ist eine Abschätzung des entstehenden Messfehlers nötig. Diese Analyse soll jedoch nur eine grobe Abschätzung darstellen, da eine detaillierte Auswertung nicht Ziel dieser Arbeit war. So wurde die durch die Druck- und Temperaturgradienten verursachten Effekte, wie die Änderung der Linienformen, nicht betrachtet.

Für die Fehlerabschätzung werden die Temperatur- und Druckschwankungen entlang der in Abbildung 7.15 eingezeichneten gelben Pfade betrachtet. Die beiden Pfade verlaufen, jeweils in der Mitte des einzelnen Spiegels beginnend, zu den Mittelpunkten der beiden Fokussierspiegel. Der

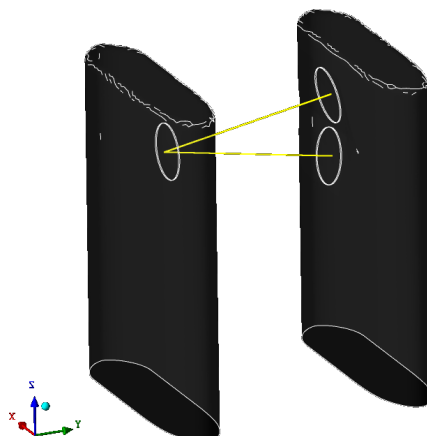


Abbildung 7.15: Betrachtete Pfade für die Temperatur- und Druckanalyse

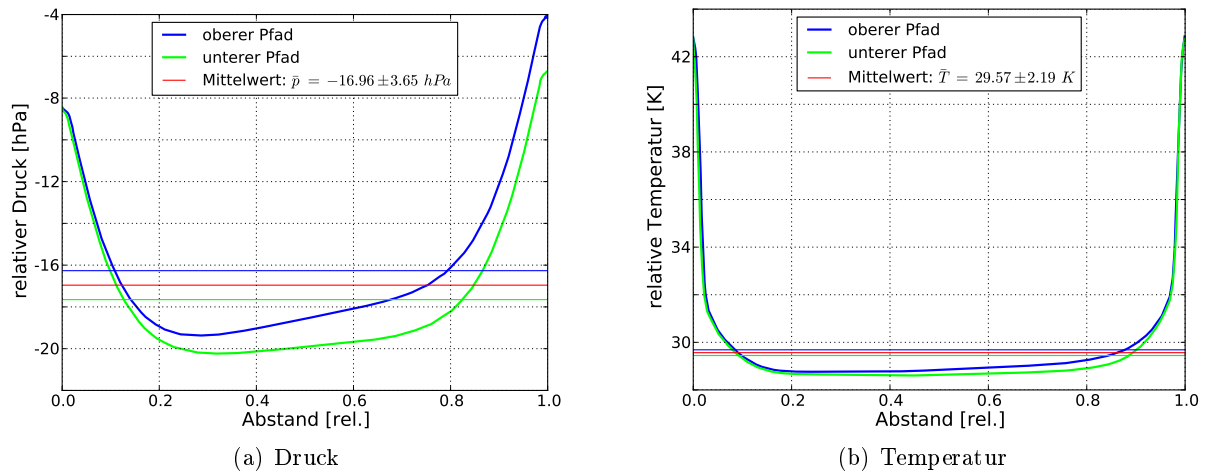


Abbildung 7.16: Simulation der Druck- und Temperaturabweichung im Absorptionspfad in Bezug zur freien Atmosphäre in einer Flughöhe von 20000 ft

relative Verlauf beider Parameter ist für die in Tabelle 7.4 aufgeführten Flugsituationen in den Abbildungen 7.16 und 7.17 dargestellt. Die Ordinaten geben jeweils den Unterschied zur ungestörten Atmosphäre an. Die Mittelwerte der beiden Pfade sind als horizontale Linien in den Graphen eingetragen. Hierbei entspricht der Mittelwert beider Pfade der roten Linie. Diese Mittelwerte werden im Folgenden verwendet.

Die durch die Druck- und Temperaturänderungen verursachten Abweichungen sind in Tabelle 7.5 angegeben. Als Berechnungsgrundlage wurden die in den Abbildungen 7.16 und 7.17 ermittelten mittleren Temperatur- und Druckwerte zwischen den Pylonen und die Werte der ungestörten Atmosphäre gewählt. In Rothman (2009) ist die Temperaturabhängigkeit der Linienstärke $S(T)$ angegeben. Mit Hilfe der HITRAN-Datenbank wurden die sich ändernden Linienstärken in Tabelle 7.6 berechnet. Die Linienstärken wurden mit dem an der *Universität Heidelberg* entwickelten

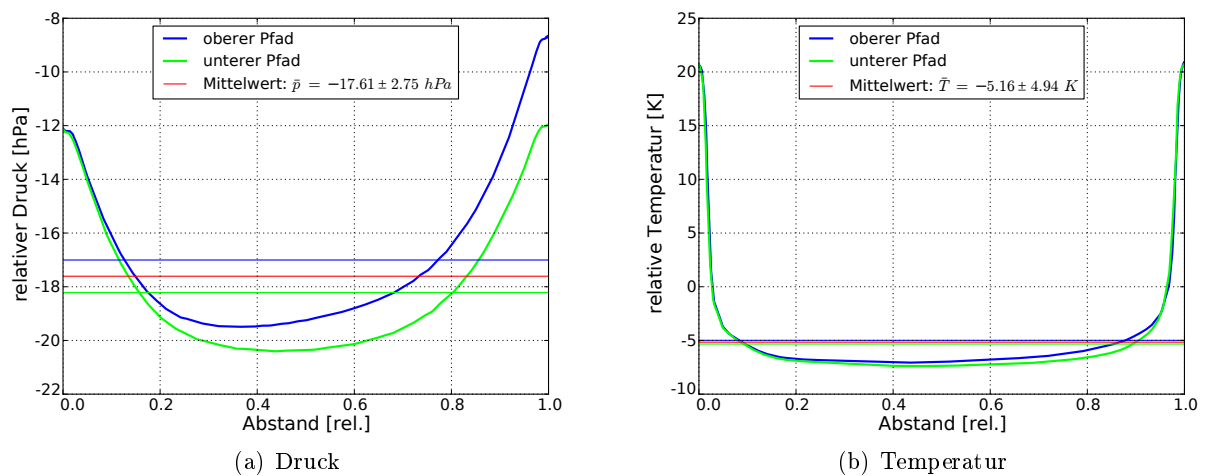


Abbildung 7.17: Simulation der Druck- und Temperaturabweichung im Absorptionspfad in Bezug zur freien Atmosphäre in einer Flughöhe von 40000 ft

Programm TomTrans 14.8.2 berechnet. Nach Einsetzen der prozentualen Fehler in Gleichung 2.25 ergeben sich zusammengefasst die in Tabelle 7.7 gezeigten Messfehler.

Anhand der ermittelten Werte ist zu erkennen, dass der Druck den größten Anteil am gesamten Fehler hat. Da die Fehler in Temperatur und Linienstärke den durch den Druck verursachten Fehler teilweise kompensieren, fällt der gesamte Fehler jedoch moderat aus.

Um die entstehenden Fehler zu verringern, gibt es zwei mögliche Ansätze. Eine Möglichkeit ist die durch die Avionik aufgenommenen Druck- und Temperaturdaten mit Hilfe dieser CFD-Simulation zu korrigieren. Dazu müssten diese Druck- und Temperaturprofile jedoch in Abhängigkeit von der Flughöhe parametrisiert werden. Eine weitere Möglichkeit ist, die in den Pylonen eingearbeiteten freien Montagepositionen mit Temperatur- und Drucksensoren zu bestücken. Diese Positionen sind in den Abbildungen 7.1 und 7.8 als unlackierte Rechtecke oberhalb und unterhalb der Spiegelhalter zu erkennen. Mit diesen Sensoren könnten Messungen in der Umgebung des Absorptionspfades vorgenommen werden. Um keine zusätzlichen Störungen in der Strömung zu erzeugen, wären diese Sensoren allerdings nur in der Lage die Messwerte an den Pylonenoberflächen zu ermitteln. Hierdurch wäre wiederum eine Korrektur durch CFD-Simulationsdaten nötig.

Flughöhe [ft]	p_{Atm} [hPa]	p_{Abs} [hPa]	Abw. [%]	T_{Atm} [K]	T_{Abs} [K]	Abw. [%]
20000	465,63	448,66	-3,6	258,53	256,25	-0,9
40000	187,54	169,93	-9,4	226,65	221,49	-2,3

Tabelle 7.5: Abweichung von Druck und Temperatur zwischen der ungestörten Atmosphäre und den Mittelwerten im Absorptionsweg

Flughöhe [ft]	Linie [nm]	Linienstärke $S(T_{Atm})$	Linienstärke $S(T_{Abs})$	Abweichung [%]
20000	2596	$2,010 \cdot 10^{-19}$	$2,014 \cdot 10^{-19}$	+0,2
	1370	$1,194 \cdot 10^{-20}$	$1,208 \cdot 10^{-20}$	+1,2
40000	2596	$2,049 \cdot 10^{-19}$	$2,052 \cdot 10^{-19}$	+0,1
	1370	$1,405 \cdot 10^{-20}$	$1,443 \cdot 10^{-20}$	+2,7

Tabelle 7.6: Abweichung der temperaturabhängigen Linienstärken $S(T)$ in $\left[\frac{cm^{-1}}{Molekt \cdot cm^{-2}}\right]$ zwischen der ungestörten Atmosphäre und dem Absorptionsweg unter Verwendung der mittleren Temperaturen zwischen den Pylonen

Flughöhe [ft]	Linie [nm]	Abw. p	Abw. T	Abw. $S(T)$	Abw. gesamt [%]
20000	2596	-3,6	-0,9	+0,2	+2,6
	1370	-3,6	-0,9	+1,2	+1,6
40000	2596	-9,4	-2,3	+0,1	+7,7
	1370	-9,4	-2,3	+2,7	+5,0

Tabelle 7.7: Durch das entlang des Absorptionspfades gestörte Strömungsfeld verursachte prozentuale Messfehler

7.6 Mechanische Verformung und Dejustage im Flug

7.6.1 Berechnung der Seitenlasten

Zur Ermittlung der Verformung der Messzelle sowie der auf den Flugzeugrumpf übertragenen Kräfte wurde eine weitere Flugsituation simuliert. Hierzu wurde das Programm ANSYS CFX 12.1 verwendet. Die Simulation berücksichtigt wiederum eine voll kompressible, reibungsbehaftete turbulente Strömung unter Verwendung des $k-\omega$ -Shear Stress Transport (SST) Modells. Ziel dieser Analyse ist es, die zulassungskritischen auf die Oberflächen der Messzelle wirkenden maximalen Kräfte zu ermitteln. Als Randbedingungen wurden die in (DLR, 2007) als Lastfall B-3 angegebenen Bedingungen eines Landeanflugs gewählt, da hier die größten seitlichen Anströmungen auftreten können. Dieser Lastfall geht von einer seitlichen Anströmung von $9,0^\circ$ aus. Die genauen Randbedingungen sind in Tabelle 7.8 angegeben.

Flughöhe [ft]	Geschwindigkeit [m/s]	seitlicher Winkel	Temp. [K]	Druck [hPa]
0	$v_{ges} = 208$ $v_y = -32,54, v_x = 205,44$	$9,0^\circ$	288,15	1013

Tabelle 7.8: Parametrisierung der Flugsituation für die CFD-Simulation der Seitenlasten im Landeanflug

Für diese Simulation wurde nur die isolierte Messzelle ohne Flugzeugrumpf betrachtet. Da auch die Einflüsse der äußeren Konturen der Pylone relevant sind, wurden am linken Pylon sowohl die Glasfaserabdeckung als auch das verlängerte hintere „Fairing“ berücksichtigt. Es wurde der angegebene lokale seitliche Anströmungswinkel von 10° gewählt. Zur Simulation wurde ein $2 \times 3 \times 5 m^3$ großes Volumen mit $9 \cdot 10^5$ Knoten betrachtet, in welchem die Zelle im vorde-

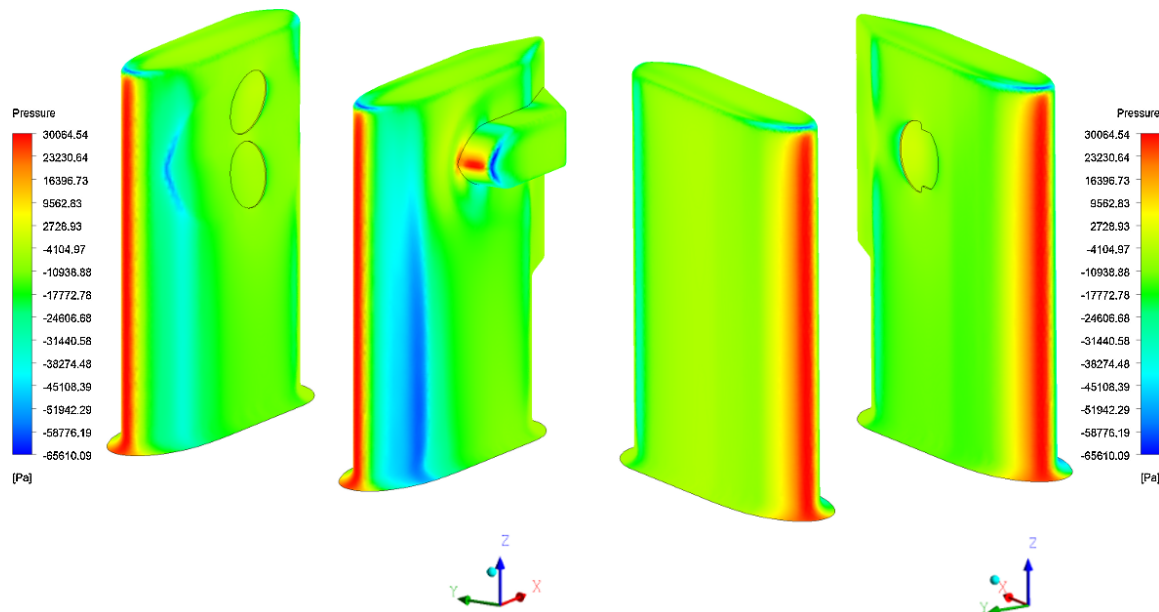


Abbildung 7.18: Relative Druckverteilung an den Pylonen während eines Landeanflugs

ren Drittel platziert wurde. Die Berechnung berücksichtigt die Druck- und Scherkräfte. Bei den Druckkräften auf die Oberflächen ist der Umgebungsdruck nicht berücksichtigt worden, da die realen Pylone nicht luftdicht verschlossen sind, das Modell zur Vereinfachung aber mit geschlossenen Konturen erstellt wurde. In Abbildung 7.18 ist die relative Druckverteilung zu sehen. Durch die schräge Anströmung entstehen Drücke von ca. 300 hPa auf den vorderen Abdeckungen. Entsprechend des in der Abbildung angegebenen Koordinatensystems ergeben sich die in Tabelle 7.9 angegebenen Kräfte. Nach Rücksprache mit der Zulassungsstelle beim *Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt* sind diese Seitenlasten zulässig. Da das *DLR* jedoch konservativere Berechnungsmethoden verwendet, durch die größere Lasten ermittelt wurden, ist dieser Punkt aktuell noch nicht abschließend geklärt. In diesem Punkt sind die Zulassungsvorschriften noch nicht endgültig festgelegt. Leider sind die tatsächlichen Grenzwerte auch nicht bekannt, da diese seitens des Herstellers *Gulfstream* als geheim eingestuft sind.

Pylon	F_x [N]	F_y [N]	F_z [N]
1 Spiegel	25, 22	-644, 46	177, 79
2 Spiegel	113, 12	-504, 19	149, 17
gesamt	138, 34	-11487, 65	326, 96

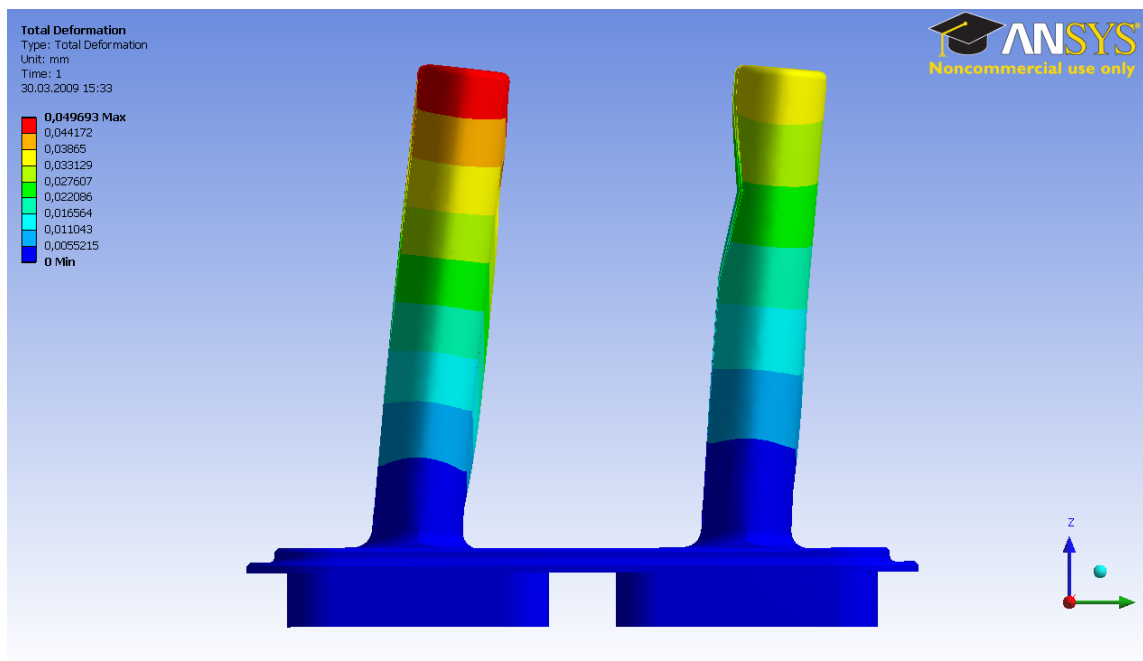
Tabelle 7.9: Im Landeanflug auf die Pylone übertragenen Kräfte

7.6.2 Dejustage der Messzelle

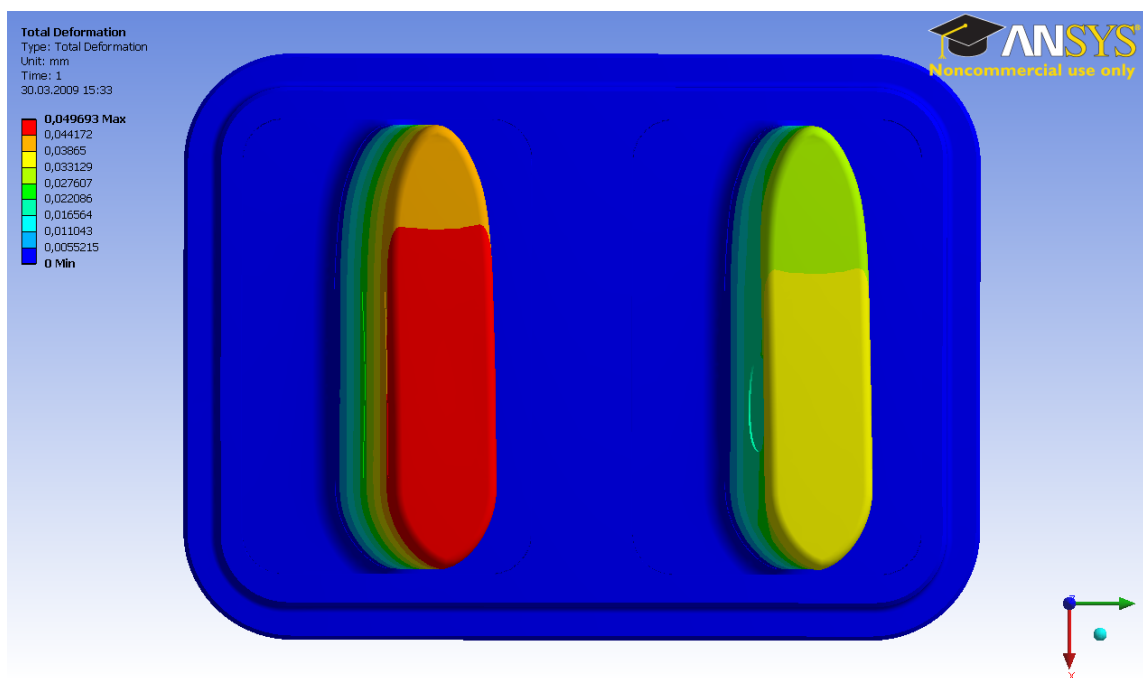
Mit den in Tabelle 7.9 als Grundlage angenommenen Kräften wurde mit einer weiteren Simulation die Verformung der Messzelle ermittelt. Auch wenn während einer Landung keine Messungen mehr stattfinden, wurde dieser Lastfall als Extremwert betrachtet. Hierzu wurde das im Programm ANSYS integrierte Modell der Finite-Elemente-Methoden verwendet. Aus dieser Simulation geht hervor, dass die Pylone, wie während der Konstruktionsphase vorgesehen war, sehr steif sind und sich um maximal $50 \mu\text{m}$ elastisch verformen. Eine übertriebene Darstellung dieser Verformung ist in Abbildung 7.19 dargestellt. Die Verbiegung der Pylone entspricht unter Berücksichtigung der Gesamthöhe des Pylons von 274 mm einem Winkel von $0,01^\circ$ beim linken und $0,008^\circ$ beim rechten Pylon. Durch Eingabe dieser Winkel in die optische Simulation (ZEMAX-EE 2009) lassen sich die prozentualen Änderungen der auf die Detektoren eingestrahlt Leistung berechnen. Für diese Simulation wurden je 10000 Lichtstrahlen pro Laserpfad simuliert. Die Änderungen finden in einer Größenordnung von 10^{-4} statt. Dadurch dass der einzelne Spiegel grundsätzlich unempfindlich gegen kleine Verkippungen ist und die beiden Fokussierspiegel in die selbe Richtung geneigt werden, kommt die positive Eigenschaft der White-Zellen-Anordnung zum Tragen. Genau diese auftretenden Dejustagen kann die Messzelle durch ihre Spiegelkonfiguration selbst korrigieren. Die genauen Werte sind in Tabelle 7.10 angegeben.

Detektor	Grundzustand [%]	mech. Belastung [%]	Abweichung [%]
$1,4 \mu\text{m}$	55, 39	56, 55	+2, 09
$2,6 \mu\text{m}$	99, 92	99, 93	-0, 01

Tabelle 7.10: Prozentuale Verluste der auf die Detektoren auftreffenden optischen Leistung bei extremer Flugbedingung



(a) Ansicht von hinten



(b) Aufsicht

Abbildung 7.19: Deformation der Pylone durch seitliche Anströmung (übertriebene Darstellung)

Kapitel 8

Vergleich verschiedener Hygrometer mit dem HAI

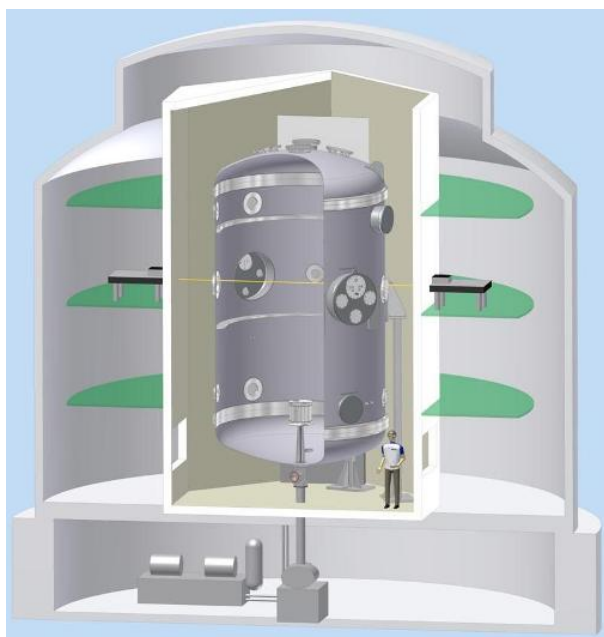
Zum Abschluss dieser Arbeit wurde noch ein Vergleich zwischen den HAI Spektrometerpfaden in der offenen Messzelle und anderen bereits charakterisierten Hygrometern durchgeführt. Dieser Test dient hauptsächlich dazu, den Entwicklungsstand festzustellen und herauszufinden, an welchen Stellen noch Verbesserungen durchgeführt werden müssen. Für diesen Vergleich wurden Feuchtemessungen mit verschiedenen Hygrometern simultan aufgenommen und die Abweichungen berechnet.

8.1 Vergleich der Hygrometerdaten einer AIDA Kampagne

8.1.1 Rahmenbedingungen und Einbau der offenen Messzelle

Zum Vergleich verschiedener Hygrometer wurden die während der HALO-05 Kampagne aufgenommenen Feuchtedaten verwendet. Die Kampagne wurde an der AIDA-Kammer (Aerosol Interaction and Dynamics in the Atmosphere) des *Institut für atmosphärische Aerosolforschung* am *Karlsruher Institut für Technologie* durchgeführt. Der AIDA Behälter bietet mit 7 m Höhe und 4 m Durchmesser ein großes Volumen, in dem atmosphärische Zustände simuliert werden können (Mangold u. a., 2005). Im Rahmen dieser Kampagne wurde eine erste Vergleichsmessung mit den beiden Spektrometerpfaden der offenen Messzelle und anderen Hygrometern durchgeführt.

Neben dem HAI wurden vier weitere Hygrometer betrieben: Das Lyman- α Hygrometer „Fast In-situ Stratospheric Hygrometer“ (FISH) (Zöger u. a., 1999), das „AIDA PCI in cloud TDL“ Hygrometer (APicT) (Hunsmann u. a., 2006), das „AIDA PCI extraktiv TDL“ Hygrometer (APeT) (Ebert u. a., 2005; Lauer, 2007) und ein Frostpunkthygrometer der Firma MBW Typ: 373LX. Anders als der HAI, der einen Meter über dem Boden der AIDA Kammer auf ein Podest montiert wurde, waren die anderen Hygrometer auf mittlerer Höhe platziert (siehe Abbildung 8.1). Während das APicT, wie auch der HAI, mit offenen Messzellen in der Kammer Wasserdampf messen, ermitteln der FISH das APeT und das MBW-Hygrometer durch extraktive Probennahme den Gesamtwassergehalt in externen Messzellen. Da die für das 2596 nm Spektrometer verwendeten fluorhaltigen Glasfasern während dieser Messkampagne zum ersten Mal in einem gekühlten Experiment verwendet wurden, trat auch der in Kapitel 5.4.2 beschriebene temperaturabhängige



(a) Schema der AIDA-Kammer (mit freundlicher Genehmigung des *Instituts für atmosphärische Aerosolforschung*)



(b) Position der Messzelle

Abbildung 8.1: Einbau der offenen Messzelle in die AIDA-Kammer

Dämpfungseffekt erstmals hier auf. Durch die gekühlte Faserlänge von 8 m entstand eine so große Dämpfung, dass das Messsignal nicht mehr vom Untergrund getrennt werden konnte. Daher stehen für den Vergleich beider Spektrometerpfade nur die Messdaten eines Tages (12.07.2010) zur Verfügung. An diesem Tag wurde die AIDA-Kammer bei einer Temperatur von 20°C betrieben, sodass die fluorhaltigen Glasfasern das Licht übertragen konnten. Da die Feuchten verhältnismäßig hoch waren, wurde die Messzelle mit einer Absorptionslänge von nur $4,2\text{ m}$ justiert, um die Gesamtabsorption im Messsignal zu verringern. Im Laufe dieses Versuchs wurden keine Wolken erzeugt. Daher unterscheiden sich die Verläufe von Gasphase und Gesamtwasser nicht.

Damit die Messzelle an die Laser angeschlossen werden konnte, wurden Glasfaser-Vakuumdurchführungen mit FC/APC-Anschlüssen der Firma *VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH* an zwei Flansche der Kammer montiert. Zu diesem Zeitpunkt war allerdings noch keine Glasfaserdurchführung für die 2596 nm Glasfaser erhältlich, sodass für beide Laser Durchführungen aus Quarzglas verwendet wurden. Während das 1370 nm Licht nur um $-0,7\text{ dB}$ gedämpft wurde, wurde das 2596 nm Licht um $-3,8\text{ dB}$ gedämpft. Bei der Auswertung der 1370 nm Spektren wurden jeweils 100 Spektren gemittelt. Aufgrund des kleineren S/N -Verhältnisses der 2596 nm Messdaten wurde hier eine 5-fach stärkere Mittelung der Absorptionsprofile vorgenommen. Damit der 1370 nm Messpfad des HAI direkt mit den AIDA TDLs verglichen werden konnte, wurde ein Teil der Laserstrahlung vom APeT für den Betrieb des HAI verwendet. Dieser Laser ist baugleich mit dem im HAI eingesetzten Laser und emittiert ebenfalls Strahlung mit einer Wellenlänge von 1370 nm . Durch diese Maßnahme unterschieden sich nur die Glasfaserkabel und die Messzelle während dieser Messung, sodass ein Vergleich zwischen dem APeT und dem 1370 nm Spektrometer des HAI möglich ist.

8.1.2 Vergleich der Feuchtemessungen

Im Rahmen des betrachteten Messdurchlaufs wurden in der Kammer Druckniveaus zwischen 100 hPa und 1000 hPa erzeugt. Die Temperatur wurde, bis auf die durch adiabatischen Expansion erzeugten Schwankungen, konstant auf 20°C gehalten, wie in den Abbildungen 8.2 zu sehen ist. Die von den Hygrometern aufgenommenen Feuchtedaten sind den Abbildungen 8.3 zu entnehmen. Die relativen Abweichungen zwischen den gemessenen Mischungsverhältnissen μ der Hygrometer sind in den Abbildungen 8.4 gezeigt. Die prozentualen Abweichungen wurde wie folgt berechnet:

$$p = \left(\frac{\mu_{Hygr.}}{\mu_{APeT}} - 1 \right) \cdot 100 \quad (8.1)$$

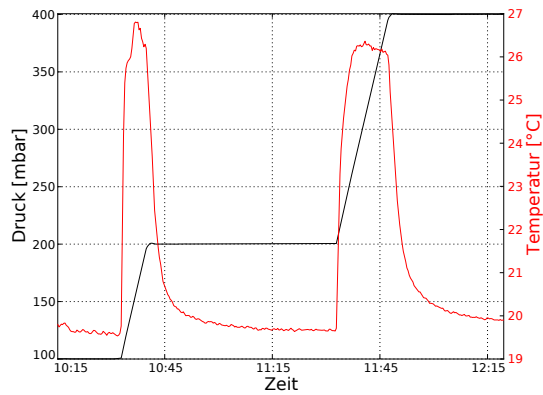
Die absoluten Abweichungen in Bezug zum APeT sind in Abbildung 8.5 dargestellt und berechnen sich durch die Differenz der Feuchtwerte.

$$\Delta\mu = \mu_{Hygr.} - \mu_{APeT} \quad (8.2)$$

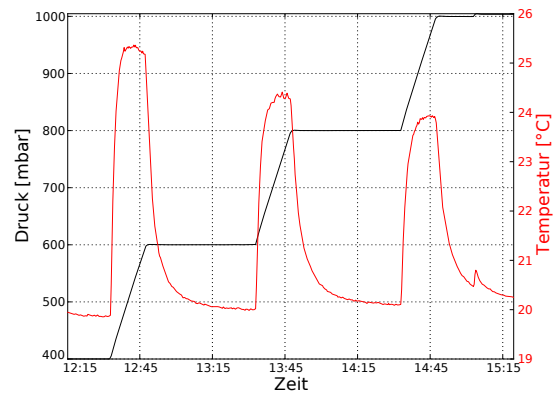
Bei der Auswertung der Messdaten stellte sich heraus, dass die gemessenen Profile der verschiedenen Hygrometer in der Regel um ca. eine Minute gegeneinander verschoben sind, da die Computeruhren nicht synchronisiert waren. Daher wurde die einzelnen Datensätze mittels eines Kreuzkorrelationsverfahren in Bezug zum Druckprofil zeitlich synchronisiert.

Den Feuchteprofilen ist zu entnehmen, dass die drei AIDA Hygrometer mit einer Abweichung von unter 1 % eine sehr gute Bezugsdatenbasis liefern. Im Vergleich zum APeT ist zu erkennen, dass der FISH bei großen Mischungsverhältnissen von 650 ppmv bis zu 20 % kleine Feuchten misst. Dieser Effekt ist auf eine Druckabhängigkeit zurückzuführen und wurde während der AquaVIT Vergleichsmesskampagne (Fahey u. a., 2009) festgestellt.

Für die beiden Feuchtigkeitsprofile der offenen Messzelle des HAI wurden zusätzlich Fehlergrenzen in Abbildung 8.3 eingetragen. Es ist zu erkennen, dass die Abweichungen des 1370 nm Spektrometers von den AIDA TDLs über den gesamten Messzeitraum innerhalb der Fehlergrenzen liegen und daher eine sehr gute Übereinstimmung besteht. Diese Fehlergrenzen von ca. 3,3 % setzen sich aus zwei Beiträgen der AIDA-Kammer selbst und einem von der HAI-Messzelle zusammen. Aufgrund der Höhe der gesamten Kammer entstehen kleine, jedoch nicht zu vernachlässigende Inhomogenitäten. Die Feuchte selbst schwankt um $\pm 1\%$, die Temperatur um $\pm 1\text{ K}$ (Skrotzki, 2011). Diese Inhomogenitäten ergeben einen Fehler von ca. 1 %. Weiterhin beträgt die Unsicherheit in den Absorptionpfadlängen der offenen Messzelle 2 % (vgl. Kapitel 7.2). Die relative Abweichung der 1370 nm Messung vom APeT ist mit ca. 2,5 % weitestgehend konstant. Da hier die Laserstrahlung vom APeT verwendet wurde, kann diese Abweichung als Summe der Störgrößen aus AIDA und Messzelle für den HAI angenommen werden. Zusammen mit einer 10 %igen Unsicherheit in der Linienstärke der 2596 nm Absorptionslinie (Rothman, 2005) ergeben sich die Fehlergrenzen der 2596 nm Linie zu 12,5 %. In Abbildung 8.3(b) ist zu erkennen, dass sich die Messwerte vom HAI erst ab Mischungsverhältnissen von $\leq 115\text{ ppmv}$ in gemeinsamen Fehlergrenzen mit dem APeT befinden. In der Auswertung zeigte sich, dass eine Ursache dafür in den Sättigungseffekten liegen könnte, die aufgrund der großen Linienstärke bei größeren Mischungsverhältnissen auftraten. Es muss jedoch noch genauer geprüft werden, wodurch die Abweichungen verursacht werden.

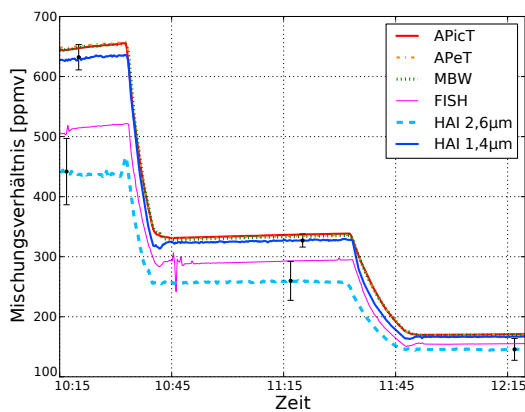


(a) niedrige Drücke

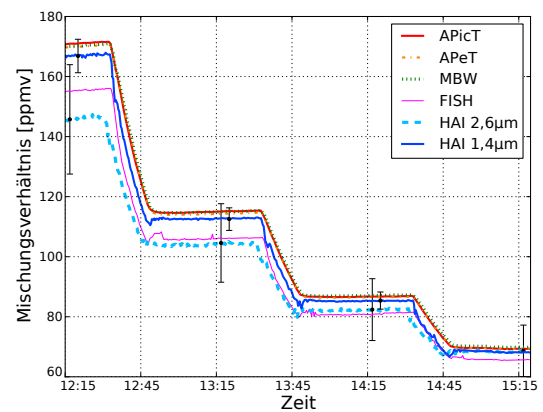


(b) hohe Drücke

Abbildung 8.2: Druck- und Temperaturprofile in der AIDA-Kammer (12.07.2010)

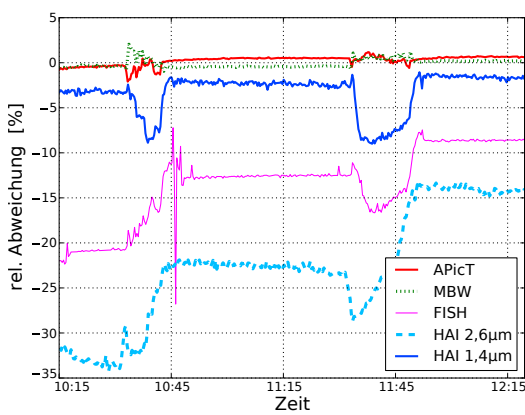


(a) hohe Feuchten

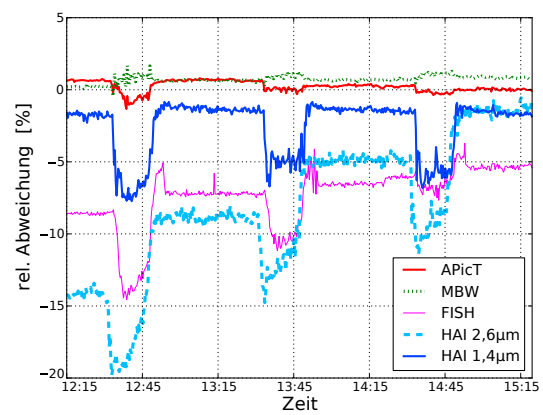


(b) niedrige Feuchten

Abbildung 8.3: Feuchtemessungen während der HALO-05 Kampagne (12.07.2010)



(a) hohe Feuchten



(b) niedrige Feuchten

Abbildung 8.4: Relative Abweichung der einzelnen Hygrometer vom APeT-Hygrometer

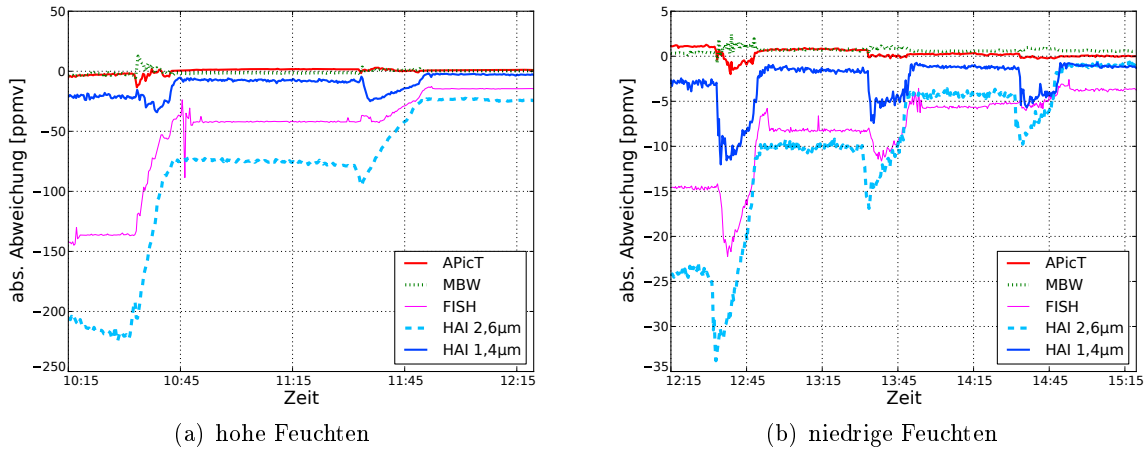


Abbildung 8.5: Absolute Abweichung der einzelnen Hygrometer vom APeT-Hygrometer

8.2 Vergleichsmessung mit einer geschlossenen Messzelle

Um die Ursache der Messabweichungen des 2596 nm Spektrometerpfades von den anderen während der HALO-05 Kampagne aufgenommenen Datensätzen zu untersuchen, wurde eine Vergleichsmessung mit einem Frostpunkthygrometer der Firma *MBW Calibration Ltd.* Typ MBW-373 durchgeführt. Die Messanordnung ist im Schema in Abbildung 8.6(a) zu sehen. Dieses Frostpunkthygrometer ermöglicht die Bestimmung des Frostpunktes mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1\text{ }^\circ\text{C}$ und einer Reproduzierbarkeit von $\pm 0,05\text{ }^\circ\text{C}$.

Für diese Messung wurde der I_0 -Messpfad des spülbaren Lasergehäuses verwendet. Dieser wurde auf eine Absorptionsweglänge von $324,5 \pm 0,4\text{ mm}$ einjustiert. Als Spülluft einlass wurden die vorgesehenen Spülluftanschlüsse mit trockener Luft gespült. Diese Luft wurde durch einen weiteren in der Abdeckplatte über der Faserkopplung angebrachten Anschluss zum Frostpunkthygrometer geleitet (vgl. Abbildung 5.12(b)). Diese Art der Durchströmung wurde gewählt, damit Luftstaus vermieden werden.

Das Experiment wurde bei einem mittleren Druck von 999 hPa und einer mittleren Temperatur von $20,3\text{ }^\circ\text{C}$ durchgeführt. Für die Auswertung wurden jedoch die momentanen Druck- und Temperaturwerte verwendet. Der Druck wurde mit einem kalibrierten Drucksensor Typ MPX4115A der Firma *Freescale Semiconductors* gemessen. Die Messunsicherheit betrug $\pm 3\text{ hPa}$. Die Temperatur wurde mit einem Thermoelement Typ K der Firma *Thermocoax* gemessen. Die im Datenblatt angegebene Unsicherheit beträgt $\pm 2,2\text{ }^\circ\text{C}$. Die Linienstärke $S(T)$ ist in der HITRAN-Datenbank mit einer Unsicherheit von 10% angegeben. Alle Unsicherheiten zusammen sind als Fehlergrenzen in Abbildung 8.6(b) eingetragen. Die geringen Fehlergrenzen der Frostpunkthygrometermessung wurden durch den angegebenen Fehler in der Frostpunktbestimmung berechnet. Hierzu wurde die Magnus-Formel über Eis aus (Sonntag, 1990) verwendet:

$$E_i(T) = 6,112\text{ hPa} \cdot e^{\frac{22,46 \cdot T}{272,62\text{ }^\circ\text{C} + T}} \quad (8.3)$$

Die relativen und absoluten Abweichungen wurden mit den Gleichungen 8.1 und 8.2 berechnet. Die gemessenen Mischungsverhältnisse der beiden Hygrometer sind in Abbildung 8.6(b) zu sehen. In dem Plot ist bereits ein Zeitversatz von 5 min zwischen den Messungen korrigiert. Dieser Versatz wurde mit der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt. Die verwendete Fitfunktion

berücksichtigt eine Konstante a_0 und eine lineare Abweichung a_1 sowie den Zeitversatz t_0 und lautet:

$$\mu_{MBW} = a_1 \cdot \mu_{2596\text{ nm}}(t - t_0) + a_0 \quad (8.4)$$

Obwohl die Spülluft turbulent in das Gehäuse eingeströmt wurde, entstand diese Latenz durch den langsamen Luftaustausch und eine nicht vollständig stattfindende Durchmischung der Luft. Durch das ca. 2,5 l Volumen des Lasergehäuses und den geringen Durchfluss von 0,24 l/min dauerte es ca. 10 min, bis 2,5 l durch das Gehäuse geströmt sind. Anhand des Fits ist zu erkennen, dass sich dieser Zeitraum durch die Durchmischung halbiert hat. Im Gegensatz zur Messung in der AIDA-Kammer zeigt dieser Vergleich eine quantitativ und im Vorzeichen verschiedene Abweichung des 2596 nm Spektrometers vom Referenzgerät. Die absolute Abweichung ist ab Mischungsverhältnissen von $\leq 150\text{ ppmv}$ weitestgehend konstant und beträgt 14,6 ppmv. Auffallend ist, dass sich beide Messungen zu kleinen Mischungsverhältnissen hin nicht mehr innerhalb der Fehlergrenzen decken. Für eine genauere Charakterisierung des 2596 nm Spektrometers sind daher noch weitere Untersuchungen unter bekannten Bedingungen nötig.

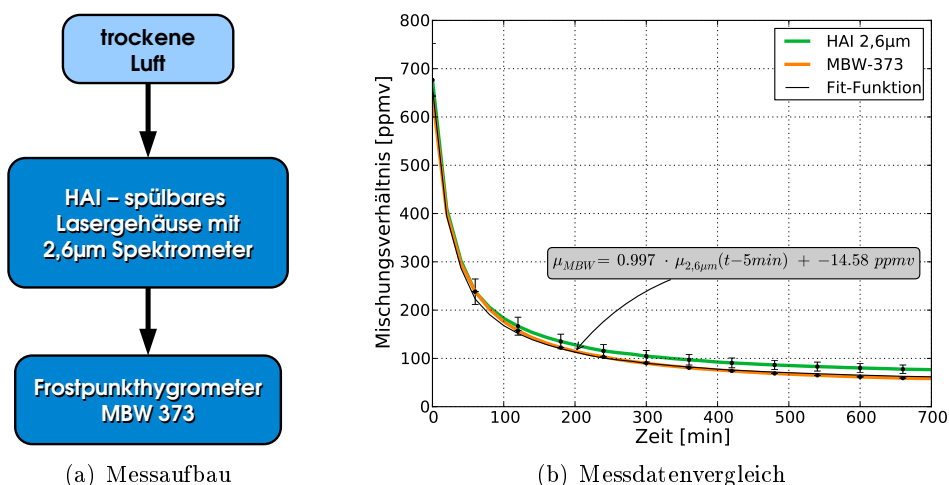


Abbildung 8.6: Vergleich des Frostpunkthygrometers MBW-373 mit dem 2596 nm Spektrometer

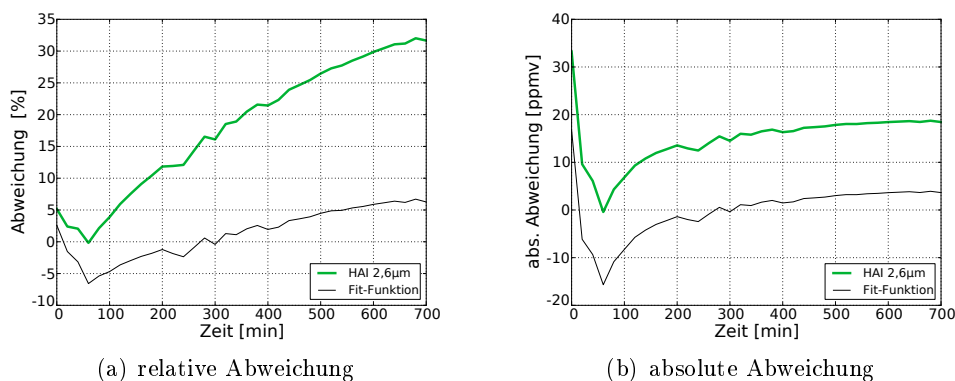


Abbildung 8.7: Abweichungen zwischen dem Frostpunkthygrometer MBW-373 und dem 2596 nm Spektrometer

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Damit auf dem Forschungsflugzeug HALO (High Altitude and LOng range research aircraft) die geringen Luftfeuchtigkeiten in der UT/LS (Upper Troposphere / Lower Stratosphere) gemessen werden können, sind hoch empfindliche Hygrometer notwendig. Diese Geräte müssen Wasserdampfmischungsverhältnisse im unteren *ppmv*-Bereich absolutgenau messen können. Als Neuentwicklung wurde das „Hygrometer for Atmospheric Investigations“ (HAI) im Rahmen des Schwerpunktprogramms 1294 HALO gefördert. Zur Entwicklung wurde eine Kooperation zwischen dem *Forschungszentrum Jülich (IEK-7)*, der *Universität Heidelberg (PCI)*, der *Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (3.2)* und dem *Karlsruher Institut für Technologie (IMK-AAF)* gebildet. Dieses Hygrometer ist zur kalibrationsfreien Messung von Wasser in der Gasphase und des Gesamtwassers entwickelt worden und als eines der zentralen Instrumente zur Wassermessung auf dem Flugzeug vorgesehen. Es basiert auf dem TDLAS (Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy) Spektrometerkonzept von Ebert (2006).

Damit der benötigte Dynamikbereich von 10000 *ppmv* bis hinab zu 2 *ppmv* Konzentrationen erreicht werden kann, wurden für dieses Hygrometer zwei sich in der Empfindlichkeit ergänzende Laser vorgesehen. Die großen Konzentrationen sollen im 1,4 μm -Kombinationsschwingungsband des Wassermoleküls mit einem 1370 *nm* Laser gemessen werden. Die kleinen Konzentrationen sollen mit einem neuartigen 2596 *nm* Laser im ca. 20-fach stärkeren 2,6 μm -Grundschiebungsbereich gemessen werden. Zur Übertragung dieser Laserstrahlung wurde eine Faserkopplung entwickelt, die den kollimierten Laserstrahl in eine „Single-Mode“-Glasfaser einkoppelt.

Um die kleinen Konzentrationen noch absolutgenau messen zu können, waren mehrere Maßnahmen notwendig: Zum einen wurde eine offene Messzelle entwickelt, die eine kontaktlose Wasserdampfmessung in der Atmosphäre ermöglicht. Weiterhin wurden störende Absorptionen von Wasserdampf außerhalb der Messstrecken dadurch vermieden, dass für die Messzelle die Spiegelanordnung nach White (1942) gewählt wurde. Diese ermöglicht es, eine direkte Faserkopplung zu integrieren und die zur spektroskopischen Messung benötigte Laserstrahlung per Glasfaser zu übertragen, ohne dass wasserdampfkontaminierte Volumina durchstrahlt werden. Zur Entwicklung dieser offenen Messzelle musste jedoch folgende eingangs gestellte Frage geklärt werden:

Ist die Integration von zwei Absorptionspfaden in eine White-Zelle möglich?

Dass dies abweichend von der üblichen Ausführung einer White-Zelle möglich ist, konnte durch eine optische Simulation und später im Experiment gezeigt werden. Durch diese Anordnung ermöglicht die Messzelle simultane Feuchtemessungen mit zwei Lasern im selben Luftvolumen. Der innenliegende Absorptionspfad verzeichnet allerdings einen unvermeidbaren Leistungsverlust von 44%. Da dieser Absorptionspfad für den leistungsstärkeren 1370 *nm* Laser verwendet wird, ent-

stehen jedoch keine Nachteile in diesem Experiment.

Nach der Entwicklung des Spektrometers konnte auch die zentrale Frage in dieser Arbeit beantwortet werden:

Reicht die Dynamik beider Spektrometerpfade auch im Experiment aus, um den beabsichtigten Konzentrationsbereich von 2 – 10000 ppmv Wasserdampf-Volumenmischungsverhältnis zuverlässig messen zu können?

Erste Auswertungen ergaben für das 2596 nm Spektrometer eine Nachweisgrenze von 4,22 ppmv bei einem Absorptionsweg von 4,8 m Länge. Durch die Kombination der hochwertigen Faseroptiken des verwendeten 1370 nm Lasers mit dieser Messzelle wurde sogar eine noch kleinere Nachweisgrenze von 266 ppbv erreicht, die aktuell sogar die Nachweisgrenze des HAI bestimmt. Davon ausgehend, dass Konzentrationen ca. 10-fach größer als die Nachweisgrenze sicher gemessen werden können, wurde das beabsichtigte Ziel von 2 ppmv weitestgehend erreicht.

Bei der Identifizierung der Störquellen in den beiden Spektrometerpfaden stellte sich heraus, dass die in der offenen Messzelle entstehenden Interferenzen so gering sind, dass sie nicht nachweisbar sind. Dies begründet sich dadurch, dass die vom störungsarmen 1370 nm Laser und den Glasfasern erzeugten Interferenzen auf einem Niveau von $6,9 \cdot 10^{-5}$ in der optischen Dichte im Messsignal dominieren. In Bezug auf die Notwendigkeit des 2596 nm Spektrometers kann jetzt auch die folgende Frage beantwortet werden:

Ist es mit den aktuell für eine Wellenlänge von 2,6 µm erhältlichen optischen Bauteilen möglich, einen Empfindlichkeitsgewinn mit solch einem Spektrometer gegenüber den 1,4 µm-Spektrometern zu erzielen, ohne dass sich die Absolutgenauigkeit verschlechtert?

Da das glasfasergekoppelte 1370 nm-Spektrometer mit einer normierten Empfindlichkeit von 1,28 ppmv · m aktuell ca. 16-fach empfindlicher ist als das fasergekoppelte 2596 nm-Spektrometer, besteht in letzterem noch Optimierungsbedarf. Als dominierende Störquelle konnte die Faserkopplung identifiziert werden. Da mit dem freistrahrenden 2596 nm-Spektrometer eine normierte Empfindlichkeit von 165 ppbv · m erreicht wurde, liegt der Schluss nahe, dass in der Verbesserung dieses Bauteils noch viel Potential steckt. Die Absolutgenauigkeit betreffend gibt es bisher allerdings keine Anzeichen dafür, dass diese durch die optischen Komponenten grundsätzlich eingeschränkt wird. Eine wahrscheinliche Fehlerquelle in dieser Hinsicht sind die nur ungenau bekannten Absorptionslinienparameter. Diese Parameter der verwendeten 2596 nm Absorptionslinie sollen in Zukunft genauer bestimmt werden.

Zur Übertragung der 2596 nm Laserstrahlung werden spezielle „Single-Mode“ Glasfasern aus fluoridhaltigem Glas benötigt, da Quarzglas bei dieser Wellenlänge nicht transparent ist. Mit diesen Fasern bestand noch keine Erfahrung in der Spektrometerentwicklung. Aus diesem Grund wurden Messreihen bezüglich Transmission und Temperaturverhalten durchgeführt. Hierbei stellte sich heraus, dass die Dämpfung dieser Glasfasern stark temperaturabhängig ist. Die Analysen ergaben, dass das außen am Flugzeug verlegte 50 cm lange Fasersegment seine Dämpfung von $-0,055$ dB bei Raumtemperatur auf $-1,2$ dB bei einer Temperatur von -80 °C verstärkt. Da diese niedrigen Temperaturen in der Tropopause erreicht werden, müssen in Zukunft Maßnahmen ergriffen werden, die diesen Verlust ausgleichen, damit das Rauschen im Messsignal nicht dominiert. Neben der Anfertigung angepasster Glasfasern wäre eine Glasfaserheizung möglich. Diese Optionen sollen in der nächste Entwicklungsphase diskutiert werden.

Durch die hohe Geschwindigkeit des Flugzeugs von 200 m/s war eine strömungsmechanische Betrachtung der offenen Messzelle notwendig. Damit das Strömungsfeld innerhalb des Messpfades möglichst homogen verläuft, wurden die äußeren Konturen der Zelle aerodynamisch günstig kon-

struiert und durch fluiddynamische Simulationen optimiert.

Da die Messungen von Temperatur und Druck in der Messstrecke nicht trivial sind, sollen für die spektroskopischen Auswertungen Avionikdaten des Flugzeugs verwendet werden. Diese Messungen geben jedoch den Zustand der ungestörten Atmosphäre wieder. Daher stellte sich vor dieser Arbeit eine weitere Frage:

Wie groß sind die zu erwartenden Messfehler, wenn man berücksichtigt, dass die Temperatur- und Druckfelder innerhalb des Absorptionspfades aufgrund der großen Anströmungsgeschwindigkeiten im Flugbetrieb gestört werden?

Zur Beantwortung dieser Frage wurden numerische fluiddynamische Simulationen durchgeführt, mit denen das Strömungsfeld innerhalb der Messzelle für unterschiedliche Flugsituationen berechnet wurde. Durch diese Analysen stellte sich heraus, dass sich die auftretenden Störgrößen teilweise kompensieren und somit der Gesamtfehler eher moderat ausfällt. Auf einer Flughöhe von 40000 *ft* wird im 2596 *nm* Spektrometer ein Messfehler von +7,7% erwartet. Beim 1370 *nm* Spektrometer ist dieser erwartete Messfehler mit +5,0% geringer.

Für die Zukunft sind weitere Arbeiten an diesem Gerät geplant. Neben der Optimierung des 2596 *nm* Spektrometers muss die Integration der Spektrometerkomponenten in den 19“-Rack-Einschub abgeschlossen werden. Weiterhin müssen Validierungsmessungen durchgeführt werden, um die Absolutgenauigkeit des Hygrometers zu verbessern. Im Zuge der für die Kampagnenteilnahme notwendigen Luftfahrtzulassung muss zusätzlich die Dokumentation des Geräts vervollständigt werden. Hieraus werden sich voraussichtlich auch noch Änderungen im mechanischem Aufbau des HAI ergeben, da die Sicherheitsvorschriften für das Flugzeug noch nicht endgültig festgelegt wurden.

Somit ist abschließend festzuhalten, dass in dieser Arbeit die Grundlage dafür geschaffen wurde, dass dieses Hygrometer seinen Betrieb im Jahr 2012 aufnehmen kann. Die Spezifikationen wurden erfüllt und die noch ausstehenden Arbeiten identifiziert. Damit wird das Gerät die HALO-Demonstrationsmissionen unterstützen können. Der aktuelle Zeitplan sieht die Teilnahme an der TACTS Mission in extratropischen Gebieten vor. Später ist die Mission ML-Cirrus zur Untersuchung von Cirrus Wolken in mittleren Breit geplant. Da für die Beantwortung der wissenschaftlichen Fragestellungen beider Kampagnen die Luftfeuchten von Bedeutung sind, wird dieses Hygrometer ein wichtiger Bestandteil der Flugzeuginstrumentierung sein.

Danksagung

Zur Fertigstellung dieser Arbeit haben eine Reihe von Menschen mit beigetragen, denen ich hiermit danken möchte.

Zu allererst möchte ich Prof. Dr. Martin Riese und Dr. Cornelius Schiller für die Möglichkeit danken, diese Arbeit am IEK-7 anzufertigen. Die Teilnahme an nationalen und internationalen Konferenzen sowie die Weiterbildungsmöglichkeiten durch mehrere Seminare, Schulungen und „Summer-Schools“ waren eine große Bereicherungen, da sie mir einen intensiven Einblick in die Atmosphärenforschung und luftfahrtorientierte Geräteentwicklung ermöglichten. Sehr angenehm waren auch die gute Zusammenarbeit und zahlreichen fachlichen Diskussionen mit dir, Cornelius. Durch diese Unterstützung hast Du mir den Einstieg und die Arbeit in diesen komplexen Themenbereichen sehr erleichtert. Martin, dir möchte ich danken, dass du dir trotz des vollen Terminkalenders regelmäßig für die Doktorrandengespräche Zeit genommen hast.

Prof. Dr. Ralf Koppmann von der Universität Wuppertal danke ich dafür, dass er sich bereit erklärt hat, als zweiter Gutachter für diese Arbeit zur Verfügung zu stehen.

Für die Ermöglichung eines fast zweijährigen Aufenthalts als Gastwissenschaftler am Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Heidelberg möchte ich Prof. Dr. Volker Ebert danken. Auch die Möglichkeit auf die weitreichenden geleisteten Arbeiten im Bereich der Infrarotspektroskopie zugreifen zu können, hat zur Erstellung dieser Arbeit beigetragen. Danke auch für die konzeptionellen Diskussionen während der Spektrometerentwicklung.

Weiterhin möchte ich einigen Kollegen danken. Zuerst Armin Afchine, der durch seine Erfahrungen in der Entwicklung und Zulassung von Flugzeuginstrumenten maßgeblich an der Flugzeugintegration mitwirkte. Dr. Martina Krämer danke ich für die vielen fachlichen Diskussionen. Jochen Barthel möchte ich für die Hilfe und die konstruktiven Diskussionen danken, ohne die die mechanische Realisierung des HAI nicht so weit vorangeschritten wäre. Nicole Spelten möchte ich für die große Unterstützung im Labor und auf der Messkampagne danken. Auf dieser waren Christian Rolf und Renata Hauler auch eine große Hilfe. Jessica Meyer danke ich für unsere zahlreichen, „ausschließlich“ fachlichen Diskussionen im Büro. Weiterhin danke ich Reimar Bauer, Axel Schönfeld, Vicheith Tan, Sandra Stein, Brigitte Berger und den Kollegen aus den Werkstätten.

Dr. Harald Saathoff möchte ich für die Ermöglichung der Teilnahme an Messkampagnen an der AIDA-Kammer im Karlsruher Institut für Technologie danken. Die durchgeführten Messungen wurden auch von Julian Skrotzki und den Technikern der AIDA unterstützt.

Dank auch an die Kollegen aus Heidelberg. Steven Wagner, der mich im Labor unterstützte und auch noch weiterhin für die Datenauswertung in diesem Projekt zuständig ist danke ich für seine Hilfe. Matthias Höh danke ich für die Konstruktion und Fertigstellung der extraktiv messenden Zellen und Oliver Witzel für die Entwicklung des Linsensatzes, den ich in dieser Arbeit testen konnte. Klaus Schmitt und dem Team aus der feinmechanischen Werkstatt danke ich dafür, dass

sie mir die vielen kleinen und frickeligen Bauteile hergestellt haben, über die wahrscheinlich nicht selten geflucht wurde. Bernhard Buchholz danke ich für die Hilfe durch seine Softwareentwicklung. Zu guter Letzt wären da noch die beiden anderen Mitglieder vom „Triumvirat“ Dr. Stefan Hunsmann und Dr. Karl Wunderle. „Wir sehen uns am Stromkasten!“ Karl, dir danke ich auch für die gute Zusammenarbeit im Rahmen unserer Entwicklung der $2,6\mu\text{m}$ Technologie und für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Rolf Maser, Harald Franke und Oliver Wiechert von der Firma Enviscope GmbH danke ich für die Unterstützung bei der Konstruktion und Fertigung der offenen Messzelle und des Rack-Einschubs.

Meine Familie und Freunde haben immer einen großen Anteil an der Verwirklichung meiner Träume und am Erreichen meiner Ziele. Danke für euer Vertrauen und eure Unterstützung dadurch, dass ihr mich regelmäßig vom Schreibtisch weggezerrt habt, sodass ich wieder neue Kraft tanken konnte.

Das Wichtigste kommt immer zum Schluss. Ich danke meiner Freundin Iris Leppla für den Rückhalt und die Unterstützung. Weiterhin danke ich dir für das Durchhaltevermögen dich Kapitel für Kapitel durch diese Arbeit zu lesen, um doch noch den letzten Rechtschreibfehler zu finden.

Literaturverzeichnis

- [Abdelkader u. a. 1992] ABDELKADER, H. ; HAUSIEN, H. ; MARTIN, D.: Temperature rise and thermal rise-time measurements of a semiconductor laser diode. In: *Rev. Sci. Instrum.* 63 (1992), S. 2004–2007
- [Allen u. a. 2000] ALLEN, M. G. ; UPSCHULTE, B. L. ; SONNENFROH, D. M. ; KESSLER, W. J. ; MULHALL, P. A.: Overview of Diode Laser Measurements in Large-Scale Test Facilities. In: *Proceedings of 21st AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*. Denver, CO : AIAA, June 2000, S. 2000–2452
- [Armerding u. a. 199] ARMERDING, W. ; WALTER, J. ; COMES, F. J.: A White cell type multiple reflection system for tropospheric research. In: *Fresenius J. Anal. Chem.* 340 (199), S. 661–664
- [Borchert u. a. 1993] BORCHERT, B. ; STEGMÜLLER, B. ; GESSNER, R.: Fabrication of Improved Strained Quantum-Well GaInAlAs Gain-Coupled DFB Lasers. In: *Electron. Lett.* 29 (1993), S. 210–211
- [Brewer 1949] BREWER, A. W.: Evidence for a world circulation provided by the measurements of helium and water vapour distribution in the stratosphere. In: *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 75 (1949), S. 351–363
- [Buchholz 2010] BUCHHOLZ, B.: *Neue Hard- und Softwareentwicklungen für autonome, kompakte und leichte Feld-Diodenlaserspektrometer*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2010
- [Chuang u. a. 1996] CHUANG, Z.M. ; WANG, C.Y. ; LIN, W. ; LIAO, H.H. ; SU, J.Y. ; TU, Y.K.: Very-low-threshold, highly efficient, and low-chirp 1.55 μm complex-coupled DFB lasers with a current-blocking grating. In: *IEEE Photonics Technol. Lett.* 8 (1996), S. 1438–1440
- [Czerwonka u. Pongrac 2011] CZERWONKA, M. S. ; PONGRAC, I.: *pers. Mitteilung*. 2011
- [Demtröder 2005] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. 3. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York : Springer-Verlag, 2005. – ISBN 3–540–21473–9
- [Demtröder 2007] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. Fünfte erweiterte und neubearbeitete Auflage. Berlin, Heidelberg, New York : Springer-Verlag, 2007. – ISBN 978–3–540–33792–8
- [Diskin u. a. 2002] DISKIN, G. S. ; PODOLSKE, J. R. ; SACHSE, G. W. ; SLATE, T. A.: Open-path airborne tunable diode laser hygrometer. In: *Proc. SPIE* 4817 (2002), Nr. 196. <http://dx.doi.org/10.1117/12.453736>. – DOI 10.1117/12.453736

- [DLR 2007] DLR: HALO-TN-2007-003-B Apertures: Interface Definition / Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V. Version: 2007. <http://www.halo.dlr.de/technical-notes/>. 2007. – HALO Technical Notes
- [DLR 2008a] DLR: HALO-TN-2008-002-Top and Bottom Fuselage Aperture Plates - Boundary Layer Apertures / Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V. Version: 2008. <http://www.halo.dlr.de/technical-notes/>. 2008. – HALO Technical Notes
- [DLR 2008b] DLR: HALO-TN-2008-003-A Top Fuselage Aperture Plates Particle Enrichment / Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V. Version: 2008. <http://www.halo.dlr.de/technical-notes/>. 2008. – HALO Technical Notes
- [DLR 2011] DLR: *About HALO*. Internetseite DLR - HALO. <http://www.halo.dlr.de/about/>. Version: Februar 2011
- [Durry u. a. 2008] DURRY, G. ; AMAROUCHE, N. ; JOLY, L. ; LIU, X. ; PARVITTE, B. ; NINARI, V.Z: Laser diode spectroscopy of H₂O at 2.63, μm for atmospheric applications. In: *Appl. Phys. B* 90 (2008), S. 573–580
- [Durry u. a. 2002] DURRY, G. ; DANGUY, T. ; POUCHET, I.: Open multipass absorption cell for in situ monitoring of stratospheric trace gas with telecommunication laser diodes. In: *Appl. Optics* 41 (2002), Nr. 3, S. 424–433
- [Dyroff 2008] DYROFF, C.: *Tunable Diode-Laser Absorption Spectroscopy for Trace-Gas Measurements with High Sensitivity and Low Drift*, Universität Fridericiana Karlsruhe, Diss., 2008
- [Dyroff u. a. 2010] DYROFF, C. ; FÜTTERER, D. ; ZAHN, A.: Compact diode-laser spectrometer ISOWAT for highly sensitive airborne measurements of water-isotope ratios. In: *Appl. Phys. B* 98 (2010), S. 537–548
- [Ebert 2003] EBERT, V.: *Neue Laserabsorptionsspektroskopische Verfahren zur In-situ-Bestimmung von Konzentrationen, Temperaturen und der Verweilzeit*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Habil., 2003. – Habil.
- [Ebert 2006] EBERT, V.: In situ Absorption Spectrometers using Near-IR Diode Lasers and Rugged Multi-Path-Optics For Environmental Field Measurements. In: *Laser Applications to Chemical and Environmental Analysis*. Washington DC, USA : Optical Society of America Technical Digest, 2006, S. WB1
- [Ebert 2009] EBERT, V.: *pers. Mitteilung*. 2009
- [Ebert u. a. 1998] EBERT, V. ; FITZER, J. ; GERSTENBERG, I. ; PLEBAN, K.-U. ; PITZ, H. ; WOLFRUM, J. ; JOCHEM, M. ; J., Martin: Simultaneous Laser-based In-Situ-Detection of Oxygen and Water in a Waste Incinerator for Active Combustion Control Purposes. In: *Proc. Comb. Inst.* 27 (1998), S. 1301–1308
- [Ebert u. a. 2004] EBERT, V. ; TEICHERT, H. ; GIESEMANN, C. ; SAATHOFF, H. ; SCHURATH, U.: Fiber-coupled In situ-Laser Absorption Spectrometer for the selective Detection of Water Vapor Traces down to the ppb-Level. In: *4th Conf. on Applications and Trends in Optical Analysis Technology-Anwendungen und Trends in der optischen Analysetechnik* Bd. 1863. Düsseldorf : VDI Verl., 2004, S. 197–208

- [Ebert u. a. 2005] EBERT, V. ; TEICHERT, H. ; GIESEMANN, C. ; SAATHOFF, H. ; SCHURATH, U.: Fiber-coupled In situ-Laser Absorption Spectrometer for the selective Detection of Water Vapor Traces down to the ppb-Level. In: *Techn. Messen* 72 (2005), Nr. 1, S. 23–30
- [Fahey u. a. 2009] FAHEY, D. W. ; GAO, R. S. ; MÖHLER, O: Summary of the AquaVIT Water Vapor Intercomparison: Static Experiments. (2009). <https://aquavit.icg.kfa-juelich.de/AquaVit/>
- [Farooq u. a. 2008] FAROOQ, A. ; JEFFRIES, J. B. ; K., Hanson R.: In situ combustion measurements of H₂O and temperature near 2,5 μ m using tunable diode laser absorption. In: *Measurement Science and Technology* 19 (2008), Nr. 075604
- [Feldmann u. Mayinger 2001] FELDMANN, O. ; MAYINGER, F.: *Optical Measurements: Techniques and Application*. 2nd Edition. Berlin, Heidelberg, New York : Springer-Verlag, 2001. – ISBN 978-3-540-66690-5
- [Fernholz 2001] FERNHOLZ, T.: *Entwicklung und Aufbau eines DSP-gestützten Diodenlaserspektrometers zum In-situ-Gasnachweis in industriellen Feuerungsanlagen*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2001
- [Forster u. Shine 2002] FORSTER, Piers M. de F. ; SHINE, K. P.: Assessing the climate impact of trends in stratospheric water vapor. In: *Geophys. Res. Lett.* 29 (2002), Nr. 6. <http://dx.doi.org/10.1029/2001GL013909>. – DOI 10.1029/2001GL013909
- [Fueglistaler u. a. 2005] FUEGLISTALER, S. ; BONAZZOLA, S. ; HAYNES, P. H. ; PETER, T.: Stratospheric water vapor predicted from the Lagrangian temperature history of air entering the stratosphere in the tropics. In: *J. Geophys. Res.* 110 (2005), Nr. D8. <http://dx.doi.org/10.1029/2004JD005516>. – DOI 10.1029/2004JD005516
- [Fueglistaler u. a. 2009] FUEGLISTALER, S. ; DESSLER, A. E. ; DUNKERTON, T. J. ; FOLKINS, I. ; FU, Q. ; MOTE, P. W.: Tropical Tropopause layer. In: *Rev. Geophys.* 47 (2009). <http://dx.doi.org/10.1029/2008RG000267>. – DOI 10.1029/2008RG000267.
- [Gadsden 1982] GADSDEN, M.: Noctilucent clouds. In: *Space Science Rev.* 33 (1982), Nr. 3, S. 279–334. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00196999>. – DOI 10.1007/BF00196999
- [Gettelman u. a. 2002] GETTELMAN, A. ; SALBY, M. L. ; SASSI, F.: Distribution and influence of convection in the tropical tropopause region. In: *J. Geophys. Res.* 107 (2002), Nr. D10. <http://dx.doi.org/10.1029/2001JD001048>. – DOI 10.1029/2001JD001048
- [Giesemann 2003] GIESEMANN, C.: *Entwicklung und Einsatz eines Diodenlaserspektrometers zum quantitativen In-situ-Nachweis von Methan und Wasser in der Stratosphäre*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diss., 2003
- [Gurlit u. a. 2005] GURLIT, W. ; BURROWS, J. P. ; ZIMMERMANN, R. ; PLATT, U. ; GIESEMANN, C. ; WOLFRUM, J. ; EBERT, V.: Light-Weight Diode Laser Spectrometer “CHILD“ for Balloon-Born Measurements of Water Vapor and Methane. In: *Appl. Optics* 44 (2005), Nr. 1, S. 91–102
- [Günzler u. Heise 1996] GÜNZLER, H. ; HEISE, H.M.: *IR-Spektroskopie: Eine Einführung*. Dritte, neubearbeitete Auflage. Weinheim : VCH Verlagsgesellschaft mbH, 1996. – ISBN 3-527-28759-0

- [Haken 1996] HAKEN, H. C. H. und Wolf W. H. und Wolf: *Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. 6. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York : Springer-Verlag, 1996. – ISBN 3–540–61237–8
- [Hecht 2001] HECHT, W.: *Optik*. 3., vollständig überarbeitete Auflage. München, Wien : Oldenbourg Verlag, 2001. – ISBN 3–486–24917–7
- [Herriott u. a. 1964] HERRIOTT, D. ; KOGELNIK, H. ; KOMPFFNER, R.: Off-axis paths in spherical mirror interferometers. In: *Appl. Optics* 3 (1964), S. 523–526
- [Holton u. Gettelman 2001] HOLTON, J. R. ; GETTELMAN, A.: Horizontal transport and the dehydration of the stratosphere. In: *Geophys. Res. Lett.* 28 (2001), S. 2799–2802
- [Hoor u. a. 2002] HOOR, P. ; FISCHER, H. ; LANGE, L. ; LELIEVELD, J. ; BRUNNER, D.: Seasonal variations of a mixing layer in the lowermost stratosphere as identified by the CO-O₃ correlation from in situ measurements. In: *J. Geophys. Res.* 107 (2002), Nr. D5. <http://dx.doi.org/10.1029/2000JD000289>. – DOI 10.1029/2000JD000289
- [Houghton 1997] HOUGHTON, J.: *Global Warming: The complete Briefing*. Second Edition. Cambridge : Cambridge University Press, 1997. – ISBN 0–521–62932–2
- [Hunsmann 2009] HUNSMANN, S.: *Fasergekoppelte Mehrkanal-Laser-Hygrometer zur in-situ Messung der globalen und lokalen Transpirationsdynamik einzelner Pflanzenblätter*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diss., 2009
- [Hunsmann u. a. 2006] HUNSMANN, S. ; WAGNER, S. ; SAATHOFF, H. ; MÖHLER, O. ; SCHURATH, U. ; EBERT, V.: Messung der Temperaturabhängigkeit der Linienstärken und Druckverbreitungskoeffizienten von H₂O-Absorptionslinien im 1,4 μ m-Band. In: *VDI Berichte* 1959 (2006), S. 149–164
- [Jensen u. Pfister 2004] JENSEN, E. J. ; PFISTER, L.: Transport and freeze-drying in the tropical tropopause layer. In: *J. Geophys. Res.* 109 (2004). <http://dx.doi.org/10.1029/2003JD004022>. – DOI 10.1029/2003JD004022
- [Jensen u. a. 2005] JENSEN, E. J. ; SMITH, J. B. ; PFISTER, L. ; PITTMAN, J. V. ; WEINSTOCK, E. M. ; SAYRES, D. S. ; HERMAN, R. L. ; TROY, R. F. ; ROSENLOF, K. ; THOMPSON, T. L. ; FRIDLIND, A. M. ; HUDSON, P. K. ; CZICZO, D. J. ; HEYMSFIELD, A. J. ; SCHMITT, C. ; WILSON, J. C.: Ice supersaturations exceeding 100% at the cold tropical tropopause: implications for cirrus formation and dehydration. In: *Atmos. Chem. Phys.* 5 (2005), S. 851–862
- [Jones u. a. 2009] JONES, A. ; URBAN, J. ; MURTAGH, D. P. ; ERIKSSON, P. ; BROHEDE, S. ; HALEY, C. ; DEGENSTEIN, D. ; BOURASSA, A. ; VON SAVIGNY, C. ; SONKAEW, T. ; ROZANOV, A. ; BOVENSMANN, H. ; BURROWS, J.: Evolution of stratospheric ozone and water vapour time series studied with satellite measurements. In: *Atmos. Chem. Phys.* 9 (2009), S. 6055–6075
- [Kasprzak 2009] KASPRZAK, A.: *pers. Mitteilung*. 2009
- [Kley u. a. 2000] KLEY, D. (Hrsg.) ; RUSSELL, J. M. (Hrsg.) ; PHILLIPS, C. (Hrsg.): *SPARC Assessment of upper Tropospheric and Stratospheric Water vapor*. Geneva : WMO, 2000 (WCRP-No 113, WMO/TD-No. 1043, SPARC Report No. 2)

- [Kley u. Stone 1978] KLEY, D. ; STONE, E. J.: Measurement of water vapor in the stratosphere by photodissociation with $Ly - \alpha$ (1216 Å) light. In: *Rev. Sci. Instrum.* 49 (1978), S. 691–697
- [Kobayashi u. a. 1982] KOBAYASHI, S. ; YAMAMOTO, Y. ; ITO, M. ; KIMURA, T.: Direct frequency modulation in Al-GaAs Semiconductor Lasers. In: *IEEE J. Quant. Electr.* QE (1982), Nr. 184, S. 582–595
- [Korolev u. Mazin 2003] KOROLEV, A. V. ; MAZIN, I. P.: Supersaturation of Water Vapor in Clouds. In: *J. Atmos. Sci.* 60 (2003), S. 2057–2974
- [Krämer u. a. 2009] KRÄMER, M. ; SCHILLER, C. ; AFCHINE, A. ; BAUER, R. ; GENSCHE, I. ; MANGOLD, A. ; SCHLICHT, S. ; SPELTEN, N. ; SITNIKOV, N. ; BORRMANN, S. ; DE REUS, M. ; SPICHTINGER, P.: Ice supersaturations and cirrus cloud crystal numbers. In: *Atmos. Chem. Phys.* 9 (2009), S. 3505–3522
- [Krebsbach u. a. 2005] KREBSBACH, M. ; SCHILLER, C. ; BRUNNER, D. ; GÜNTHER, G. ; HEGGLIN, M. I. ; MOTTAGHY, D. ; RIESE, M. ; SPELTEN, N. ; WERNLI, H.: Seasonal cycles and variability of O₃ and H₂O in the UT/LMS during SPURT. In: *Atmos. Chem. Phys. Discuss.* 5 (2005), S. 7247–7282
- [Kunz u. a. 2008] KUNZ, A. ; SCHILLER, C. ; ROHRER, F. ; SMIT, H. G. J. ; P., Nedelec ; SPELTEN, N.: Statistical analysis of water vapour and ozone in the UT/LS observed during SPURT and MOZAIC. In: *Atmos. Chem. Phys. Discuss.* 5 (2008), S. 6603–6615
- [Lauer 2007] LAUER, C.: *Aufbau und Validierung eines kalibrationsfreien, extraktiven 1.4 µm-Laserhygrometers für den Einsatz an der Aerosolkammer AIDA*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2007
- [Lauer u. a. 2008] LAUER, C. ; WEBER, D. ; WAGNER, S. ; EBERT, V.: Calibration Free Measurement of Atmospheric Methane Background via Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy at 1,6 µm. In: *Laser Applications to Chemical, Security and Environmental Analysis (LACSEA)*. St. Petersburg, Florida, USA : LACSEA, 2008 (LMA2)
- [Letchworth u. Benner 2007] LETCHWORTH, K. L. ; BENNER, D. C.: Rapid and accurate calculation of the Voigt function. In: *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer* 107 (2007), S. 173–192
- [Li u. a. 1992] LI, P.G. ; MAKINO, T. ; MOORE, R. ; PUETZ, N.: 1.55 µm Index Gain Coupled DFB Lasers with Strained Layer Multiquantum-Well Active Grating. In: *Electron. Lett.* 28 (1992), S. 1726–1727
- [Livingston u. a. 2007] LIVINGSTON, J. M. ; SCHMIDT, B. ; RUSSEL, P. B. ; REDEMANN, J. ; PODOLSKA, J. R. ; DISKIN, G. S.: Comparison of Water Vapor Measurements by Airborne Sun Photometer and Diode Laser Hygrometer on the NASA DC-8. In: *J. Atmos. Ocean. Technol.* 25 (2007), S. 1733–1743
- [Lowery u. Novak 1993] LOWERY, A.J. ; NOVAK, D.: Enhanced maximum intrinsic modulation bandwidth of complex-coupled DFB semiconductor-lasers. In: *Electron. Lett.* 29 (1993), S. 461–463

- [Lu u. a. 1993] LU, H. ; MCGARRY, S. ; LI, G.P. ; MAKINO, T.: Beyond 20 GHz bandwidth of partly gain-coupled 1.55 μm strained multiquantum-well DFB lasers. In: *Electron. Lett.* 29 (1993), S. 1369–1370
- [Ludlam 1980] LUDLAM, F. H.: *Clouds and storms: The behavior and effect of water in the atmosphere*. University-Park, PA : Pennsylvania State University Pr., 1980. – ISBN 0–271–00515–7
- [Maiman 1960] MAIMAN, T: Optical and Microwave-Optical Experiments in Ruby. In: *Phys. Rev. Lett.* 4 (1960), S. 564–566
- [Mangold u. a. 2005] MANGOLD, A. ; WAGNER, R. ; SAATHOFF, H. ; SCHURATH, U. ; GIESEMANN, C. ; EBERT, V. ; KRAMER, M. ; MÖHLER, O.: Experimental investigation of ice nucleation by different types of aerosols in the aerosol chamber AIDA: implications to microphysics of cirrus clouds. In: *Meteorologische Zeitschrift* 14 (2005), Nr. 4, S. 485–497
- [May 1992] MAY, R. D.: Open-path, near-infrared tunable diode laser spectrometer for atmospheric measurements of H₂O. In: *J. Geophys. Res.* 97 (1992), S. 939–944
- [Meissner 2010] MEISSNER, R.: *Geschichte der Erde: Von den Anfängen des Planeten bis zur Entstehung des Lebens*. 3. aktualisierte Auflage. München : C. H. Beck, 2010. – ISBN 978–3406433108
- [Menges u. a. 2002] MENGES, G. ; HABERSTROH, E. ; MICHAELI, W. ; SCHMACHTENBERG, E.: *Werkstoffkunde Kunststoffe*. 5., völlig überarbeitete Auflage. München, Wien : Carl Hansen Verlag, 2002. – ISBN 978–3–446–21257–2
- [Meyer u. a. 2011] MEYER, J. ; SCHILLER, C. ; SPELTEN, N. ; KRÄMER, M. ; KÜBBELER, M. ; SAATHOFF, H. ; MACKRODT, P.: *Calibration of the FISH fluorescence hygrometer at low water mixing ratios*. 2011. – in Vorbereitung für Atmos. Meas. Tech.
- [Nakano u. a. 1991] NAKANO, Y. ; DEGUCHI, Y. ; IKEDA, K. ; LUO, Y. ; TADA, K.: Reduction of excess intensity noise induced by external reflection in a gain-coupled distributed feedback semiconductor laser. In: *IEEE J. Quant. Electr.* 27 (1991), S. 1732–1735
- [Newell u. Gould-Stewart 1981] NEWELL, R. E. ; GOULD-STEWART, S.: A stratopheric fountain? In: *J. Atmos. Sci.* 38 (1981), S. 2789 – 2796
- [Olsen 1984] OLSEN, W. B.: Minimization of volume and astigmatism in White cells for use with circular sources and apertures. In: *Appl. Optics* 23 (1984), Nr. 10, S. 1580–1585
- [Park u. a. 1997] PARK, C. ; KIM, J.S. ; OH, D.K. ; JANG, D.H. ; PARK, C.Y. ; AHN, J.H. ; KIM, H.M. ; CHOO, H.R. ; KIM, H. ; PYUN, K. E.: Low-threshold loss coupled laser diode by new grating fabrication technique. In: *IEEE Photonics Technol. Lett.* 9 (1997), S. 22–24
- [Peter u. a. 2006] PETER, T. ; MARCOLLI, C. ; SPICHTINGER, P. ; CORTI, T. ; BAKER, M. ; KOOP, T.: When dry air is too humid. In: *Science* 314 (2006), S. 1399–1401
- [Pleban 1998] PLEBAN, K.: *Entwicklung glasfasergestützter NIR-Diodenlaserspektrometer mit schnellen Auswerteverfahren für die In-situ Gasanalytik in der Müllverbrennung*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diss., 1998

- [Randel u. Park 2006] RANDEL, W. J. ; PARK, M.: Deep convective influence on the Asian summer monsoon anticyclone and associated tracer variability observed with Atmospheric Infrared Sounder (AIRS). In: *J. Geophys. Res.* 111 (2006). <http://dx.doi.org/10.1029/2005JD006490>. – DOI 10.1029/2005JD006490
- [Roessner 2010] ROESSNER, K.: *pers. Mitteilung.* 2010
- [Rothman 2005] ROTHMAN, L.: The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database. In: *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer* 96 (2005), S. 139–204
- [Rothman 2009] ROTHMAN, L.: The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database. In: *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer* 110 (2009), S. 533–572
- [Sakurai u. Tuan 1993] SAKURAI, J. J. ; TUAN, San F.: *Modern Quantum Mechanics.* Prentice Hal, 1993
- [Scherer u. a. 2008] SCHERER, M. ; VÖMEL, H. ; FUEGLISTALER, S. ; OLTMANS, S. J. ; STAEHELIN, J.: Trends and variability of midlatitude stratospheric water vapour deduced from the re-evaluated Boulder balloon series and HALOE. In: *Atmos. Chem. Phys.* 8 (2008), S. 1391–1402
- [Schiller u. a. 2009] SCHILLER, C. ; GROOSS, J.-U. ; KONOPKA, P. ; PLOEGER, F. ; SANTOS, F. H. S. ; SPELTEN, N.: Hydration and dehydration at the tropical tropopause. In: *Atmos. Chem. Phys.* 9 (2009), S. 9647–9660
- [Seufert 2010] SEUFERT, J.: *pers. Mitteilung.* 2010
- [Skrotzki 2011] SKROTZKI, J.: *pers. Mitteilung.* 2011
- [Solomon u. a. 1988] SOLOMON, S. ; ROSENLOF, K. H. ; PORTMANN, R. W. ; DANIEL, J.S. ; DAVIS, S. M. ; SANFORD, T. J. ; PLATTNER, G. K.: The mystery of the Antarctic Ozone „Hole“. In: *Rev. Geophys.* 327 (1988), S. 131–148
- [Solomon u. a. 2010] SOLOMON, S. ; ROSENLOF, K. H. ; PORTMANN, R. W. ; DANIEL, J.S. ; DAVIS, S. M. ; SANFORD, T. J. ; PLATTNER, G. K.: Contributions of Stratospheric Water Vapor to Decadal Changes in the Rate of Global Warming. In: *Science* 327 (2010), S. 1219–1223
- [Solomon u. a. 2007] SOLOMON, Susan (Hrsg.) ; QIN, Dahe (Hrsg.) ; MANNING, Martin (Hrsg.) ; MARQUIS, Melinda (Hrsg.) ; AVERYT, Kristen (Hrsg.) ; TIGNOR, Melinda M. B. (Hrsg.) ; MILLER, Henry L. (Hrsg.) ; CHEN, Zhenlin (Hrsg.): *Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change.* Cambridge, UK and New York, NY, USA : Cambridge University Press, 2007. – 996 S.
- [Sonntag 1990] SONNTAG, D.: Important new Values of the Physical Constants of 1986, Vapour Pressure Formulations based on ITS-90, and Psychrometer Formulae. In: *Z. Meteorol* 40 (1990), Nr. 5, S. 340–344
- [SuK 2011] SUK: *Singlemode-Faserkabel PMC/SMC mit FC-APC- oder FC-PC-Stecker.* Internetseite Schäfter und Kirchhoff GmbH. www.sukhamburg.de/download/14_de.pdf. Version: Februar 2011

- [Tarsitano u. Webster 2007] TARSITANO, C. G. ; WEBSTER, C. R.: Multilaser Herriott cell for planetary tunable laser spectrometers. In: *Appl. Optics* 46 (2007), S. 6923–6935
- [Teichert 2003] TEICHERT, H.: *Entwicklung und Einsatz von Diodenlaser-Spektrometern zur simultanen In-situ-Detektion von CO, O₂ und H₂O in technischen Verbrennungsprozessen*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diss., 2003
- [Teichert u. a. 2003] TEICHERT, H. ; FERNHOLZ, T. ; EBERT, V.: In situ Measurement of CO, H₂O and Gas Temperature in a Lignite-Fired Power-Plant. In: *Appl. Optics* 42 (2003), S. 2043–2051
- [Vömel u. a. 2007] VÖMEL, H. ; BARNES, J. E. ; FORNO, R. N. ; FUJIWARA, M. ; HASEBE, F. ; IWASAKI, S. ; KIVI, R. ; KOMALA, N. ; KYRÖ, E. ; LEBLANC, T. ; MOREL, B. ; OGINO, S.-Y. ; READ, W. G. ; RYAN, S. C. ; SARASPRIYA, S. ; SELKIRK, H. ; SHIOTANI, M. ; VALVERDE CANOSSA, J. ; D. N., Whiteman: Validation of Aura Microwave Limb Sounder water vapor by balloon-borne Cryogenic Frost point Hygrometer measurements. In: *J. Geophys. Res.* 112 (2007), Nr. D24S37, S. 12 ff. <http://dx.doi.org/10.1029/2007JD008698>. – DOI 10.1029/2007JD008698
- [Wagner 2005] WAGNER, S.: *Entwicklung und Aufbau eines Diodenlaserspektrometers zum Nachweis von CO für den Brandschutz*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2005
- [Wallace u. Hobbs 2006] WALLACE, J. M. ; HOBBS, P. V.: *Atmospheric Science: An Introductory Survey*. Second Edition. Burlington, San Diego, London : Academic Press, 2006. – ISBN 978-0-12-732951-2
- [Watkins 1976] WATKINS, W. R.: Path differencing: An improvement to multipass absorption cell measurements. In: *Appl. Optics* 15 (1976), Nr. 1
- [Weinstock u. a. 2009] WEINSTOCK, E. M. ; SMITH, J. B. ; SAYRES, D. S. ; PITTMAN, J. V. ; SPACKMAN, J. R. ; HINTSA, E. J. ; HANISCO, T. F. ; MOYER, E. J. ; ST. CLAIR, J. M. ; SARGENT, M. R. ; ANDERSON, J. G.: Validation of the Harvard Lyman- α in situ water vapor instrument: Implications for the mechanisms that control stratospheric water vapor. In: *J. Geophys. Res.* 114 (2009), Nr. D23301, S. 24 ff. <http://dx.doi.org/10.1029/2009JD012427>. – DOI 10.1029/2009JD012427
- [Werle u. a. 1998] WERLE, P. ; MÜCKE, R. ; D'AMATO, F. ; LANCIA, T.: Near-infrared trace-gas sensors based on room-temperature diode lasers. In: *Appl. Phys. B* 67 (1998)
- [White 1942] WHITE, J. U.: Long Optical Paths of large Aperture. In: *J. Opt. Soc. Am.* 32 (1942), S. 285–288
- [Wunderle 2010] WUNDERLE, K.: *Neuartige Konzepte zur schnellen, räumlich aufgelösten Untersuchung der H₂O-Grenzschichtdynamik einzelner Pflanzenblätter und ihrer Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit auf Basis hochempfindlicher 2,7 μ m-Laserhygrometer*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diss., 2010
- [Wunderle u. a. 2006] WUNDERLE, K. ; FERNHOLZ, T. ; EBERT, V.: Selektion optimaler Absorptionslinien für abstimmbare Laserabsorptionsspektrometer. In: *VDI Berichte* 1959 (2006), S. 137–148

- [Wunderle u. a. 2009] WUNDERLE, K. ; WAGNER, S. ; PASTI, I. ; PIERUSCHKA, R. ; RASCHER, U. ; SCHURR, U. ; EBERT, V.: Distributed feedback diode laser spectrometer at $2,7\ \mu\text{m}$ for sensitive, spatially resolved H_2O vapor detection. In: *Appl. Optics B* 48 (2009), Nr. 4, S. 172–182
- [Zeller u. a. 2010] ZELLER, W. ; NAEHLE, L. ; FUCHS, P. ; GERSCHUETZ, F. ; HILDEBRANDT, L.: DFB Lasers Between 760 nm and $16\ \mu\text{m}$ for Sensing Applications. In: *Open Access Sensors* 10 (2010), S. 2492–2510
- [Zöger u. a. 1999] ZÖGER, M. ; AFCHINE, A. ; EICKE, N. ; GERHARDS, M.-T. ; KLEIN, E. ; MCKENNA, D. S. ; MÖRSCHER, U. ; SCHMIDT, U. ; TAN, V. ; TUITJER, F. ; WOYKE, T. ; SCHILLER, C.: Fast in situ stratospheric hygrometers: A new family of balloonborne and airborne Lyman- α photofragment fluorescence hygrometers. In: *J. Geophys. Res.* 104 (1999), S. 1807–1816

Anhang A

Spiegelhalter mit Detektoren- und Faserfassungen

Der Spiegelhalter für den „pilzförmigen“ Spiegel ist ein sehr komplexes Bauteil. Die Präzision in der Justage der beiden Absorptionspfade sowie die maximale Absorptionsweglänge werden maßgeblich durch dieses Bauteil bestimmt. Anhand der Positionen der Faserferrulen und Detektoren ist in Abbildung A.1 zu erkennen, dass die Anordnung nicht symmetrisch ist. Dies ist ein Ergebnis der optischen Simulation, um die astigmatischen Effekte und Verluste zu reduzieren. Wie in den Schnittdarstellungen K-K und L-L zu erkennen ist, sind die Keramikferrulen unter einem Winkel von 4° in den Spiegelhalter eingelassen und mit den Stegen am Ende gegen Verdrehen gesichert.

