

**Charakterisierung von Kohlendioxid-Plasmaströmungen zur
Simulation von Marseintrittsmanövern**

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

vorgelegt von

Thomas Marynowski

aus Rypin, Polen

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Stefanos Fasoulas

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner

Tag der mündlichen Prüfung: 11.11.2016

Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart

2017

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	5
Kurzfassung	6
Abstract	8
Nomenklatur	10
1. Einleitung	12
1.1. Problemstellung	12
1.2. Stand der Forschung	13
1.3. Zielsetzung	14
1.4. Der Marseintritt im Plasmawindkanal	15
2. Theoretische Grundlagen	19
2.1. Der Plasmazustand	19
2.1.1. Einteilung von Plasmen und grundlegende Parameter	20
2.1.2. Gleichgewichtsmodelle	22
2.2. Enthalpie	23
2.2.1. Enthalpiesonde, Ausblasmethode	25
2.2.2. Semi-empirische Berechnung der Enthalpie	27
2.3. Optische Emissionsspektroskopie OES	27
2.3.1. PARADE	30
2.4. Laserinduzierte Fluoreszenzspektroskopie	31
2.4.1. Zwei-Photonen laserinduzierte Fluoreszenz des Grundzustandes	32
2.4.2. Konkurrenzeffekte	36
2.4.3. Auswertung der Daten	39
3. Experimenteller Aufbau	43
3.1. PWK3 und IPG4	43
3.2. Vakuumanlage	48
3.3. Sonden	49
3.3.1. Totaldrucksonde	49
3.3.2. Wärmestromdichte- und Enthalpiesonde	49
3.4. Nicht-intrusive Messmethoden	51
3.4.1. Optische Emissionsspektroskopie	51
3.4.2. Zwei-Photonen laserinduzierte Fluoreszenz	53
3.4.3. Hochgeschwindigkeitskamera	56
4. Ergebnisse	58

4.1. Sondenmessungen	59
4.1.1. Totaldruck	60
4.1.2. Wärmestromdichte	61
4.1.3. Enthalpie	62
4.2. Optische Messungen	63
4.2.1. Emissionsspektroskopie	63
4.2.2. Zwei-Photonen laserinduzierte Fluoreszenz	68
4.2.3. Hochgeschwindigkeitskamera	71
5. Diskussion der Ergebnisse	74
5.1. Vergleich der charakterisierten Plasmaströmung anhand ihrer Parameter mit vergan- genen Flugdaten	78
5.2. Vergleich der Enthalpiemessungen mit der Methode nach Pope	79
5.3. Struktur der Strömung	81
5.4. Thermodynamischer Zustand der Strömung	81
5.5. Boltzmann-Verteilung in einer Plasmaströmung im Nichtgleichgewicht	82
5.6. Diskussion der Ergebnisse vor dem Hintergrund der pulsierenden Strömung	83
5.7. TALIF an CO	85
6. Zusammenfassung und Ausblick	87
A. Anhang	90
A.1. Stand der Forschung, tabellarische Zusammenfassung, TALIF	90
A.2. Stand der Forschung, tabellarische Zusammenfassung, OES	90
A.3. Lasersystem mit Strahlengang	92
A.4. Räumliches Laserprofil der Anregung	93
A.5. Eigenschaften des Photomultipliers R636-10	94
A.6. Transmissionskurven der verwendeten Bandpassfilter der TALIF-Untersuchung	95
A.7. Schaltschema der Elektronik am TALIF-Aufbau	96
A.8. Transmission der Bandpassfilter für die Hochgeschwindigkeitsuntersuchung	96
A.9. Quanteneffizienz des Hochgeschwindigkeitskameranystems	98
A.10. Abschätzung der effektiven Bildungsgeschwindigkeit von CO	99
Literatur	102

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Raumfahrtssysteme der Universität Stuttgart. Ich hatte dort die Gelegenheit, an den einzigartigen Plasmawindkanälen arbeiten zu können. Die erarbeiteten Ergebnisse stützen sich auf sehr viele Experimente, die ohne die Unterstützung meiner Kollegen nicht möglich gewesen wären.

Mein Dank gilt Prof. Dr. Ing. Stefanos Fasoulas als Hauptberichter und Prof. Dr. Ing. Manfred Aigner als Mitberichter. Dr.-Ing. Stefan Löhle möchte ich herzlich für seine fachliche Betreuung sowie zahllose Diskussionen über 'Gott und die Welt' danken. Für die enge Zusammenarbeit in der HEFDIG-Gruppe danke ich Dipl.-Ing. Hannes Fulge, Dipl.-Ing. Martin Eberhart, Dipl.-Ing. Tobias Hermann, Dipl.-Ing. Ulf Fuchs und Dr. Fabian Zander. Für die fortwährenden Diskussionen und viele Stunden der Zusammenarbeit danke ich Priv.-Doz. Dr.-Ing. Georg Herdrich, Dipl.-Ing. Bartomeu Massuti, Dipl.-Ing. Ricarda Wernitz, Dipl.-Ing. Constanze Syring, Dipl.-Ing. Matthias Lau und Dipl.-Ing. Manfred Hartling. Im Rahmen studentischer Arbeiten haben auch Tobias Janocha und Dipl.-Ing. Arne Meindl beigetragen, wofür ich mich bedanken möchte. Nicht unerwähnt sollten die Leistungen der IRS-Werkstatt und der Techniker der Elektro VI/3 Abteilung bleiben, die zahlreiche fertigungstechnische und mechanische Problemlösungen mitgestaltet und die Experimente an den Plasmawindkanälen ermöglicht haben.

Unschätzbar wichtig ist die Unterstützung meiner Familie, die mir stets mit Rat und Tat zur Seite gestanden hat. Ich hoffe dies alles zukünftig zurückgeben zu können.

Thomas Marynowski,

Stuttgart, Dezember 2016

Kurzfassung

Das Thema dieser Arbeit ist die Charakterisierung von CO₂-Plasmaströmungen, die die Simulation von Eintrittsmanövern an Planeten ermöglichen. Die Planeten Venus und Mars besitzen eine von CO₂ dominierte Atmosphäre und besonders unser direkter Nachbarplanet Mars steht momentan im Fokus aktueller explorativer Missionen. Für eine sicherere und umfangreichere Erkundung der Planeten sind effiziente Technologien erforderlich. Dabei spielen Hitzeschutzmaterialien (engl. Thermal Protection Systems, TPS) eine wichtige Rolle, denn sie ermöglichen erst die Eintrittsmanöver und machen einen erheblichen Masseanteil der Raumfahrzeuge aus. Durch Verbesserung und effizienteren Einsatz der Hitzeschutzmaterialien kann der Nutzlastanteil gesteigert und durch Erhöhung der Sicherheit die Erfolgchancen der Missionen verbessert werden.

Das Testen und die Weiterentwicklung solcher Hitzeschutzmaterialien sind mit Hilfe des induktiven Plasmagenerators IPG4 am Plasmawindkanal PWK3 möglich. Die Voraussetzung für solche Tests ist die Kenntnis der wichtigsten Parameter des Freistrahls. Die Messung der Parameter wird mit zwei unterschiedlichen Gruppen von Messmethoden durchgeführt. Als Teil der nicht intrusiven Messmethoden und Schwerpunkt dieser Arbeit wird die Laserspektroskopische Methode der Zwei-Photonen laserinduzierten Fluoreszenz (engl. Two-Photon Absorption Laser-Induced Fluorescence, TALIF) eingesetzt. Damit wird zum ersten Mal bei Eintrittsbedingungen in einem induktiv geheizten CO₂-Plasma die Grundzustandsdichte von Sauerstoff, als eines der wichtigsten Dissoziationsprodukte einer CO₂-Strömung, gemessen. Absolute Aussagen (Grundzustandsdichte, translatorische Temperatur und Geschwindigkeit) über den atomaren Sauerstoff werden durch Messungen an Xenon ermöglicht, das einen passenden Zweiphotonenübergang besitzt und so zur Kalibrierung benutzt werden kann.

Zur Erweiterung der Charakterisierung werden auch weitere Messmethoden genutzt. Die optische Emissionsspektroskopie (OES) und ein Hochgeschwindigkeitskamerasystem (HSC) werden als weitere nicht intrusiv Diagnostiken eingesetzt. OES ermöglicht die Identifizierung der vorkommenden Spezies sowie die Bestimmung von Vibrations-, Rotations- und elektronischen Anregungstemperaturen. Die Daten der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen geben orts- und zeitaufgelöste Informationen über Emissionsverteilungen einzelner identifizierter Spezies in der Strömung, was durch den Einsatz von schmalbandigen Spektralfiltern erreicht wird. Darüber hinaus werden intrusive, also in die Strömung gebrachte, Sonden verwendet, um Totaldruck, Wärmestromdichte und massenspezifische Enthalpie zu messen. Die massenspezifische Enthalpie wird dabei auf zwei unterschiedliche Weisen ermittelt. Dazu wird einerseits eine spezielle Enthalpiesonde und andererseits ein indirekter semiempirischer Ansatz, der sich auf die Messung von Totaldruck und Wärmestromdichte sowie eine benötigte Konstante stützt, verwendet. Durch die Sondenmessung der massenspezifischen Enthalpie ist es möglich, die Konstante aus den Daten dieser Arbeit, durch eine Rückrechnung neu zu ermitteln und mit der Literatur zu vergleichen.

Insgesamt geben die Ergebnisse Aufschluss über wichtige Parameter der Strömung wie Geschwin-

digkeit, Temperaturen, Teilchendichte, Totaldruck, Wärmestromdichte und massenspezifische Enthalpie. Weiter sind über die identifizierten Atome und Moleküle Aussagen über die chemische Zusammensetzung der Strömung möglich, wodurch Betrachtungen des thermo-chemischen Zustandes der Plasmaströmung ermöglicht werden. Für die supersonische Strömung zeichnet sich das Bild eines Nichtgleichgewichtszustandes, das im Einzelnen (chemisch und thermisch) betrachtet wird.

Es wird ein Vergleich der vorliegenden Strömungsdaten zu Daten der vergangenen erfolgreichen Marsmissionen sowie weltweit anderer Bodentestanlagen dargestellt. Dabei wird gezeigt, dass der Plasmawindkanal PWK3 mit dem induktiven Plasmagenerator IPG4 in der Lage ist, die Wärmestromdichte und die massenspezifische Enthalpie der bisherigen Eintrittsmissionen im vollen Umfang zu reproduzieren, jedoch der Totaldruck nur auf die frühen Phasen der Eintrittstrajektorien beschränkt simulierbar bleibt.

Das Ergebnis dieser Arbeit ist eine sehr gut charakterisierte CO₂-Plasmaströmung, die zur Erprobung von Hitzeschutzmaterialien für zukünftige Flüge zum Mars und der Venus verwendet werden kann.

Abstract

The subject of this thesis is the characterization of CO₂-plasma flows, which are used for the simulation of planetary entry maneuvers. Planets with atmospheres dominated by CO₂ are Venus and Mars. Particularly Mars, as our neighbor planet, is in the focus of exploration missions. For more extensive and safer planetary exploration, efficient technology is necessary. An important component of this technology are the thermal protection systems (TPS). TPS are vital for entry maneuvers and represent a considerable fraction of the spacecraft's total mass. Improvements and optimization of TPS can increase the payload mass fraction as well as the spacecraft safety, hence, improving the chance of success of the mission.

Testing and development of TPS are possible with the inductively coupled plasma flow produced by the generator IPG4 in the plasma wind tunnel PWK3. An important requirement for high fidelity testing is the knowledge of the key freestream flow properties. These properties are measured with two different groups of diagnostics. The focus of this work, as part of the non-intrusive methods, is the two-photon absorption laser induced fluorescence (TALIF). This represents the first time that the number density of ground state atomic oxygen, as part of the main CO₂ dissociation products, is measured in an inductively coupled CO₂-plasma flow at entry conditions. Quantitative measurements of number density, translational temperature and velocity of atomic oxygen are made possible by additional measurements of xenon, which has a suitable two-photon transition and hence can be used for the calibration process.

Further characterization is conducted using additional complementary measurement techniques. Optical emission spectroscopy (OES) and high-speed camera imaging (HSC), both also non-intrusive, are applied. OES gives information about species identification as well as vibrational, rotational and electronic excitation temperatures. With the application of narrowband spectral filters, the HSC data also offers spectral but additionally temporal insights about identified species in the plasma flow. Furthermore, intrusive probes positioned in the flow, are used to deliver quantitative information on total pressure, heat flux and mass specific enthalpy. In the case of mass specific enthalpy, two different methods are used for its determination. Firstly, a measurement with the enthalpy probe and secondly, an indirect semi-empirical approach, which is based on the measurement of total pressure and heat flux. In addition to the measurements, a necessary constant is taken from the literature. But, having the direct enthalpy probe measurement at hand, it is also possible to recalculate the constant from the data in this work. This newly determined constant is discussed and compared to previously published values.

In summary, data about velocity, temperatures, number density, total pressure, heat flux and mass specific enthalpy is presented. The local intensity distributions of the identified atoms and molecules assist in the interpretation of the state of the flow. It is concluded that the supersonic flow is in a thermal and chemical non-equilibrium state.

The flow parameters measured allow a comparison of the flow with data from previously flown Mars

missions and other ground tests facilities. It is shown that the PWK3/IPG4 facility is able to simulate the whole entry trajectory in terms of heat flux and mass-specific enthalpy but is limited by the total pressure to the early stages of the entry trajectories.

The outcome of this thesis is a very well characterised CO₂-plasma flow which can now be used for the testing of thermal protection systems for future missions to Mars and Venus.

Nomenklatur

Abkürzungen

CCD	Charge-Coupled Device
CEA	Chemical Equilibrium with Applications
CFD	Computational Fluid Dynamics
DLAS	Diodenlaser Absorptionsspektroskopie
FES	Festkörperelektrolytsensor
FPI	Fabry-Perot Interferometrie
GG	Gleichgewicht
HEFDIG	High Enthalpy Flow Diagnostics Group
HSC	High Speed Camera
ICP	Inductively Coupled Plasma
IPG	Induktiver Plasmagenerator
IRS	Institut für Raumfahrtsysteme
L-2-F	Laser-2-Fokus
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
LTE	Local Thermodynamic Equilibrium
max	maximal
min	minimal
MS	Massenspektrometrie
MW	Mikrowelle
MZI	Mach-Zehnder-Interferometrie
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NGG	Nichtgleichgewicht
NRP	Nanosecond Repetively Pulsed
OES	Optische Emissionsspektroskopie
PHLUX	Pyrometric Heat Flux Experiment
PIV	Particle-Image Velocimetry
PLTE	Partial Local Thermodynamic Equilibrium
PWK	Plasmawindkanal
RF	Radiofrequenz
TALIF	Two-Photon Absorption Laser-Induced Fluorescence
TE	Thermodynamic Equilibrium
TPS	Thermal Protection System

Symbole

A	Einstein-Koeffizient für Emission	$\cdot 1/s$
A	Fluoreszenzrate [-]
a	Schallgeschwindigkeit m/s
B	Einstein-Koeffizient für Absorption	$1/s$
B	Massenadditionsfaktor [-]
c_p	spezifische, isobare Wärmekapazität	$J/(kg K)$
D	Durchmesser m
E	Energie J
F	gemittelttes Profil [-]
f	Verteilungsfunktion [-]
G	Photonenstatistischer Faktor [-]
g	Entartung [-]
H	Enthalpie J
h	massenspezifische Enthalpie J/kg
I	Intensität W/m^2
J	Quantenzahl [-]
K	Gleichgewichtskonstante $kmol/m^3$
K	gasspezifische Konstante $kWkg/(m^{3/2}Pa^{1/2}MJ)$
k	Quenchingkoeffizient [-]
M	molare Masse kg/mol
m	Masse kg
Ma	Mach-Zahl [-]
N	Bevölkerungsdichte m^{-3}
n	Teilchendichte m^{-3}
p	Druck Pa
P_{el}	elektrische Leistung W
Q	Quenchingrate [-]
q	spezifische Wärmestromdichte	$\cdot W/m^2$
R	Anregungsrate [-]
R	Radius m
S	Fluoreszenz W/m^2
St	Stantonzahl [-]
T	Temperatur K
t	Zeit s
U	innere Energie J

V	Volumenm ³
v	Geschwindigkeitm/s
W	Wahrscheinlichkeit[-]
w	spektrale EnergiedichteJs/m ³
Z	Ionisationszustand[-]

Griechische Symbole

α	Ionisationsgrad[-]
ϵ	PermittivitätAs/Vm
η	Wirkungsgrad[-]
η	summierter Transmissionsfaktor ...[-]
γ	Isentropenkoeffizient[-]
Λ	Coulomb Logarithmus[-]
λ	Wellenlängem
λ	mittlere freie Weglängem
λ_D	Debye-Längem
ν	Frequenz1/s
Ω	Raumwinkelsr
ρ	Dichtekg/m ³
$\sigma^{(2)}$	Wirkungsquerschnitt (Zwei-Photonen Absorption)m ⁴
$\sigma_{\omega,O}$	Absorptionsquerschnitt, Sauerstoff m ²
$\sigma_{\omega,Xe}$	Absorptionsquerschnitt, Xenon ... m ²
τ	Lebensdauer der Fluoreszenzs ⁻¹
Θ	Winkelrad

Indizes

0	im Vakuum
0	ohne Kühlmassenstrom
0	zentral, spektralbezogen
∞	Umgebung
ν	spektral
ν	vibratorisch
ω	auf spektrale Frequenz bezogen
<i>ch</i>	chemisch
<i>D</i>	Detektion
<i>D</i>	Doppler
<i>e</i>	Elektron
<i>e</i>	elektronisch

<i>eff</i>	effektiv
<i>el</i>	elektrisch
<i>f</i>	Fluoreszenz
<i>fc</i>	voll katalytisch
<i>i</i>	ionisiert
<i>i</i>	oberer Energiezustand
<i>instr</i>	instrumentell
<i>int</i>	integriert
<i>k</i>	unterer Energiezustand
<i>kal</i>	kalorimetrisch
<i>kin</i>	kinetisch
<i>KW</i>	Kühlwasser
<i>L</i>	LASER
<i>L</i>	Lorentz
<i>n</i>	neutral
<i>O</i>	Sauerstoff
<i>Ox</i>	Sauerstoff
<i>p</i>	Sondenkopf
<i>q</i>	Quenching
<i>r</i>	rotatorisch
<i>th</i>	thermisch
<i>tot</i>	Totaldruck
<i>Tr</i>	translatorisch
<i>w</i>	Wand
<i>Xe</i>	Xenon

Konstanten

π	Kreiszahl	3,14159
\mathfrak{R}	Universelle Gaskonstante	8,31441 J/(mol K)
<i>c</i>	Lichtgeschwindigkeit	299792458 m/s
<i>e</i>	Eulersche Zahl	2,718281828
<i>h</i>	Plancksches Wirkungsquantum	6,6261 · 10 ⁻³⁴ J/s
<i>k_B</i>	Boltzmann-Konstante	1,381 10 ⁻²³ J/K

1. Einleitung

1.1. Problemstellung

Die weitere Erforschung unserer Nachbarplaneten erfordert immer öfter kontrollierte atmosphärische Eintrittsmanöver. Genauere und detailliertere Untersuchungen erfordern Instrumente, die man sicher auf die Oberflächen der Himmelskörper bringen muss. Die erfolgreich eingesetzten Roboter, zuletzt der Marsrover Curiosity bei der Mars Science Laboratory Mission, werden immer größer und komplexer. Dadurch werden die notwendigen Nutzlasten zunehmend größer und schwerer. Die mechanischen Fähigkeiten in Kombination mit menschlichem Denkvermögen und der immensen Flexibilität sind durch Roboter noch nicht kopierbar, sodass die konsequente Weiterverfolgung explorativer Missionen den Einsatz von Menschen vor Ort bedeutet. Das führt zur Anpassung der Trajektorien der Raumfahrzeuge, die vor allem bei bemannten Missionen noch zeitkritischer sein können. Die zukünftigen Raumfahrzeuge müssen demnach höheren Lasten widerstehen können und ein höchstmögliches Maß an Sicherheit bieten.

Auch der Erfolg bei unbemannten explorativen Missionen ist bis heute noch nicht selbstverständlich. Aspekte der Sicherheit spielen auch hier eine große Rolle. Dabei stehen thermische Schutzsysteme (engl. Thermal Protection Systems, TPS) der Raumfahrzeuge im Fokus, da sie von essenzieller Bedeutung für erfolgreiche Eintrittsmanöver sind. Bei einem Eintritt kommt es durch die sehr hohen Geschwindigkeiten des Fahrzeuges zu erheblicher Reibung an der Atmosphäre. Die Umwandlung der kinetischen in thermische Energie bewirkt die Entstehung von ionisiertem Gas, welches als Plasma bezeichnet wird. Die vorhandene Wärmeenergie dringt dabei unerwünscht teilweise in den Flugkörper ein und kann ihn gefährden. Das TPS ist eine Art Haut, die vor dieser Wärme schützen soll. Damit sind die TPS für den Schutz der Astronauten, der Ausrüstung und des gesamten Flugkörpers unerlässlich.

Trotz der zunehmenden Genauigkeit von computergestützten Modellen ist es immer noch notwendig, unsere Kenntnisse und Annahmen auf Erfahrungen aus Flugmissionen, also die reale Praxis, zu stützen. Selbst rein wissenschaftliche Missionen können nicht nur Aspekte des Atmosphäreneintritts untersuchen und Flugmissionen, mit der Möglichkeit ein TPS zu testen, sind daher selten. Für die Entwicklung von thermischen Schutzsystemen werden also seit Jahrzehnten Bodentestanlagen ergänzend eingesetzt. Anhand der Testdaten aus diesen Bodentests werden die TPS für die Flugmissionen ausgewählt und qualifiziert. Die möglichst genaue Kenntnis der wichtigsten Parameter ist also unerlässlich. Daraus ergeben sich die Schwerpunkte, die dieser Arbeit zugrunde liegen. Wichtig ist der Betrieb des Plasmawindkanals bei stabilen und reproduzierbaren Bedingungen. Die Messung der relevanten Größen einer Eintrittsmission setzt die Auswahl, Anpassung und erfolgreiche Anwendung von geeigneten diagnostischen Verfahren voraus. Bei der Auswertung ist die Kombination der verschiedenen sich ergänzenden Messverfahren von großem Vorteil und die Relevanz der Ergebnisse bei der Extrapolation auf die Eintrittsmissionen muss diskutiert werden.

1.2. Stand der Forschung

Für die Charakterisierung einer hochenthalpen Strömung, die sich in einem thermodynamischen Nichtgleichgewicht befindet, sind experimentelle Daten über die Teilchendichte, Geschwindigkeit, Translations-, Rotations-, Vibrations- und Anregungstemperatur aller auftretenden Teilchenarten, einschließlich der Elektronen, an jeder Position der Strömung notwendig [1]. Dazu eignen sich besonders optische Messverfahren. In dieser Arbeit kommt die Zwei-Photonen laserinduzierte Fluoreszenz (engl. TALIF, Two-Photon Absorption Laserinduced Fluorescence) zur Anwendung, die zu diesen nicht-intrusiven Methoden gehört. Weiter wird die ebenfalls nicht-intrusive optische Emissionsspektroskopie (OES) sowie ein Hochgeschwindigkeitskmerasystem (HSC) eingesetzt. Ergänzend werden auch intrusive Sondenmessungen des Totaldrucks, der Wärmestromdichte und der Enthalpie vorgenommen. Die intrusiven Messverfahren sind Stand der Technik bei der Plasmadiagnostik. Sie gehören zum weitreichenden, diagnostischen Repertoire des Instituts und stellen die Basis der meisten Untersuchungen dar. Sowohl OES als auch TALIF sind häufig verwendete Messmethoden auf den Anwendungsgebieten der Verbrennung und Plasmen, womit sich die wichtigsten Parameter untersuchen lassen. Trotz der mannigfaltigen Anwendungen der Verfahren, ist die Vergleichbarkeit der Einsatzgebiete, durch die Bedingungen der Verbrennungs- und Plasmaquellen, relativ beschränkt. Raumfahrtrelevante Daten, vor allem mit der Beschränkung auf von CO_2 dominierte Plasmaströmungen, sind rar und verteilen sich wiederum auf verschiedene Erzeugungsquellen und Bedingungen. Bei der Gegenüberstellung der TALIF-Untersuchungen wird deutlich, dass es nur sehr wenige Arbeiten gibt, bei denen induktiv erzeugte Plasmen untersucht wurden. Nimmt man die Anwendung des Arbeitsgases CO_2 als Kriterium hinzu, so bleibt nur die Arbeit von Dougherty [2]. Darin wurde die Spezies O und CO betrachtet. Es wurde die translatorische Temperatur und lediglich eine relative Teilchendichte gemessen. Die relativ kleine Anlage von Dougherty konnte ein hochenthalpes Plasma bei einer Leistung von ca. 30 kW produzieren. Weitet man die Erzeugung auch auf Lichtbogengeneratoren aus, bleibt aber bei den für diese Arbeit interessanten CO_2 dominierten Plasmen, so ist die Arbeit von Del Papa [3] relevant. Darin wurden Temperatur, Teilchendichte und Geschwindigkeit untersucht. Boubert [4] hat Temperatur und eine relative Teilchendichte an CO gemessen, während Koch [5] mit TALIF lediglich Temperatur an CO und NO bestimmt hat. Eine umfangreiche und detaillierte Zusammenfassung der relevanten TALIF-Untersuchungen ist in der Tabelle 8 des Anhangs A.1 dargestellt.

Bei der Anwendung der optischen Emissionsspektroskopie sind unter anderen die Arbeiten von Löhle, Vacher, Rond, Da Silva und Bykova zu nennen [6, 7, 8, 9, 10, 11]. Eine ausführliche tabellarische Zusammenfassung dieser und weiterer Arbeiten ist im Anhang A.2 mit der Beschreibung der untersuchten Parameter und der Testbedingungen zu finden.

Anhand der vorliegenden Arbeiten ist ersichtlich, dass an induktiven Plasmaquellen mit marsrelevanten Mischungen und Bedingungen bisher keine quantitativen Messungen der Teilchendichten von Sauerstoff mit TALIF durchgeführt wurden.

Diese Arbeit baut auf den Vorarbeiten von Eichhorn [12], Löhle [13], Endlich [14] und Herdrich [15] auf. Unter anderem bestimmten Eichhorn und Löhle notwendige Parameter der Elektronik für eine

möglichst genaue Signalerfassung und passten die Datenerfassung an den Plasmagenarator an. Auch die entsprechende TALIF-Theorie wurde von beiden aufgearbeitet. Endlich und Herdrich passten den PWK für einen Betrieb mit CO₂ an und Endlich nahm Untersuchungen dieser Strömungen vor.

1.3. Zielsetzung

Das Ziel dieser Arbeit ist die Charakterisierung der CO₂ Plasmaströmung am PWK3 und somit die Bereitstellung der Anlage zum Test von Hitzeschutzmaterialien. Dabei wird demonstriert, dass die Methode der Zwei-Photonen laserinduzierten Fluoreszenz am Sauerstoff, als Dissoziationsprodukt von Kohlenstoffdioxid, erfolgreich angewendet werden kann. Es werden diejenigen Parameter der Strömung gemessen, die eine Ähnlichkeit zum Flug zeigen können. Mit einer charakterisierten und dem Flug ähnlichen Strömung, kann die Leistung potentieller TPS beurteilt werden.

Um präzise Vorhersagen über die Thermochemie der TPS in der Strömung machen zu können, sollten in der Grenzschicht die Enthalpie, der Druck und der Geschwindigkeitsgradient im Test möglichst denen des Fluges gleichen [16]. Trotz großer Anstrengungen zur Reproduktion der wichtigsten Parameter des Fluges im Bodentest, können sich die Strömungseigenschaften der Plasmen in vielen Belangen, wie zum Beispiel der Verteilung der chemischen Spezies und deren Energieverteilung, unterscheiden [17]. Da man versucht, von Testergebnissen der thermischen Schutzsysteme auf ihre Leistungsfähigkeit im Flug zu schließen, führen Unterschiede zwischen Test- und Flugbedingungen zu großen Sicherheitsfaktoren bei der Wahl und Auslegung der TPS. Die Nutzlastkapazitäten der Missionen werden somit reduziert. In extremen Fällen bedeutet das, dass Missionen als zu teuer, zu riskant oder schlicht als nicht realisierbar eingestuft werden.

Eine möglichst genaue Charakterisierung der thermodynamischen Umgebung im Test ist also wichtig für die Reduktion von Unsicherheiten und somit auch der Sicherheitsfaktoren der TPS. Es ist demnach notwendig, erst die Plasmaquelle möglichst genau zu vermessen, bevor eine Interpretation von Daten in Hinsicht auf eine Mission möglich ist. Bild 1.1 zeigt grob den hier beschriebenen Zusammenhang der Planung der Flugmission, der Evolution der TPS und der Charakterisierung von Plasmaquellen für Bodentests. Dabei geht es prinzipiell um die Extrapolation der Testbedingungen auf den realen Flugeinsatz. Man kann dabei drei Teilaufgaben benennen: die Rückrechnung der Testbedingungen auf die Flugparameter, die Vorhersage der Testbedingungen für die gegebenen Flugparameter und die Validierung der Extrapolation [16].

Die Charakterisierung einer Plasmaströmung besteht idealerweise auch aus der Bestimmung des thermodynamischen Zustandes des Gases. Messungen der Energieverteilungen lassen auf eine mögliche Abweichung vom thermodynamischen Gleichgewicht schließen. Angaben über die Energieverteilung auf die thermischen, kinetischen und chemischen Anteile der Enthalpie, tragen wichtige Informationen zur Einschätzung des Plasmas bei. Ein Nichtgleichgewicht in der Strömung bei den untersuchten Bedingungen kann mit optischen Messmethoden ermittelt werden [18, 19]. Von Vorteil bei optischen Methoden ist, dass sie nicht intrusiv sind, die Strömung also nicht makroskopisch beeinflusst wird.

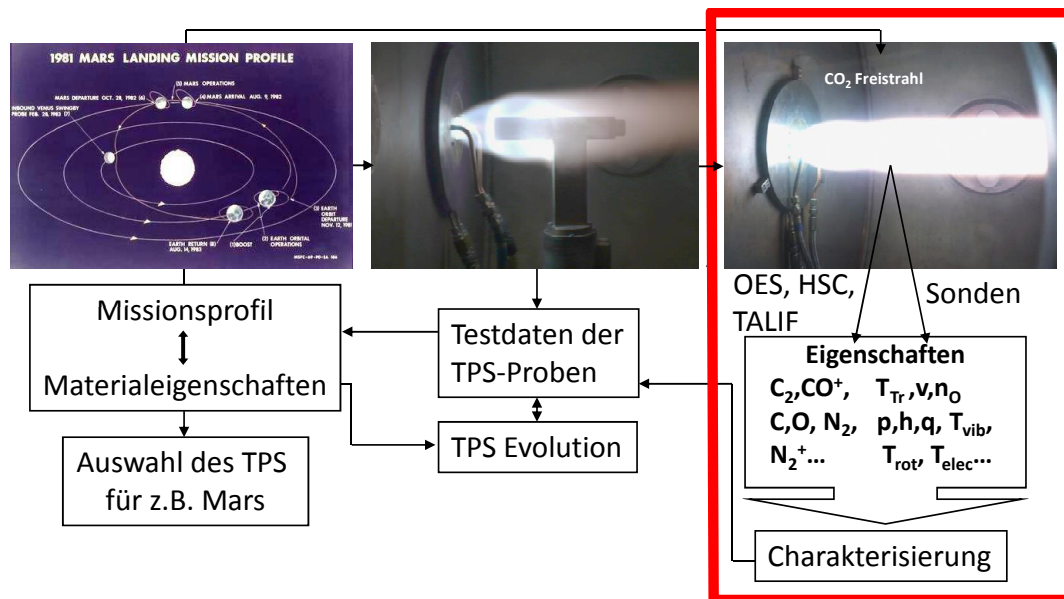


Bild 1.1: Zusammenhang von Bodentestcharakterisierung, TPS-Tests und Flugmission. (Bild mit Missionsprofil: <http://seradata.com>)

Ein weiteres wichtiges Einsatzgebiet der durch Flugmissionen und Bodentestanlagen gewonnenen Daten ist die Entwicklung von numerischen Werkzeugen: CFD (engl. Computational Fluid Dynamics). Dabei werden unter anderem Energietransportmodelle von Realgasströmungen durch numerische Algorithmen berechnet, die die aerothermische Umgebung bei planetaren Eintrittsmanövern simulieren. Eine Kopplung von aerothermodynamischen Simulationen mit Werkzeugen für die Simulation von Trajektorien der Raumfahrzeuge ermöglicht die Vorhersage der voraussichtlich herrschenden Lasten bei einem atmosphärischen Eintritt eines Raumflugkörpers. Diese drei Möglichkeiten zur Erweiterung des Verständnisses (Flug, Bodentest und numerische Simulation) ergänzen sich im Zusammenspiel. Zusammen besitzen sie wohl ein größeres Potential als jedes einzelne Gebiet für sich allein. Die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit können zukünftig als Eingangsparameter für die numerischen Werkzeuge verwendet werden und so Vorhersagen anhand von Simulationen für Eintritte an Planeten mit dominierender CO₂-Atmosphäre ermöglichen.

1.4. Der Marseintritt im Plasmawindkanal

Die wenigen vorhandenen Daten von erfolgreichen Flugmissionen zum Mars bilden die Grundlage des Vergleiches mit den Bedingungen in Plasmawindkanälen und weiteren Testanlagen in Bild 1.2. Die Trajektorien der Marsmissionen sind in Form von Druck über der spezifischen Enthalpie beziehungsweise der entsprechenden Geschwindigkeit aufgetragen [20, 21, 22, 23]. Das Diagramm soll zur Einordnung der Leistungsfähigkeit des induktiven Plasmawindkanals 3 (PWK3) des Instituts für Raumfahrtssysteme dienen, weshalb es sich bei den meisten der anderen dargestellten Testanlagen auch um induktive Plasmaquellen handelt [2, 3, 5, 7, 9, 24, 25, 26, 27, 28]. Eine Kurzdarstellung der vorhandenen induktiven Anlagen selbst kann Vacher entnommen werden [28]. Weiter sind zur

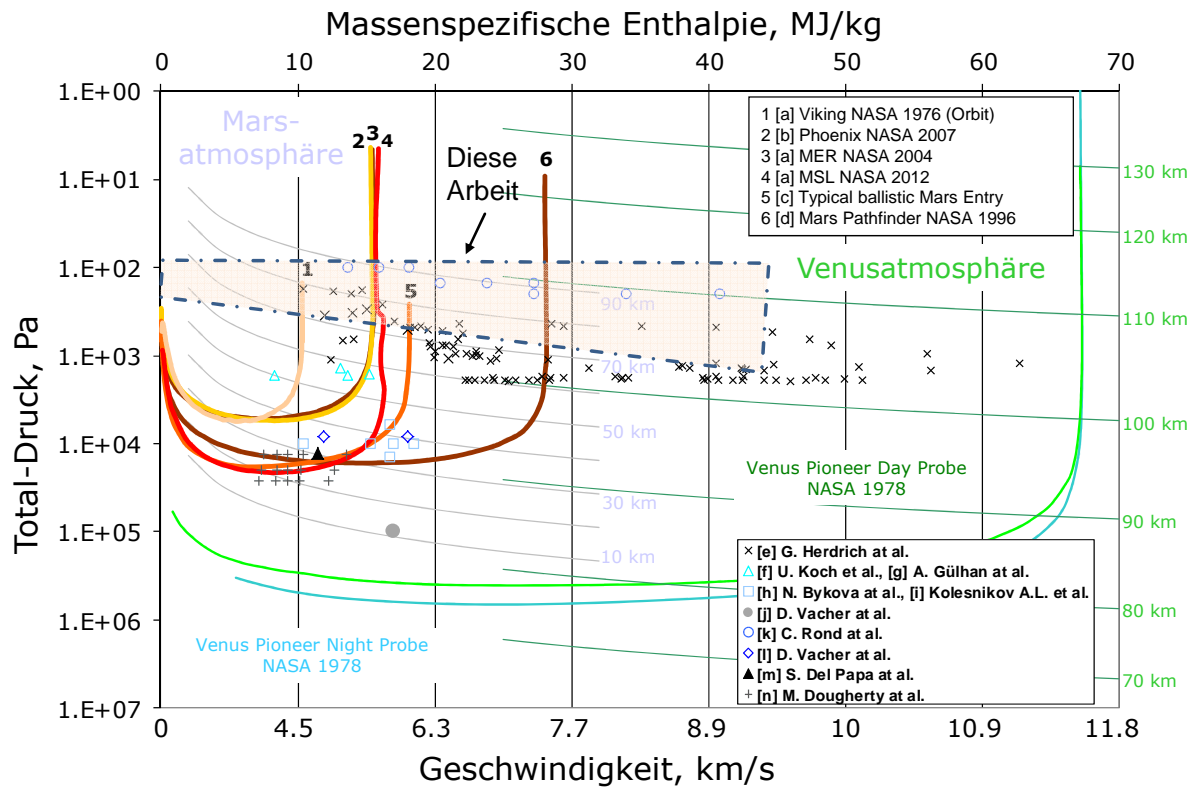


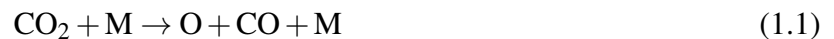
Bild 1.2: Vergleich zwischen Flugmissionen und Reproduzierbarkeit im PWK3 sowie veröffentlichte Bedingungen anderer Bodentestanlagen. a[20], b[21], c[22], d[23], e[24], f[5], g[25], h[26], i[27], j[7], k[9], l[28], m[3], n[2]

Demonstration der vom PWK3 reproduzierbaren Enthalpie zwei Missionen zur Venus gezeigt. Der hervorgehobene Bereich zeigt grob das Einsatzgebiet des PWK3 in dieser Arbeit. Es wird deutlich, dass der Druckbereich der Missionen vor allem bei der maximalen thermischen Belastung (engl. peak heating) nicht reproduziert werden kann. Bei Bodentests ist es sinnvoll, die maximalen Lasten zu simulieren, um den schlimmsten anzunehmenden Fall abzudecken. Bei den aufgetragenen Missionen ist dies etwa in einer Höhe von ca. 40 km der Fall (siehe Höhenlinien der Marsatmosphäre in Bild 1.2). Die Enthalpieniveaus der vergangenen Missionen sind im PWK3 umfangreich für Druckregionen der oberen Atmosphäre realisierbar und rechtfertigen weitere Untersuchungen.

Bei den erreichbaren Drücken und diesen hohen Enthalpien ist ein chemisches und thermisches Nichtgleichgewicht (NGG) in Betracht zu ziehen. Im Allgemeinen heißt das, dass Veränderungen in den Zustandsgrößen schneller stattfinden, als sich die Auswirkungen auf das ganze Medium übertragen können. Wenn man von einem thermischen Nichtgleichgewicht spricht, dann muss ein erweiterter Temperaturbegriff benutzt werden. Die verschiedenen Moden der Anregung, translatorisch, vibratorisch, rotatorisch und elektronisch, ausgedrückt durch ihre jeweilige Temperatur, können unterschiedlich sein. Darauf wird in Kapitel 2.1.2 näher eingegangen. Die Behandlung von NGG Bedingungen ist komplex, da im Unterschied zum GG, viele vereinfachende Annahmen nicht mehr gelten. Im Unterschied dazu kann man bei Bedingungen im Gleichgewicht teilweise auf einige vereinfachte, ideale Beschreibungen zurückgreifen. Für erste Abschätzungen wird deshalb das Programm *Che-*

mical Equilibrium with Applications (CEA) benutzt, mit welchem eine chemische Gleichgewichtszusammensetzung bei gegebenem Druck und Temperatur berechnet werden kann. Damit wird die Zusammensetzung der Marsatmosphäre, bei einem im PKW3 realisierbaren Trajektorienpunkt der vergangenen Marseintritte, betrachtet. Bild 1.3 zeigt die Variation der chemischen Zusammensetzung der Marsatmosphäre über der Temperatur basierend auf den wichtigsten Spezies des Chemiemodells von Park [29]. Es werden also nur die von Park als relevant identifizierten Dissoziations- und Ionsationsprodukte betrachtet, die bei einem Eintritt in die Marsatmosphäre auftreten. Die Simulation mit CEA basiert auf der Minimierung der freien Energie (Gibbs- oder Helmholtz-Energie) von chemischen Gleichgewichtsrechnungen in Abhängigkeit der eingesetzten Zustandsgrößen, $f(T,p)$ oder $f(T,V)$ [30].

Im vorliegenden Fall wurde der Druck konstant gehalten und entspricht dem Hintergrunddruck im PKW3 während der Tests ($p_\infty = 140 \text{ Pa}$). Es ist erkennbar, dass O und CO den größten Anteil der resultierenden Produkte bilden, was den folgenden zwei primären Dissoziationsreaktionen zugeordnet werden kann:



Für die Untersuchung der Vorgänge bei einem Marseintritt ist es also sinnvoll, zuerst atomaren Sauerstoff O und Kohlenmonoxid CO zu untersuchen.

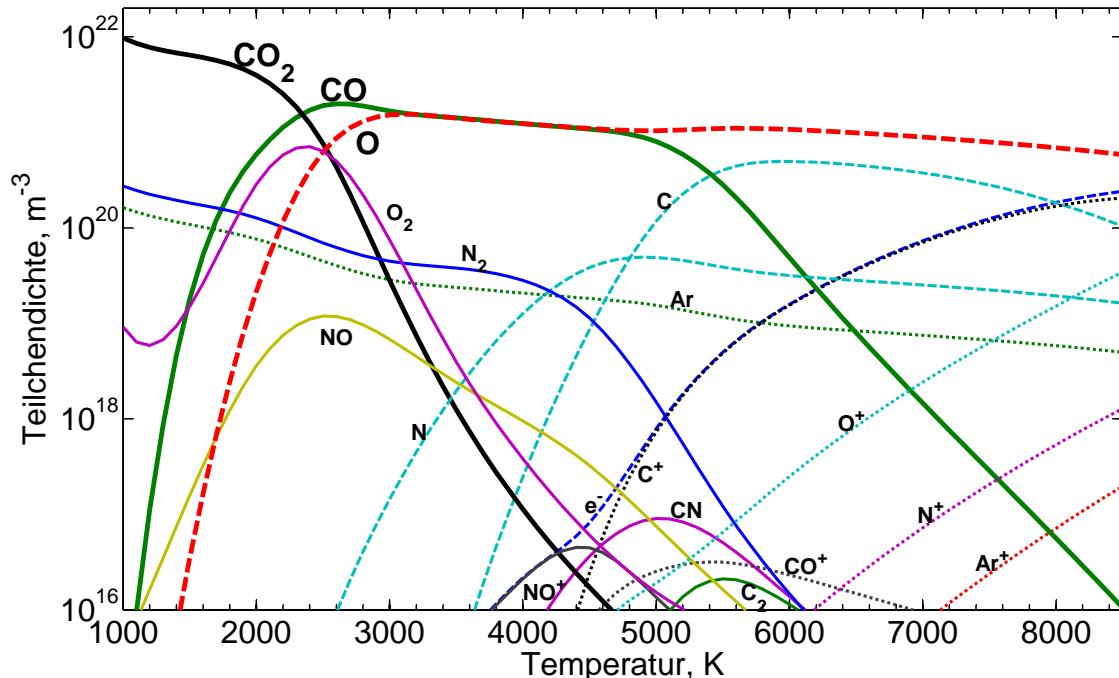


Bild 1.3: CEA Gleichgewichtsrechnung der Marsatmosphäre variiert über der Temperatur bei konstantem Druck von 140 Pa, basierend auf den Spezies des Modells von Park [29]

Diese Arbeit ist im Weiteren wie folgt aufgebaut. Zuerst werden in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen des Plasmazustandes, der benutzten Methoden und Werkzeuge erläutert. Kapitel 3 beschreibt

die Anlagen und erklärt die Aufbauten der Messapparaturen. Die zahlreichen Ergebnisse sind in Kapitel 4 dargestellt und deren Diskussion wird in Kapitel 5 geführt. Es folgen die Zusammenfassung mit einem Ausblick in Kapitel 6 sowie der Anhang mit ergänzenden Informationen und das Literaturverzeichnis.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Der Plasmazustand

Fest, flüssig und gasförmig sind die bekannten Aggregatzustände. Erhöht man weiter die Energie in einem Gas, so werden die äußeren Elektronen der Gasatome abgetrennt und es entstehen Ionen. In Bild 2.1 ist eine Stoßionisation mit ihrer Umkehrung, der Rekombination, dargestellt. Irving Langmuir benennt in seiner Arbeit 1928 eine Zone mit der gleichen Anzahl an Ionen und Elektronen als Plasma [31]. Plasmen zeigen dermaßen unterschiedliche Eigenschaften, dass sie als ein vierter Aggregatzustand angesehen werden können. Es wird angenommen, dass 99% der Materie im Universum in einem Plasmazustand vorliegt. Außerirdische Beispiele sind Protuberanzen von Sonnen, ihre Coronae und ihr Sonnenwind sowie galaktische Jets und Nebel [32]. Beispiele auf der Erde sind Flammen, Blitze, die Aurora oder auch die Ionosphäre. Kurz gefasst ist ein Plasma ein (teilweise) ionisiertes Gas, das aus Neutralteilchen, Ionen und Elektronen besteht. Es ist elektrisch leitend und in den meisten Fällen selbstleuchtend. Weiterhin sind Plasmen quasineutral, was den oben beschriebenen Zustand der im Mittel gleichen Elektronen- und Ionendichte beschreibt. Lokal betrachtet, kann es zu Abweichungen kommen, die elektrische Felder hervorrufen. Durch Interaktion der Felder mit Ionen wird die Quasineutralität wiederhergestellt [33]. Der Begriff Plasma beschreibt also eine äußerst vielfältige Menge an Unterzuständen der Materie mit vielen wichtigen Kenngrößen. Die für die vorliegende Arbeit relevanten Parameter werden im folgenden Kapitel 2.1.1 vorgestellt.

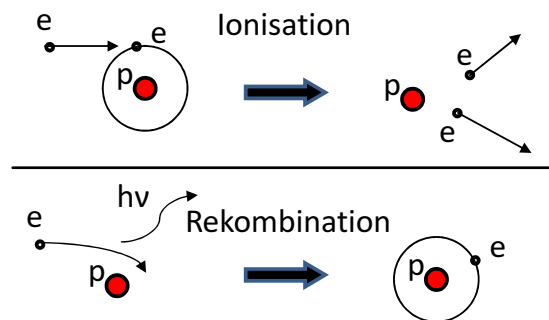


Bild 2.1: Stoßionisation und Rekombination verbunden mit der Emission eines Photons

Eine Unterscheidung von Plasmen anhand einzelner Parameter ist mühsam und kaum zielführend, sodass wenigstens einige Zusammenfassungen in Untergruppen von Plasmen mit ähnlichen Eigenschaften sinnvoll sind. Solch eine Einteilung wird in Kapitel 2.1.2 diskutiert. Die Vielfalt der Plasmen führt zu einer Vielfalt an Perspektiven der Betrachtung. Die ingenieurmäßige Beschreibung der Plasmaparameter beim Wiedereintritt eines Raumfahrzeugs unterscheidet sich von der Betrachtung der Astrophysiker von astronomischen Plasmen. Verschiedene Fachbereiche konzentrieren sich demnach verschieden stark auf unterschiedliche Eigenschaften der Plasmen. Der Versuch, von einem allgemeinen und grundlegenden Verständnis eines Plasmas mit den Werken von Langmuir [31], Fussmann [32]

und Demtröder [33] zu einer ingenieurmäßig speziellen und für die Praxis eher fassbaren Betrachtung zu kommen, wird anschließend mit den Werken von (chronologisch) Vincenti [34], Lochte [18], Mitchner [35] und Hutchinson [36] unternommen. Die genannten Referenzen sollen dabei mit ihren konkreten Aussagen möglichst ergänzend zum Verständnis beitragen.

2.1.1. Einteilung von Plasmen und grundlegende Parameter

Eine grundlegende Eigenschaft von Plasmen ist der Ionisationsgrad α :

$$\alpha = \frac{n_i}{n_i + n_n} \quad (2.1)$$

Hierbei steht n_i für den Anteil an ionisierten Spezies und n_n für die Neutralteilchendichte. Dem gegenübergestellt wird die Elektronendichte n_e mit

$$n_e = \langle Z \rangle \cdot n_i.$$

Dabei ist Z der mittlere Wert des Ionisationszustandes, der beschreibt wie vielfach die Ionen ionisiert sind. Bild 2.2 zeigt die grobe Einordnung des Plasmas in dieser Arbeit in Bezug zu anderen Labor- und Weltraumplasmen. Es ist zu erkennen, dass das in dieser Arbeit untersuchte Plasma mit grob 10000 K (< 1 eV) und 100 Pa ($\sim 10^{15}$ cm $^{-3}$), zu den relativ kalten Plasmen gehört.

Plasmen, deren Elektronen und Ionen die gleiche Temperatur haben ($T_i = T_e$) werden als thermisch bezeichnet. Betrachtet man in diesem Fall die Geschwindigkeit, stellt man fest, dass sich die Elektronen mit einer viel höheren thermischen Geschwindigkeit $v_{th,e} \gg v_{th,i}$ bewegen als die massereicheren Schwerteilchen, wie Gl. (2.2) zu entnehmen ist. Dabei ist k_B ist die Boltzmannkonstante und m die entsprechende Masse,

$$v_{th} = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}. \quad (2.2)$$

Um eine Geschwindigkeitsverteilung berechnen zu können, bedient man sich der Maxwell-Verteilung, die die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der man ein Partikel mit einer bestimmten Geschwindigkeit v im Plasma vorfindet,

$$f(v) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T} \right). \quad (2.3)$$

n ist die Teilchendichte einer Spezies und T die Temperatur. Daraus leitet sich die wahrscheinlichste Geschwindigkeit v_p ab:

$$v_p = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}. \quad (2.4)$$

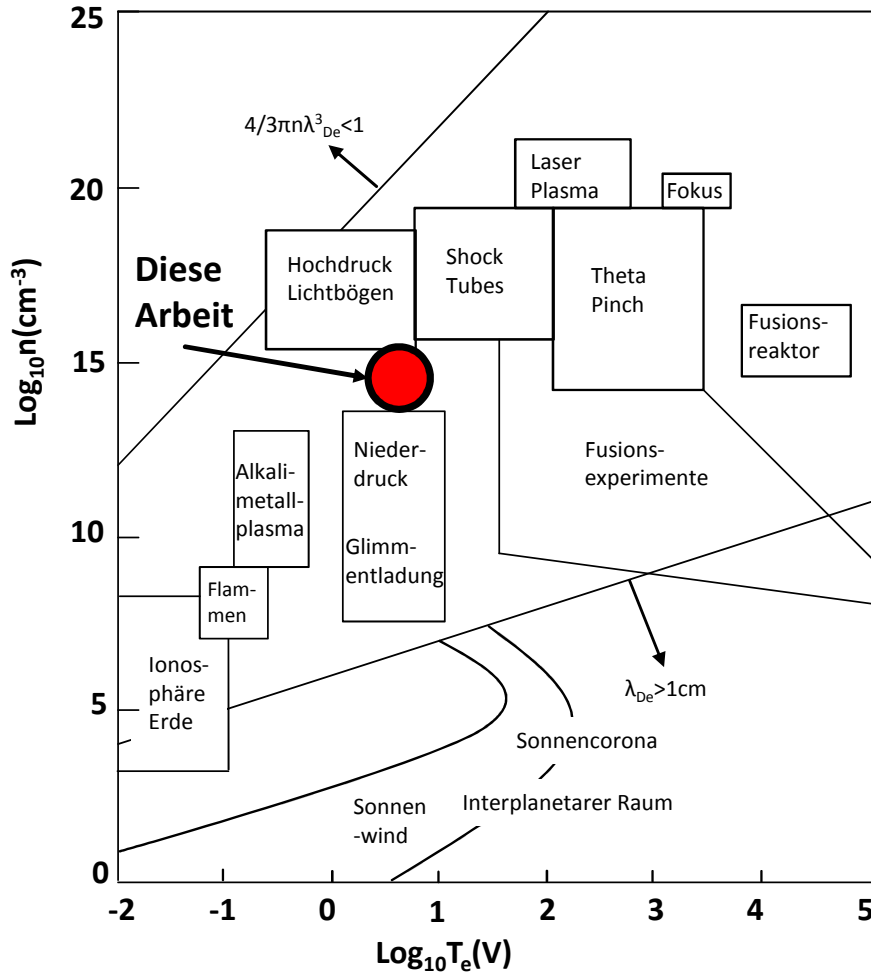


Bild 2.2: Labor- und Weltraumplasmen mit Einordnung des in dieser Arbeit untersuchten Plasmas [37]

Aufgrund des asymmetrischen Kurvenverlaufs der Verteilungsfunktion ist die mittlere Geschwindigkeit $\langle v \rangle$

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}. \quad (2.5)$$

Kennt man die Geschwindigkeiten der Spezies in einem strömenden Plasma, so kann man auf den kinetischen Anteil der Enthalpie schließen, wie in Kapitel 2.2 gezeigt wird.

Bei kleineren Volumina kann die Quasineutralität in Plasmen verletzt werden. Es kann sich spontan ein Ungleichgewicht der Ladungen bilden und somit elektrische Felder erzeugen. Dazu gibt die Debye-Länge λ_D den Radius einer Sphäre an, in der die Ladung einen Einfluss ausübt und externe Felder abschirmt,

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e T_i}{n_e e^2 (T_i + Z T_e)}}. \quad (2.6)$$

Hierbei spielen viele der bereits benutzten Größen eine Rolle ergänzt durch ϵ_0 , der Permittivität des Vakuums und e , der "Elementarladung" eines Elektrons.

Ein weiterer wichtiger Parameter ist die mittlere freie Weglänge λ , die die im Mittel zurückgelegte Strecke beschreibt, die Teilchen zwischen zwei Kollisionen zurücklegen. Für Neutralteilchen mit Durchmesser D ist die mittlere freie Weglänge λ_n

$$\lambda_n = \frac{1}{\pi\sqrt{2}n_n D^2}. \quad (2.7)$$

Für geladene Partikel (Elektronen e und Ionen i) ist die freie Weglänge

$$\lambda_e \approx \lambda_i = 16\pi \frac{(\epsilon_0 k_B T_e)^2}{e^4 n_n \ln(\Lambda)}, \quad (2.8)$$

mit

$$\Lambda = 12\pi \lambda_D^3 n = 12\pi \frac{(\epsilon_0 k_B T_e)^{\frac{3}{2}}}{e^3 \sqrt{n_e}}. \quad (2.9)$$

Dabei ist Λ der Coulomb Logarithmus, der das Verhältnis von Kollisionen mit kleinen zu Kollisionen mit großen Winkeln beschreibt.

2.1.2. Gleichgewichtsmodelle

Die Vielzahl und Komplexität der Plasmaparameter macht einen Vergleich zwischen Plasmen aus verschiedenen Quellen sehr schwierig. Eine grobe Einteilung kann anhand von Gleichgewichtsbetrachtungen definiert werden. Es wird im Gegensatz zum Nichtgleichgewicht (NGG) zwischen totalem thermodynamischen (TE engl. thermodynamic equilibrium), dem lokalen thermodynamischen (LTE engl. local thermodynamic equilibrium) und dem partiellen lokalen thermodynamischen (PLTE engl. partial local thermodynamic equilibrium) Gleichgewicht (GG) unterschieden [35]. Bei einem Nichtgleichgewicht liegt die Energie nicht mehr mit der Boltzmann-Verteilung vor und die kollisionsbedingten Austauschprozesse sind nicht mehr in Balance [18]. Die Gleichgewichtsbetrachtungen können bildlich mit der zunehmenden Dichte, also einer höheren Wahrscheinlichkeit von Kollisionen, verbunden werden, wodurch der stoßbehaftete Austausch von Energie die Strahlungsübergänge dominiert und zu der erwähnten, im folgenden Abschnitt beschriebenen, Gleichgewichtsbetrachtung führt [36]. Vincenti [34] beschreibt in seinem Buch im Einzelnen das mechanische, chemische und thermische Gleichgewicht, in dem er allgemein auf die Dynamik von Gasen eingeht. Lochte [18] geht in seinem Buch speziell auf Betrachtungen und Definitionen für Plasmaströmungen und Diagnostik ein. Zum besseren Verständnis werden beide Quellen herangezogen.

Bei Gleichgewichtsbeschreibungen von Plasmen, bei stoßdominierten Plasmen auch darüber hinaus, werden die drei Gleichungen von Boltzmann, Saha und Maxwell zur Beschreibung der Materie und die Gleichung von Planck für das Strahlungsfeld herangezogen. Die Boltzmann-Gleichung beschreibt das Verhältnis von angeregten Niveaus zu ihren Ausgangsniveaus. Die Saha-Gleichung stellt die Beziehung zwischen der Neutralteilchendichte mit der Ionen- und Elektronendichte her. Dabei wird

die relative Population der ionisierten Zustände berechnet [36]. Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung ermöglicht die Aussage über Geschwindigkeiten der Partikel durch Angabe der Geschwindigkeitsverteilung. Das Plancksche Strahlungsgesetz ergänzt die Beschreibung des Plasmas mit Informationen über die spektrale Intensität des Strahlungsfeldes.

Bei einem thermodynamischen GG (TE) sind alle Elementarprozesse im Gleichgewicht. Das Plasma ist homogen, d.h. alle Gradienten sind verschwindend klein. Alle Temperaturen sind gleich. Bei strengen Maßstäben muss man feststellen, dass in Laboren, bedingt durch Randeffekte, ein TE eher unwahrscheinlich ist. Nur bei astronomischen Plasmen ist demnach ein TE möglich [36].

In einem Plasma mit lokalem thermodynamischen GG (LTE), das für das Innere von Sternen erdacht wurde, sind alle durch Stöße verursachten Prozesse lokal im Gleichgewicht. Die Stöße sind von Kollisionen mit Elektronen dominiert. Der Prozess der Absorption und Emission ist durch Strahlungsverluste an den Plasmagrenzen nicht mehr im Gleichgewicht, dadurch kann eine Verteilung nach Planck nicht mehr angenommen werden. Die Beziehungen nach Boltzmann, Saha und Maxwell können jedoch lokal angenommen werden. Eine Voraussetzung für LTE ist die Dominanz der Elektronenstoßprozesse über Strahlungsprozesse, so dass die Strahlungsprozesse für die Besetzungsverteilung vernachlässigt werden können. Die Inhomogenitäten im Plasma sind klein und die zeitlichen Änderungen des Plasmas laufen gegenüber den Stoßprozessen langsam ab [35].

Bei einem partiellen, lokalen thermodynamischen GG (PLTE) ist die Dichte der energiereicheren Elektronen so gering, dass sie die Verluste durch Emission nicht mehr ausgleichen können. Strahlungsverluste sind für die Besetzungsverteilung nicht mehr vernachlässigbar. Der Grundzustand ist deutlich überbesetzt, aber auch erste Anregungszustände können überbesetzt sein. Ein GG kann sich nur noch zwischen den Besetzungsverteilungen der Zustände ab einem gewissen Anregungsniveau, k , oberhalb des Grundzustandes bis hin zur Ionisationsgrenze einstellen [35].

Sind keine Informationen über die Gleichgewichtsbedingungen verfügbar oder es steht fest, dass keines der beschriebenen GG-Modelle zulässig ist, so spricht man von einem NGG und ist gezwungen, die einzelnen Zustände zu charakterisieren, was bei den zahlreichen Besetzungsniveaus als kaum machbar erscheint. Es müssen starke Vereinfachungen hingenommen werden, um die vielen Gleichungen, bedingt durch zahlreiche Reaktionen, numerisch lösen zu können. Eine einleuchtende Vereinfachung ist die Vernachlässigung höher angeregter Zustände, da diese im Vergleich zu grundzustandsnahen Niveaus unwahrscheinlicher sind [36]. Die inneren Anregungsmoden können möglicherweise nicht relaxieren, sodass sich Unterschiede in den translatorischen, rotatorischen, vibratorischen und elektronischen Temperaturen einstellen können.

2.2. Enthalpie

Wie in der Einleitung in Kapitel 1 beschrieben, ist die Enthalpie eine entscheidende Größe bei der Charakterisierung von Plasmaströmungen. Hier soll die Zusammensetzung der Enthalpie aus ihrem

kinetischen, thermischen, chemischen und Ionisationsanteil mit den Möglichkeiten ihrer Messung vorgestellt werden.

In der Thermodynamik wird die Enthalpie H eines ruhenden Mediums mit folgenden unabhängigen Zustandsgrößen beschrieben [38]:

$$H = U + pV. \quad (2.10)$$

Dabei ist U die innere Energie, welche massenspezifisch den chemischen Anteil h_{ch} und den Ionisationsanteil $h_i = \sum \xi h_{el}$ der Gleichung in Bild 2.3 enthält. p ist der Druck und V das Volumen. Weiter erhält man den thermischen Anteil $h_{th} = \sum \xi h$ mit der thermischen Zustandsgleichung für ideale Gase

$$pV = mRT \quad (2.11)$$

und der Feststellung, dass die innere Energie eines idealen Gases bei konstanter Temperatur T nicht vom Volumen abhängt [38]

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = 0, \quad (2.12)$$

massenspezifisch zu

$$h_{th} = c_p T. \quad (2.13)$$

Durch die erheblichen Geschwindigkeiten im Plasmawindkanal, muss diese Formel noch mit einem kinetischen Enthalpieanteil ergänzt werden,

$$h_{kin} = \frac{1}{2} v^2. \quad (2.14)$$

Die Summe der Einzelanteile der Enthalpie in einer Plasmaströmung ergibt sich zu

$$h = h_{kin} + h_{th} + h_{ch} + h_i \quad (2.15)$$

$$= \frac{1}{2} v^2 + c_p T + h_{ch} + h_i. \quad (2.16)$$

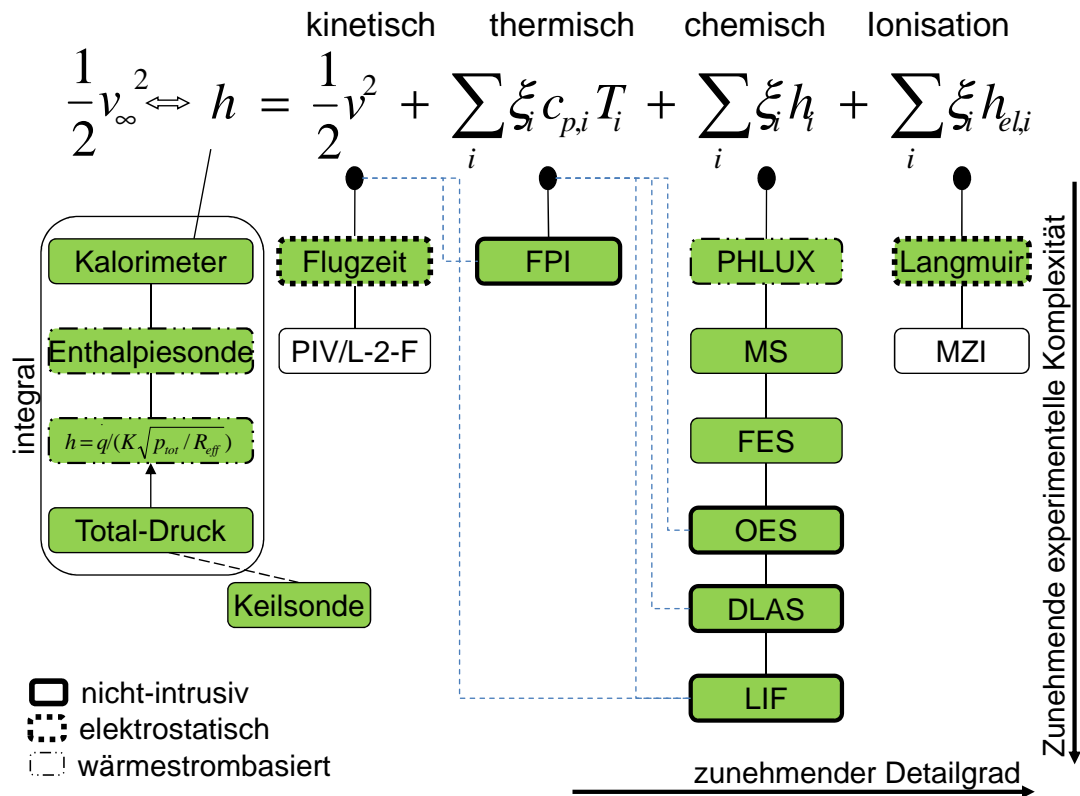


Bild 2.3: Komponenten der Enthalpie und ihre Detektionsmethoden [39]. (FPI: Fabry-Perot Interferometrie, L-2-F: Laser-Zwei-Focus, MS: Massenspektrometrie, OES: Optische Emissionsspektroskopie, LIF: Laser-induzierte Fluoreszenz, PIV: Particle Image Velocimetry, PHLUX: Pyrometric Heat Flux, FES: Festkörper-Elektrolytsensor, DLAS: Dioden-Laser Absorptionsspektroskopie, MZI: Mach-Zehnder-Interferometrie)

Aus der massenspezifischen Enthalpie h kann die Verteilung der verschiedenen Anteile nicht abgelesen werden. Um die einzelnen Enthalpieanteile zu bestimmen, müssen daher verschiedene Messmethoden eingesetzt werden, wie in Bild 2.3 dargestellt [39]. Es wird grob unterschieden zwischen Methoden, die auf Sondenmessungen basieren und somit intrusiv sind und optischen nicht-intrusiven Methoden. Einige Messmethoden können Parameter für die Berechnung von mehreren Anteilen liefern, wie die laserinduzierte Fluoreszenzspektroskopie, die mit der Messung von Teilchendichte, Temperatur und Geschwindigkeit zu der Berechnung des chemischen, thermischen und kinetischen Enthalpieanteils beitragen kann.

Im Folgenden wird zur Messung der massenspezifischen Enthalpie die Ausblasmethode mit einer Enthalpiesonde vorgestellt [40, 41, 42]. Anschließend werden weitere optische Messmethoden diskutiert, die zur Messung der kinetischen, thermischen und chemischen Einzelanteile beitragen.

2.2.1. Enthalpiesonde, Ausblasmethode

Die Messung der spezifischen Enthalpie der Strömung beruht in dieser Arbeit auf der Ausblasmethode. Dabei wird ein definierter Massenstrom eines Kühlmediums, aus einer in der Strömung positio-

nierten Sonde, in die Grenzschicht ausgeblasen. Es stellt sich eine Reduktion der konvektiven Wärmeübertragung ein und somit eine niedrigere Wärmestromdichte auf die Sondenwand. Die Strahlungswärmestromdichte wird vernachlässigt. Auch der Wärmeeintrag durch Diffusion, unter der Annahme eines thermo-chemischen Gleichgewichts, wird als vernachlässigbar angenommen. Die Berechnung der massenspezifischen Enthalpie wird anhand der Messung variiert reduzierter Wärmestromdichten durchgeführt.

Die Wärmestromdichte wird mit einer stationären, kalorimetrischen Messung ermittelt. Dabei wird ein wassergekühlter Probekörper mit einer definierten Oberfläche, isoliert von seiner Halterung, auf die Messposition in die Strömung gebracht. Die Menge und die Temperatur des zu- und abgeführten Wassers wird gemessen. Kennt man zusätzlich noch die thermische Kapazität des Wassers, so ergibt sich folgender Zusammenhang für die Wärmestromdichte:

$$\dot{q}_{kal} = \frac{\dot{m}_{KW}}{A_p} c_{p,KW} (\Delta T_{KW}) \quad (2.17)$$

\dot{q}_{kal} ist die kalorimetrische Wärmestromdichte, \dot{m}_{KW} der Massenstrom des Kühlwassers, A_p die Frontfläche des Sondeneinsatzes, $c_{p,KW}$ die Wärmekapazität des Wassers und ΔT_{KW} die Temperaturänderung des Wassers.

Die Entwicklung der verwendeten Enthalpiesonde basiert auf den Arbeiten von Fasoulas [40] und Löhle [41, 42]. Gleichung (2.18) zeigt den benutzten analytischen Ansatz.

$$\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} = \frac{B}{e^B - 1} \quad (2.18)$$

Mit einer Reihenentwicklung der rechten Seite von Gl.(2.18) ergibt sich

$$\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} = 1 - 0.5B + 0.083B^2 \quad (2.19)$$

Dabei ist B der Massenadditionsfaktor

$$B = \frac{\rho_w v_w}{\rho_\infty v_\infty St_0} = \frac{\rho_w v_w}{\dot{q}_0} (h_\infty - h_w), \quad (2.20)$$

\dot{q}_0 die messbare Wärmestromdichte ohne Kühlmassenstrom und St_0 die Stantonzahl ohne Kühlmassenstrom, welche definiert wird als Ratio zwischen gemessenem und maximal möglichem Wärmestrom,

$$St_0 = \frac{\dot{q}_0}{\rho_\infty v_\infty (h_\infty - h_w)}. \quad (2.21)$$

Mit der Beziehung des bekannten Massenstroms und der effektiven Austrittsfläche des Kühlgases,

$$\rho_w v_w = \frac{\dot{m}}{A}, \quad (2.22)$$

bleibt noch die Enthalpiedifferenz, $(h_\infty - h_w)$, als Unbekannte. Es wird an einer Position die Abhängigkeit der Reduktion des Wärmestroms durch den Kühlgasmassenstrom gemessen. Durch Variation der Enthalpiedifferenz und den Vergleich mit der theoretischen Funktion wird somit die lokale Enthalpie bestimmt.

2.2.2. Semi-empirische Berechnung der Enthalpie

In der Vergangenheit wurde die lokale massenspezifische Enthalpie über die Messung der Wärmestromdichte und des Totaldrucks bestimmt. Für eine vollkatalytische Oberfläche und unter Annahme eines thermischen und chemischen Gleichgewichts kann die massenspezifische Enthalpie h_∞ nach Zoby [43] mit

$$h_\infty = \frac{\dot{q}_{fc}}{K \sqrt{\frac{p_{tot}}{R_{eff}}}} \quad (2.23)$$

angenähert werden. Dabei ist \dot{q}_{fc} die vollkatalytische (kalorimetrisch) gemessene Wärmestromdichte. R_{eff} ist der effektive Nasenradius der eingesetzten Sonde. In dieser Arbeit wird ein runder Sondenkopf verwendet, siehe Kapitel 3.3.2, dessen effektiver Nasenradius dem geometrischen Radius entspricht. Der Totaldruck im Staupunkt ist p_{tot} und K eine gasspezifische Konstante. Die Ergebnisse dieser Methode werden vergleichend mit den Enthalpiesondenmessungen in Kapitel 5.2 diskutiert. Kern der Diskussion ist die gasspezifische Konstante, die für die Auswertung des semi-empirischen Ansatzes benötigt wird. Dem Autor sind für reines CO_2 drei verschiedene Konstanten bekannt, anhand derer ein Vergleich zu der Sondenmessung möglich ist. Die Ergebnisse der Messungen in dieser Arbeit erlauben die Berechnung einer eigenen Konstante, die vor dem Hintergrund der unterschiedlichen Testbedingungen mit den anderen verglichen wird.

2.3. Optische Emissionsspektroskopie OES

Um Aussagen über die einzelnen Anteile der Enthalpie treffen zu können, müssen weitere Methoden angewandt werden. Die optische Emissionsspektroskopie bietet aussagekräftige Ergebnisse, wie die Identifikation von vorhandenen Spezies und die Ermittlung ihrer Temperaturen, bei moderatem technischen Aufwand.

Einige wichtige Grundlagen zum Verständnis der optischen Emissionsspektroskopie werden im Folgenden kurz vorgestellt. Detailliertere Beschreibungen können vor allem den zitierten allgemeinen Werken von Herzberg [44, 45] und Demtröder [46] entnommen werden.

Atome und Moleküle haben diskrete Energiezustände. Bei Atomen ist nur der elektronische Zustand vorhanden. Bei Molekülen kommen noch ein rotatorischer und vibratorischer Zustand hinzu. Mit der Born-Oppenheimer-Näherung ist es möglich, die Gesamtenergie des Zustandes eines Moleküls, wie in Gl. (2.24) dargestellt, anzugeben. Die Näherung stützt sich auf den Vergleich der kinetischen Energie zwischen Atomkern und Elektronen. Die kinetische Energie des Kerns ist kleiner und erlaubt

somit eine getrennte Beschreibung [46]. Für ein Molekül setzt sich also ein Energiezustand aus einem elektronischen Term E_e , einem vibratorischen Term E_v , wobei v für die Vibrationsquantenzahl steht, und einem rotatorischen Term E_{J_r} , zusammen mit J_r als Rotationsquantenzahl:

$$E = E_e + E_v + E_{J_r}. \quad (2.24)$$

Durch eine quantenmechanische Betrachtung sind Auswahlregeln definiert, die strahlungsbehaftete Übergänge zwischen diesen Zuständen beschreiben [44]. Bei den Übergängen werden Photonen emittiert oder absorbiert. Die Energiedifferenz für solch einen Vorgang ist angegeben mit

$$E_i - E_k = h\nu, \quad (2.25)$$

wobei i für den oberen und k für den unteren Energiezustand stehen. h ist das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Übergangsfrequenz. Die Wahrscheinlichkeit W für eine Absorption ist gegeben mit

$$W_{ki} = B_{ki} w_\nu(\nu). \quad (2.26)$$

Dabei ist $w_\nu(\nu) = n(\nu) h\nu$ die spektrale Energiedichte mit $n(\nu)$ als Anzahl der Photonen im Einheitsintervall $\Delta\nu = 1 \text{ Hz}$. B_{ki} wird als Einsteinkoeffizient für die Absorption genannt. Analog dazu gibt es auch den Einsteinkoeffizienten für die stimulierte Emission B_{ik} . Spontane Emission mit dem Einstein-Koeffizienten A_{ik} geschieht gänzlich ohne äußeren Einfluss und ihr Kehrwert gibt die spontane Lebensdauer τ an, also die Lebensdauer, bei der die Besetzungsdichte auf $1/e$ ihres Anfangswertes gesunken ist. Die Beziehungen der Einsteinkoeffizienten untereinander sind [46] :

$$B_{ik} = \frac{g_k}{g_i} B_{ki} \quad (2.27)$$

und

$$A_{ik} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{ik}, \quad (2.28)$$

wobei $g = 2J+1$ das statistische Gewicht (d.h. die Zahl der energetisch entarteten Unterniveaus) eines Zustandes mit J als Gesamtdrehimpulszahl ist. Die Einsteinkoeffizienten werden bestimmt durch einen Koeffizientenvergleich aus der Planck-Formel

$$w_\nu(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad (2.29)$$

und der Formulierung für die spektrale Energiedichte

$$w_\nu(\nu) = \frac{\frac{A_{ik}}{B_{ik}}}{\frac{g_i}{g_k} \frac{B_{ik}}{B_{ki}} e^{h\nu/k_B T} - 1}, \quad (2.30)$$

die sich aus dem Gleichgewicht der Emissions- und Absorptionsrate

$$A_{ik}N_i + B_{ik} \cdot w_\nu(\nu) \cdot N_i = B_{ki} \cdot w_\nu(\nu) \cdot N_k \quad (2.31)$$

und der Boltzmann-Verteilung

$$\frac{N_i}{N_k} = \frac{g_i}{g_k} e^{-(E_i - E_k)/k_B T} = \frac{g_i}{g_k} e^{-h\nu/k_B T}, \quad (2.32)$$

ergibt. Mit den bereits eingeführten Größen folgt die Gleichung für die spektrale Intensität [44] zu

$$I_{ik} = N_i \cdot h\nu_{ik} \cdot c \cdot A_{ik}. \quad (2.33)$$

Die Menge der absorbierten oder emittierten Strahlung eines bestimmten Energiezustandes hängt also von der Bevölkerung der Moleküle oder Atome in dem entsprechenden Zustand ab. In einem thermischen Gleichgewicht folgt die Population der Energiezustände der beschriebenen Boltzmann-Verteilung [46] Gl.(2.32).

Die spektrale Intensität in Gl (2.33) stellt einen monochromatischen Fall dar, der so jedoch nicht vorkommt. Es werden stets Linienprofile beobachtet, die um eine maximale Frequenz $\nu_0 = \nu_{ik}$ eine Intensitätsverteilung im Frequenzintervall $\delta\nu = |\nu_1 - \nu_2|$ darstellen. Bilden ν_1 und ν_2 die Grenzen der Intensität, bei denen diese auf die Hälfte des Maximums bei ν_0 fallen, so wird $\delta\nu$ als die Halbwertsbreite bezeichnet (FWHM). Ohne fremde Einflüsse, also nur durch die endliche Abstrahldauer des Atoms bedingt, wird diese Halbwertsbreite als natürliche Linienbreite bezeichnet und das entsprechende Linienprofil heißt Lorentz-Profil [46]

$$P_\omega(\omega) = \frac{P_0 \cdot \gamma/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2}. \quad (2.34)$$

P_ω ist die spektrale Strahlungsleistung, γ die Halbwertsbreite und $\omega = 2\pi\nu$ die Kreisfrequenz. Bild 2.4 zeigt solch ein Lorentz-Profil im Vergleich zu einem Gaußprofil. Das Gaußprofil, beschrieben durch

$$P_D(\omega) = P(\omega_0) \cdot \exp\left(-\frac{c(\omega - \omega_0)}{\omega_0(2k_B T/m)^{1/2}}\right) \quad (2.35)$$

mit $(4 \cdot \ln 2)^{-1/2} \approx 0,6$ auch

$$P_D(\omega) = P(\omega_0) \cdot \exp\left(-\frac{\omega - \omega_0}{0,6 \omega_D}\right), \quad (2.36)$$

ist bedingt durch die Bewegung der angeregten Atome und den relativ zu einem Beobachter auftretenden Dopplereffekt mit einer entsprechenden Dopplerbreite $\delta\omega_D$ der Spektrallinie

$$\delta\omega_D = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8 \cdot k_B T \cdot \ln 2}{m}}. \quad (2.37)$$

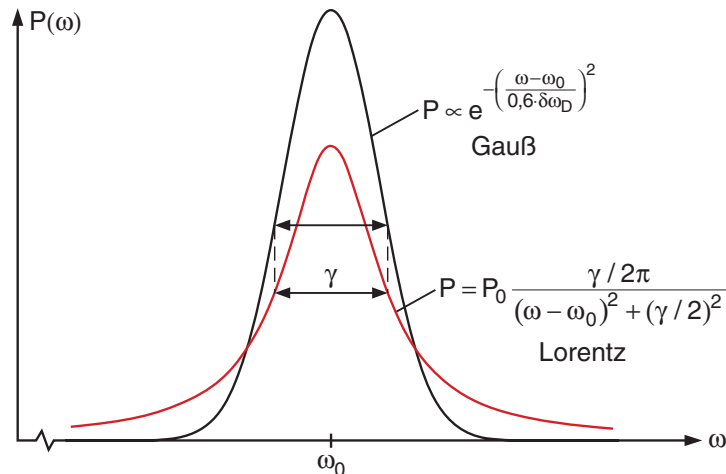


Bild 2.4: Vergleich von Lorentz- und Gauß-Profil mit gleicher Halbwertsbreite [46]

Der Vergleich zwischen natürlicher Linienbreite und der Dopplerverbreiterung bei sichtbaren Wellenlängen zeigt einen Unterschied von zwei Größenordnungen [47]. Sind Mechanismen beteiligt, die Verbreiterungen gleicher Größenordnung bewirken, so müssen die Profildfunktionen gefaltet werden. Für den Fall der Faltung eines Gauß-Profiles mit einem Lorentz-Profil erhält man ein Voigt-Profil. Das Voigt-Profil ist analytisch nicht exakt beschreibbar und wird hier entsprechend den Analysen von Liu [48] und Olivero [49] empirisch angenähert.

2.3.1. PARADE

PARADE (engl. für Plasma Radiation Database) ist eine Datenbank, die für die Berechnung der Strahlung bei atmosphärischen Eintritten am IRS entwickelt wird [50]. Damit können unter anderem Emissionsspektren von elektronisch angeregten Atomen und Molekülen berechnet werden. Die Population der rotatorischen und vibratorischen Anregungsmoden werden unter Annahme einer Boltzmann-Verteilung in Abhängigkeit von den rotatorischen, vibratorischen, translatorischen und elektronischen Anregungstemperaturen berechnet. Die Datenbank wird kontinuierlich ausgebaut [51] und schließt mittlerweile auch Dissoziationsspezies von CO_2 ein, die den Gebrauch von PARADE für diese Arbeit sinnvoll machen. PARADE wird folgendermaßen angewendet: Die gemessenen Spektren liegen als diskrete Intensitätswerte bei den beobachteten Wellenlängen vor. Mit der im Vergleich zur Messung gleichen Auflösung und Wellenlängengrenzen wird mittels PARADE ein Spektrum der ausgesuchten Spezies erzeugt. Dazu sind die oben genannten Temperaturen und Teilchendichten vorzugeben. Diese Vorgaben werden so variiert bis das simulierte PARADE-Spektrum dem gemessenen entspricht. Überlagerungen von Emissionen gestalten diesen Anpassungsprozess sehr schwierig. Es ist durchaus möglich, dass verschiedene Kombinationen von Temperaturen und Anteilen von Spezies zu ähnlichen Ergebnissen führen können. Das bedeutet, dass die erzielbaren Ergebnisse nicht eindeutig sein müssen. Dennoch werden die so ermittelten Temperaturen als sinnvolle Näherungen betrachtet.

2.4. Laserinduzierte Fluoreszenzspektroskopie

Die bisherige kurze theoretische Einführung zum Verständnis der Plasmen und der optischen Emissionsspektroskopie basiert auf Erkenntnissen der vergangenen 100 Jahre. Bei dem Thema Laserspektroskopie sieht es anders aus, wenn man bedenkt, dass Laser erst ca. Mitte des 20. Jahrhunderts einsatzfähig wurden. Die Laserspektroskopie als Anwendung kann zwar mit ihrem allgemeinen, theoretischen Hintergrund Werken wie z.B. Demtröder [47, 52] entnommen werden, aber spezielle Anwendungen, wie die folgend diskutierte Zwei-Photonen laserinduzierte Fluoreszenzspektroskopie, wurde, wie sie in dieser Arbeit Verwendung findet, erst in den 1980'ern entwickelt und einige benötigte Kennwerte erst in diesem Jahrtausend veröffentlicht. Aus diesen Gründen wird die für das Verständnis dieser Arbeit notwendige Theorie vor allem mit den recherchierten Einzelveröffentlichungen von Payne [53], Bamford [54, 55], Saxon [56], Huang [57], Alekseev [58, 59], Göhlich [60], Niemi [61, 62] und Döbele [63] vorgestellt.

Laserinduzierte Fluoreszenzspektroskopie (LIF) ist eine aktive Methode, um Dichten, Temperaturen und Geschwindigkeiten von Atomen sowie Molekülen zu messen. Dabei wird möglichst diskrete Laserstrahlung genutzt, um die zu untersuchende Spezies von einem Ausgangszustand unter Absorption von Photonen in einen angeregten, energetisch höheren Zustand zu heben. Hierbei soll unterschieden werden, ob die Anregung mittels eines oder mehrerer Photonen herbeigeführt wird, also ob mehrere Photonen mit der Frequenz ν gleichzeitig absorbiert werden. Somit ergibt sich die benötigte Anregungsenergie E eines Niveaus durch die Summe der Energie $h\nu$ der einzelnen Photonen,

$$\Delta E = \sum_i h\nu_i. \quad (2.38)$$

Die folgende Abregung auf einen energieärmeren Zustand kann in Verbindung mit der Emission eines Photons erfolgen und als Fluoreszenz gemessen werden. Beim Vergleich der Ein-Photonen-LIF und Mehr-Photonen-LIF (MALIF) stellt man fest, dass beide Methoden sich ergänzen. LIF ist zwar viel sensitiver, jedoch durch die Forderung nach optischer Transmission des Mediums beschränkt [63]. Typischerweise wird Einphotonen-LIF bei Dichten bis zu 10^{11} cm^{-3} eingesetzt, da das Medium darüber optisch dicht wird. Die weniger effizienten MALIF Methoden haben aufgrund der optischen Auswahlregeln mindestens einen Zwischenzustand bei der Abregung zwischen dem angeregten Niveau und dem Grundzustand und können so bei viel höheren Dichten eingesetzt werden. Dabei folgt die Amplitude der Fluoreszenz proportional der n -ten Potenz der Laserenergie, wobei n die Anzahl der gleichzeitig absorbierten Photonen angibt. Das bedeutet, dass MALIF ein Prozess n -ten Grades ist und die Wirkungsquerschnitte dementsprechend klein sind. Die Fluoreszenz wird meistens im visuellen und infraroten Bereich beobachtet. Die Diskussion der Zwei-Photonen laserinduzierten Fluoreszenz (engl. TALIF), insbesondere die Messung von absoluten Teilchendichten, kann gut anhand der Arbeiten von (chronologisch) Bamford [55], Fletcher [64], Amorim [65], Niemi [62], Grinstead [17] und Döbele [63] nachvollzogen werden.

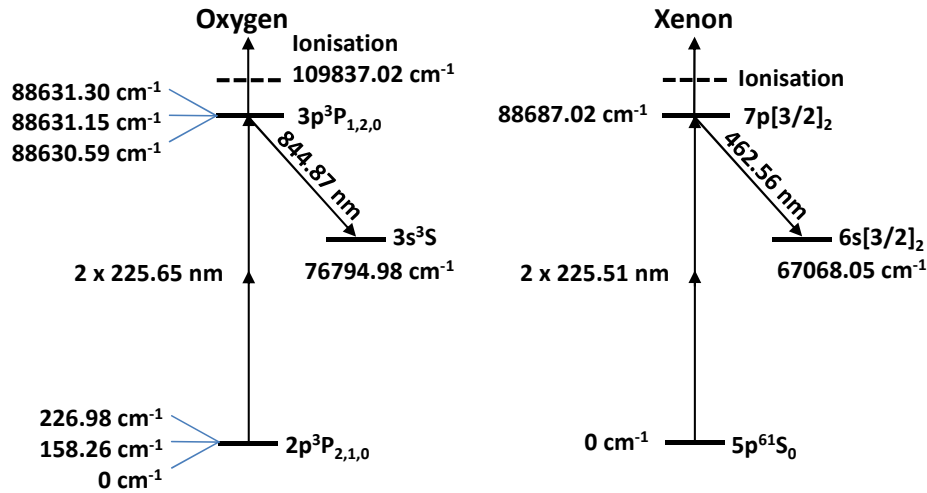


Bild 2.5: TALIF-Anregungsschema für Sauerstoff und Xenon mit Energieangabe in Wellenzahlen $1/\text{cm}$

2.4.1. Zwei-Photonen laserinduzierte Fluoreszenz des Grundzustandes

In dieser Arbeit wird die Methode der Zwei-Photonen laserinduzierten Fluoreszenz eingesetzt, um atomaren Sauerstoff quantitativ zu untersuchen. Die Messung der Teilchendichte, Geschwindigkeit und der translatorischen Temperatur beruht auf der Anregung einer Spezies aus ihrem Grundzustand. Dazu ist eine diskrete Energie und somit eine entsprechende Wellenlänge des Lasers erforderlich. Untersucht man den Wellenlängenbereich um die Zentralwellenlänge, so erhält man ein Absorptionsprofil. Ein Profil hat eine Breite in Abhängigkeit der kinetischen Energieverteilung der Spezies. Die Amplitude der Fluoreszenzintensität entspricht dem häufigsten Anteil der kinetischen Energie der Spezies. Für quantitative Aussagen sind Kalibriermessungen notwendig. Spektral passend wird Xenon als Kalibrierpartner verwendet. Die Übergänge zwischen den Zuständen für Sauerstoff sowie Xenon sind in Bild 2.5 dargestellt. Für die Kalibrierung der Messungen am Sauerstoffübergang ($3p^3P_{1,2,0} \leftarrow 2p^3P_2$ bei $\lambda = 225.65 \text{ nm}$ [61]) im Kohlenstoffdioxidplasma, wird die Zwei-Photonen-Resonanz von Xenon ($7p[3/2]_2 \leftarrow 5p^6^1S_0$ bei $\lambda = 225.51 \text{ nm}$) benutzt. Für quantitative Messungen wird auch der relevante Wirkungsquerschnitt der Absorption benötigt. Dieser gibt die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung zwischen Photonen und Atom an und hat die Einheit einer Fläche. Bildlich kann man sich den Wirkungsquerschnitt als die Größe der Fläche einer Zielscheibe vorstellen. Der Wirkungsquerschnitt der gleichzeitigen Absorption von zwei Photonen für den hier untersuchten Übergang von Sauerstoff, also dem Quadrat der Wahrscheinlichkeit für die Absorption eines Photons und somit der sich ergebenden Einheit cm^4 , hat den Wert $(2.66 \pm 0.80) \cdot 10^{-35} \text{ cm}^4$ als experimenteller, über die Frequenz des Übergangs integrierter Wert von Bamford [55] und $(2.638 \pm 0.4) \cdot 10^{-35} \text{ cm}^4$ als theoretisch errechneter Wert von Saxon [56]. Beide Werte, sowohl der experimentell gemessene als auch der theoretisch errechnete, sind nur für Multimodenlaser gültig. Sie sind viele Größenordnungen kleiner als bei der Ein-Photon laserinduzierten Fluoreszenz. Mit diesen Werten von Bamford bestimmte Goehlich den Wirkungsquerschnitt von Xe $7p[3/2]_2$ zu ca. $6,8 \cdot 10^{-36} \text{ cm}^4$ [60]. Trotz des

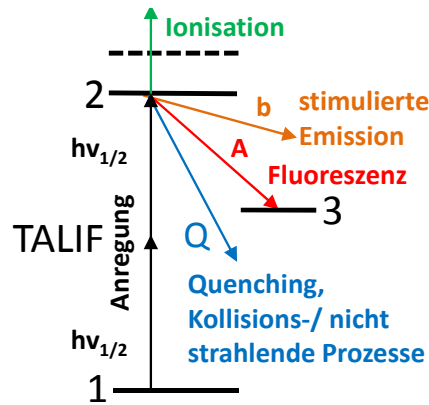


Bild 2.6: TALIF-Anregungsschema

kleinen Wirkungsquerschnitts der TALIF-Methode überwiegen ihre Vorteile. Im vorliegenden Fall werden die Sauerstoffatome bei einer Wellenlänge von etwa 226 nm angeregt. Da zwei Photonen gleichzeitig ihre Energie übertragen, entspricht das der Energie eines Photons mit der Wellenlänge von ca. 113 nm. Allerdings absorbiert die Umgebungsluft Wellenlängen unter 200 nm sehr stark, was folglich ein Vakuum auf der gesamten Laserstrecke oder eine He/N₂-Spülung erfordern würde. Bisher ist die Erzeugung der Laserstrahlung im ultravioletten Bereich mit durchstimmbaren Farbstofflasern in Kombination mit Kristallen zur Frequenzverdopplung moderat in der Komplexität der Umsetzung und wirtschaftlich attraktiver als die Alternativen.

Eine Kalibrierung der quantitativen TALIF-Messung wurde von Goehlich vorgestellt [60]. Dabei bedient man sich eines Edelgases, welches einen spektral sehr naheliegenden Zwei-Photonen-Übergang hat. Dies führt zu einer Vereinfachung des Verfahrens, da man unter anderem die lokale und spektrale Laserintensität für Experiment- und Kalibriermessung als identisch annehmen darf. Eine anschauliche Erklärung der quantitativen Zusammenhänge kann mit Hilfe eines Ratenmodells anhand von Bild 2.6 dargestellt werden.

Das Modell wird vereinfacht, indem die unerwünschten Konkurrenzeffekte wie Ionisation und stimulierte Emission als vernachlässigbar angenommen werden. Diese Effekte werden später in Kapitel 2.4.2 erläutert und die Annahme ihrer Vernachlässigung diskutiert.

Betrachtet man den Grundzustand 1 in Bild 2.6 ohne Einfluss der Ionisation und der stimulierten Emission, so erhält man die Ratengleichung

$$\frac{dn_1(t)}{dt} = -n_1(t)R(t). \quad (2.39)$$

Für das angeregte Niveau 2 gilt

$$\frac{dn_2(t)}{dt} = n_1(t)R(t) - n_2(t)[Q + A], \quad (2.40)$$

mit der Anregungsrate R , der Quenchingrate Q , also der Summe der Lösungsprozesse durch Stöße, die nicht zur Emission beitragen, und der Fluoreszenzrate A .

Nach Goehlich [60] gilt für die Anregungsrate der Zusammenhang

$$R(t) = G^{(2)} \sigma^{(2)} g(\Delta\nu) \left(\frac{I_0(t)}{h\nu} \right)^2. \quad (2.41)$$

Fluktuationen der Laserintensität im Bereich von Pikosekunden (10^{-12} s) können vom Detektionssystem nicht aufgelöst werden. Dies führt zur Einführung des photonenstatistischen Faktors $G^{(2)}$, um den Wirkungsquerschnitt des Zwei-Photonen Prozesses für die fluktuierende Laserintensität zu korrigieren. Der Faktor hat den Wert 2 für Laser mit Multimodencharakter, wie das hier benutzte Lasersystem (Nd:YAG und Farbstofflaser) [53]. Nach Bamford und Payne ist folgender Zusammenhang anwendbar [55, 53]:

$$G^{(2)} = \frac{\langle f^2(t) \rangle}{\langle f(t) \rangle^2} = \frac{\langle f^2(t) \rangle}{F^2(t)}. \quad (2.42)$$

Es sei $f(t)$ ein zeitliches Profil der Laserintensität und $F(t)$ die Mittlung von $f(t)$ über eine Zeit, die lang im Vergleich zur Kohärenzlänge des Lasers ist, aber kurz zur Laserpulslänge. Es wird eine Korrelationsfunktion zweiten Grades angewandt und die gleichzeitige Absorption von zwei Photonen berücksichtigt. Dabei symbolisieren die Klammern $\langle \rangle$ eine Mittlung über eine Zeitskala von der Größenordnung der Laserkohärenz, die kurz ist gegenüber der Laserpulslänge. Eine Detektion im Versuch misst die Pumprate $\hat{\sigma}^{(2)}$ auf der Frequenz ν mit der Mittlung der Ansprechzeit des Detektors. Dementsprechend gilt

$$\hat{\sigma}^{(2)}(\nu) F^2(t) = \sigma^{(2)}(\nu) \langle f^2(t) \rangle. \quad (2.43)$$

Die Kombination der Gl. (2.42) und (2.43) ergibt

$$\hat{\sigma}^{(2)}(\nu) = \sigma^{(2)}(\nu) G^{(2)}, \quad (2.44)$$

wobei $\sigma^{(2)}(\nu)$ den tatsächlichen Wirkungsquerschnitt darstellt.

Integriert man nun Gl. (2.39) und nimmt an, dass der Grundzustand durch kleine Laserintensitäten nur unmerklich entvölkert wird, so ergibt sich

$$n_1(t) = n_0 e^{(-\int_0^t R(t') dt')} \approx n_0. \quad (2.45)$$

Unter der gleichen Annahme folgt für Gl. (2.40)

$$n_2(t) = n_0 \int_0^t R(t') e^{-(A+Q)(t-t')} dt'. \quad (2.46)$$

Die Anzahl der Fluoreszenzphotonen n_f (als Entvölkerungskanal auf ein Zwischenniveau 3, siehe Bild 2.6) pro Einheitsvolumen kann angegeben werden durch die klassische Formel der Emission, d.h.

$$n_f = A_{23} \int_0^{\infty} n_2(t) dt \quad (2.47)$$

oder

$$n_f = n_0 \frac{A_{23}}{A + Q} \int_0^{\infty} R(t') dt'.$$

Einsetzen der Anregungsrate ergibt

$$n_f = n_0 \frac{A_{23}}{A + Q} \frac{G^{(2)} \sigma^{(2)}}{(h\nu)^2} g(\Delta\nu) \int_0^{\infty} I_0^2(t) dt.$$

Betrachtet man die Laserstrahlfläche als örtlich konstant, so wird das Integral der Intensität reduziert auf einen Faktor aus dem Verhältnis zwischen Laserenergie E_L und der Laserstrahlfläche A_L und dem zeitlichen Integral des Laserpulses $\int_0^{\infty} F^2(t) dt$. Es ergibt sich

$$n_f = n_0 \frac{A_{23}}{A + Q} \frac{G^{(2)} \sigma^{(2)}}{(h\nu)^2} g(\Delta\nu) \frac{E_L^2}{A_L^2} \int F^2(t) dt. \quad (2.48)$$

Die Betrachtung der Fluoreszenz in einem konstanten Detektionsvolumen V_D liefert schließlich das Signal des Photomultipliers

$$S = \frac{\Omega}{4\pi} \eta V_D n_f, \quad (2.49)$$

dabei ist $\frac{\Omega}{4\pi}$ der beobachtete Raumwinkel η ein Summenfaktor für die Transmission der optischen Elemente im Detektionsweg und die spektrale Sensitivität des Photomultipliers. Setzt man Gl. (2.48) in Gl. (2.49) ein so erhält man

$$S = \frac{\Omega}{4\pi} \eta V_D n_0 \frac{A_{23}}{A + Q} \frac{G^{(2)} \sigma^{(2)}}{(h\nu)^2} g(\Delta\nu) \frac{E_L^2}{A_L^2} \int F^2(t) dt. \quad (2.50)$$

Integriert man Gl. (2.50) spektral über die gesamte Linienbreite der Zwei-Photonen-Resonanz, löst nach der Teilchendichte n auf und wendet Gl. (2.50) auf Xenon und Sauerstoff an, so erhält man

$$n_O = \frac{S_{O,int}}{S_{Xe,int}} \frac{E_{L,Xe}^2}{E_{L,O}^2} \frac{\eta_{Xe}}{\eta_O} \frac{A_{Xe}}{A_{Xe} + Q_{Xe}} \frac{A_O + Q_O}{A_O} \frac{\sigma_{\omega,Xe}^{(2)}}{\sigma_{\omega,O}^{(2)}} \frac{g(\Delta\nu_{Xe})}{g(\Delta\nu_O)} n_{Xe}. \quad (2.51)$$

In Gl. (2.51) sind nun alle Größen messbar oder aus der Literatur zu entnehmen. Größen wie der Raumwinkel, das Detektionsvolumen, die Photonenenergie und das zeitliche Verhalten des Laserpul-

ses sind in beiden Messungen gleich, sodass sie sich eliminieren. Der Term $g(\Delta v_{Xe})/g(\Delta v_O)$ steht für das Verhältnis der Linienbreiten bei der Kalibrierung und dem Experiment. Bedingt durch den großen Temperaturunterschied (Kaltgaszelle (Xe) - Plasmaströmung (O)) ist die Linienbreite von Sauerstoff deutlich größer.

2.4.2. Konkurrenzeffekte

Bei TALIF-Messungen mit dem Ziel Teilchendichten zu bestimmen, müssen Konkurrenzeffekte zu der beschriebenen spontanen Abregung des durch Zwei-Photonenabsorption angeregten Niveaus berücksichtigt werden. Sie müssen entweder, wie die Stoßauslöschung Q in Bild 2.6 quantifiziert werden und in Gl. (2.51) einfließen oder durch zusätzliche Messungen als vernachlässigbar bestätigt werden.

Quenching

Bei höheren Drücken ist die strahlungslose Stoßauslöschung erheblich, kann aber aus den Messdaten ermittelt werden. Dabei wird die Abklingkurve der Fluoreszenz über der Zeit betrachtet. Mit einer Parameterbestimmung an einer Exponentialfunktion wird dann die Abklingkonstante bestimmt. Zu beachten ist dabei die Antwortfunktion des Detektionssystems, da sonst ein Verfälschen des Ergebnisses, von der Größenordnung des Ergebnisses selbst, möglich wäre. Die Antwortfunktion des in dieser Arbeit angewandten Systems wurde von Eichhorn [12] untersucht und seine Ergebnisse werden hier weiterverwendet. Wichtig ist auch der Vergleich zur Laserpulsdauer, da diese die Abklingkurve maßgeblich beeinflussen kann. Bei der Parameterbestimmung der Abklingkurve wurde die Störung durch die Laserpulsdauer berücksichtigt, indem die ersten fünf Nanosekunden ausgeschlossen wurden. In Bild 2.7 sind Abklingkurven der Fluoreszenz für die Messung des Sauerstoffs und der Kalibrierung mit Xenon dargestellt.

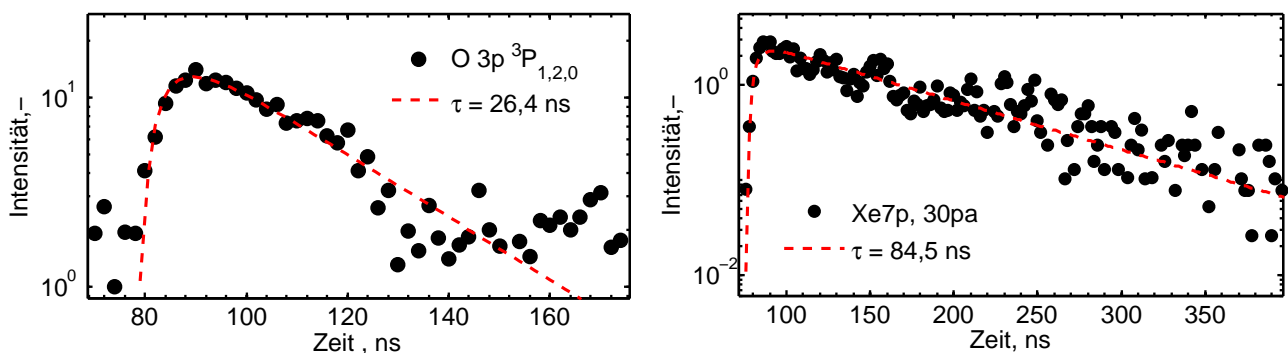


Bild 2.7: Abklingkurven der Fluoreszenz von Sauerstoff bei relevanten Testbedingungen (links) und Xenon (rechts)

Das Maß an Stoßlöschung der Fluoreszenz lässt sich mit dem Verhältnis von der gemessenen Lebensdauer zu der natürlichen, von Stößen nicht verkürzten Lebensdauer beschreiben. Diese wird zur

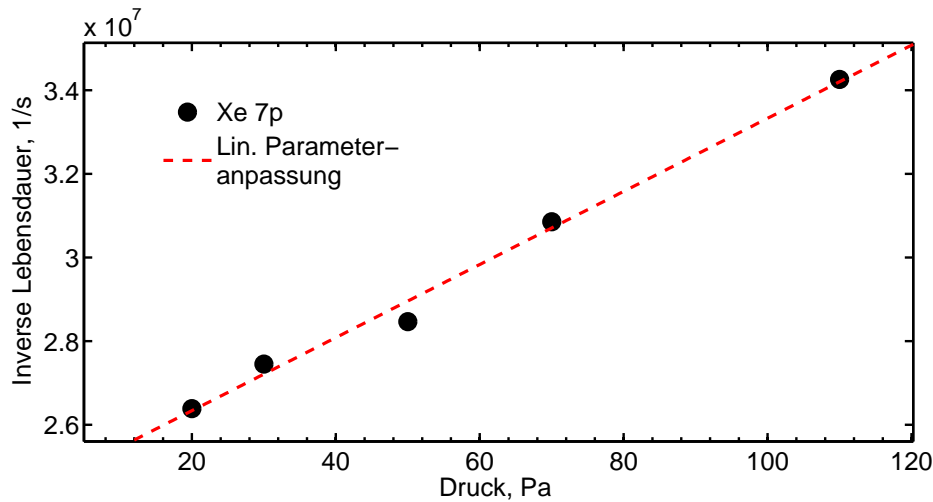


Bild 2.8: Stern-Volmer-Plot für Xenon 7p[3/2]

Berechnung der Teilchendichten in Gl. (2.51) benötigt und führt mit der Gleichung

$$A_i = \frac{1}{\tau_i} + k_q^i n_q \quad (2.52)$$

zu der Korrelation zwischen dem Einsteinkoeffizienten A der Lebenszeit τ dem Quenchingkoeffizienten k_q^i und der Teilchendichte n , wobei nach dem idealen Gasgesetz bei konstanter Temperatur die Teilchendichte proportional zum Druck ist. Gleichung (2.52) stellt die Beziehung für ein Medium mit nur einer Komponente dar.

Am Beispiel der Messung an Xenon 7p[3/2] sind die Lebenszeiten über der Druckvariation in Bild 2.8 als ein sogenannter Stern-Volmer Plot dargestellt. Es ist eine lineare Beziehung zu sehen. Eine Extrapolation der Regressionsgeraden auf den Schnittpunkt mit der Ordinate, also eine Lebensdauer bei einem virtuellen Druck von 0 Pa, führt zur natürlichen Lebensdauer. Im Falle von Xe 7p[3/2] wurde die natürliche Lebensdauer zu ca. 110 ns bestimmt. Das Ergebnis ist vergleichbar mit den von Eichhorn [12] aus der Literatur zusammengetragenen Werten, die zwischen 75 und 200 ns liegen. Für den Fall des betrachteten Sauerstoffübergangs $O\ 3p^3P_{1,2,0}$ wurde die natürliche Lebensdauer von $\tau = 35$ ns aus der Literatur [61] entnommen.

Laserintensitätsbedingte Effekte

Durch zu hohe Laserintensitäten kann es zu einer erheblichen Entvölkerung des Grundzustandes kommen und der angeregte Zustand 2 (siehe Bild 2.6 in Kapitel 2.4.1) ist ähnlich bevölkert wie der Grundzustand. Eine verstärkte stimulierte Emission vom Zustand 2 muss dann berücksichtigt werden.

Verstärkte spontane Emission (engl. amplified spontaneous emission ASE) kann ebenfalls bei zu hoher Laserintensität auftreten. Dabei baut sich eine Besetzungsinversion dadurch auf, dass der angeregte Zustand 2 langsamer entleert wird als Zustand 3. Es entsteht eine Verstärkung der Fluoreszenz

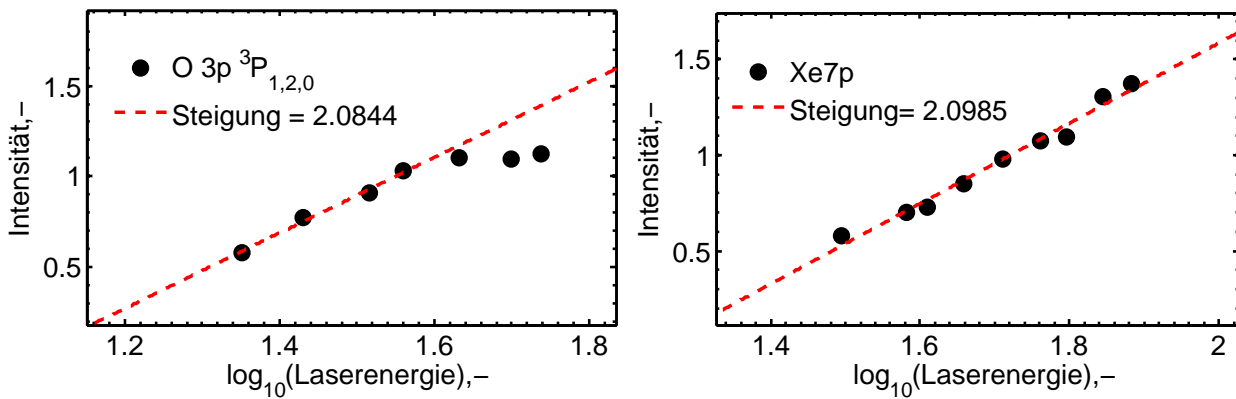


Bild 2.9: Nachweis der quadratischen Abhängigkeit der Fluoreszenz zu Laserenergie ($S \propto E_L^2$) für Sauerstoff (links) und Xenon (rechts)

durch stimulierte Emission. Die Verstärkung tritt im Gebiet des Lasers auf, sodass zusätzliche Strahlung in beide Richtungen des Laserfeldes entsteht [54, 62, 57, 66].

Ein weiterer Entvölkerungskanal des angeregten Zustandes ist die Ionisation durch ein zusätzlich absorbiertes Photon, wie in Bild 2.6 angedeutet. Das ionisierte Atom trägt nicht mehr zum Fluoreszenzvorgang bei und vermindert somit das detektierte Signal. Daraus ergeben sich allerdings auch weitere diagnostische Anwendungsmöglichkeiten, wie beispielsweise von Goehlich [60] und Bamford [55] vorgestellt.

Nachweis der erforderlichen Laserintensität

Eine merkliche Ionisation sowie ein Einfluss der beschriebenen Effekte würde die Messung der Grundzustandsdichte erheblich erschweren. Es wird gezeigt, dass die Abhängigkeit der Fluoreszenzsignals S proportional zum Quadrat der Laserenergie E_L ist (siehe Gl. (2.50)). Dies ist ein Nachweis für die berechtigte Vernachlässigung der geschilderten Konkurrenzeffekte. Dazu wird bei der zentralen Anregungsfrequenz des Mediums die Laserenergie variiert und das Fluoreszenzsignal detektiert. Eine doppelt logarithmische Auftragung muss für den Nachweis der Beziehung $S \propto E_L^2$ eine Steigung mit dem Wert 2 zeigen. Bild 2.9 zeigt die Proportionalität der vorliegenden Messungen zum Quadrat der Laserenergie. Eine quantitative Analyse mit dem beschriebenen Auswerteprozess darf nur in diesem quadratischen Bereich erfolgen. Man sieht, dass beim Sauerstoff die quadratische Steigung für die letzten Messpunkte nicht mehr zutrifft, was durch Sättigungseffekte zu erklären ist.

Unter der Voraussetzung der Gültigkeit der in Bild 2.9 gezeigten Beziehung, sind damit die im Kapitel 2.4.1 gemachten Annahmen gerechtfertigt. In den Messungen gilt es, ein Optimum zwischen möglichst niedrigen Laserenergien zu finden, um den quadratischen Bereich nicht zu verlassen und dennoch ein ausreichend intensives Signal der Fluoreszenz zu erhalten. Die Umsetzung erweist sich als sehr zeitaufwändig, denn es fließen nicht nur die Parameter des Laser- und Detektionssystems mit ein, sondern auch die Parameter der Plasmaquelle, die das Signal stark beeinflussen.

2.4.3. Auswertung der Daten

Aus TALIF-Messungen können drei wichtige Größen einer Plasmaströmung bestimmt werden. Die benötigten Signalparameter sind in Bild 2.10 schematisch dargestellt. Für die Translationstemperatur wird die Dopplerverbreiterung als Anteil der Halbwertsbreite des Linienprofils verwendet. Die Verschiebung der zentralen Anregungswellenlänge wird durch den Dopplereffekt bewirkt und ist abhängig von der Geschwindigkeit der betrachteten Spezies. Sie wird durch eine Messung mit einem vektoriellen Geschwindigkeitsanteil der Strömung im Vergleich zu einer Referenzmessung mit einer zur Strömungsachse senkrechten Messung verglichen, bei der der Geschwindigkeitsanteil null ist. Die Integration der ganzen Absorptionslinie des detektierten Fluoreszenzsignals führt zur Teilchendichte des Grundzustandes der angeregten Spezies. Folgend sind die Auswerteverfahren detailliert beschrieben.

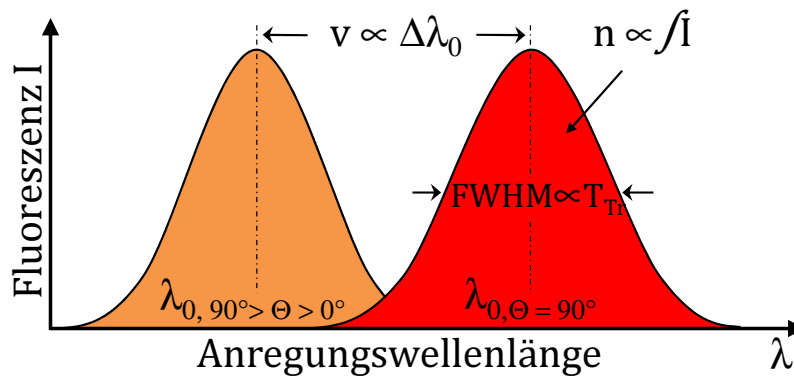


Bild 2.10: TALIF-Auswertungsschema für Translationstemperatur, Geschwindigkeit und Teilchendichte

Translationstemperatur

Um die Translationstemperatur aus den gemessenen Daten erhalten zu können, wird eine Kombination aus Berechnungen und Kurvenparameteranpassungen mit Fehlerquadratminimierung durchgeführt. Der Grund dafür ist das Lorentz-Profil des Lasersystems [12]. Ein Vorgehen wie bei Marx [67] oder Grinstead [17], die lediglich ein reines Gauß-Profil zu behandeln hatten, ist nicht ohne zusätzliche Fehler möglich, da das in dieser Arbeit gemessene Linienprofil einer Faltung aus Lorentz- und Gauß-Profilen entspricht. Diese Faltung resultiert in einem Voigt-Profil [48, 49, 68, 69]. Der Gauß-Anteil kommt durch die Dopplerverbreiterung zustande, während sich der Lorentz-Anteil als Instrumentenverbreiterung aus den wenigen Zyklen in dem Laserresonator ergibt [12]. Die natürliche Linienbreite sowie die Stark- und Druckverbreiterungen können aufgrund der niedrigen Druck- und Ionsationsbedingungen vernachlässigt werden [12, 13]. Der zur Berechnung der Translationstemperatur notwendige Gauß-Anteil der Doppler-Verbreiterung wird in vier Schritten gewonnen, (Bild 2.11). Im ersten Schritt wird die Doppler-Verbreiterung von Xenon $\Delta\lambda_{D,Xe}$ bei Raumtemperatur berechnet. Im zweiten Schritt wird ein Voigt-Profil an die Xenon Kalibriermessung gelegt, wobei der berechnete Gauß-Anteil (Doppler-Verbreiterung) als invariant festgehalten wird. Der sich nun ergebende

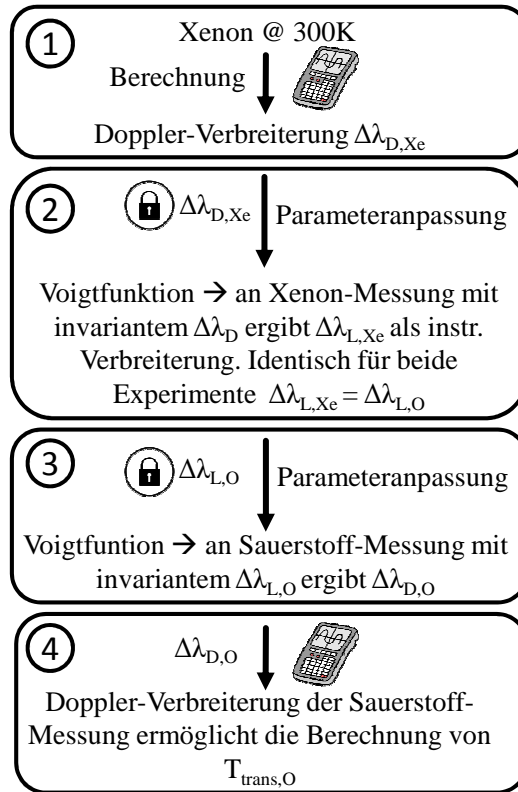


Bild 2.11: Prozedur zur TALIF-Auswertung der Translationstemperatur

Lorentz-Anteil $\Delta\lambda_{L,Xe}$ entspricht der instrumentellen Verbreiterung, welche identisch zu den zeitlich nahen Strömungsmessungen ist: $\Delta\lambda_{L,Xe} = \Delta\lambda_{L,O} = \Delta\lambda_{instr.}$. Der dritte Schritt besteht aus einer Kurvenparameteranpassung eines Voigt-Profiles an die Messdaten aus dem Strömungsexperiment, diesmal jedoch mit dem nun bekannten Lorentz-Anteil als invariantem Parameter. Es ergibt sich folglich der Gauß-Anteil als Doppler-Verbreiterung $\Delta\lambda_{D,O}$ der Sauerstoff-Absorptionslinie, der im vierten Schritt mit der gaskinetischen Formel

$$T_{tr} = \frac{c^2 M_O}{N_A k_B 8 \ln(2)} \frac{\Delta\lambda_D^2}{\lambda_0^2} \quad (2.53)$$

zu der Translationsgeschwindigkeit T_{tr} des Sauerstoffatoms berechnet werden kann. Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit M_O die molare Masse des Sauerstoffs N_A die Avogadro-Konstante k_B die Boltzmann-Konstante und λ_0 die zentrale Wellenlänge der Anregung [70].

Geschwindigkeit

Die Geschwindigkeit wird aus einer Messung mit schräg zur Strömungsachse einfallendem Laserstrahl und einer Referenzmessung mit senkrecht einfallendem Laserstrahl bestimmt. Dabei hat im *schrägen* Fall der Laserstrahl einen vektoriellen Anteil zur Strömungsrichtung in Abhängigkeit des Winkels, während die *senkrechte* Messung keinerlei Anteil zur Strömungsrichtung hat, (Bild 2.12).

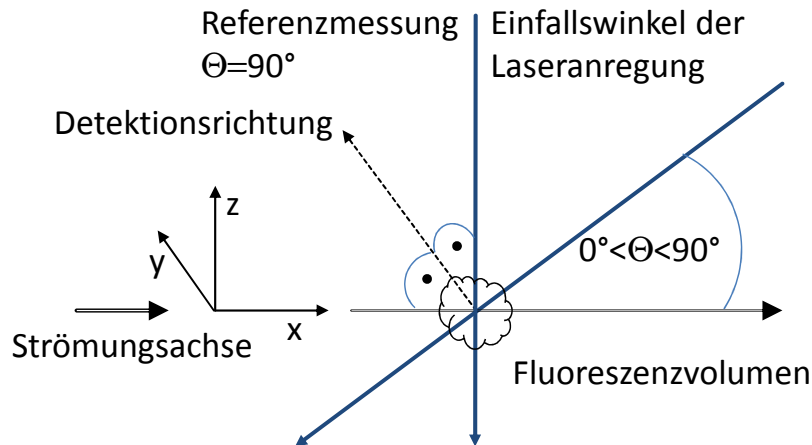


Bild 2.12: Schematische Darstellung der Lasereinfalls- und Detektionswinkel

Bei den Messungen wird eine spektrale Drift des Lasersystems beobachtet, die nicht von der Geschwindigkeit der Strömung abhängt. Die Anregungswellenlänge driftet mit der Zeit bzw. der Temperatur des Lasersystems. Das heißt, dass die angezeigte Wellenlänge nicht der tatsächlich erzeugten Wellenlänge entspricht. Das wird auf die Wärmelast der Plasmaströmung/PWK3 auf den nahestehenden Laser zurückgeführt. Für eine verlässliche Messung der Geschwindigkeit ist eine Messung der Wellenlängendrift notwendig. Dazu werden wiederum Kalibriermessungen mit Xenon vor den eigentlichen Geschwindigkeitsmessungen durchgeführt, sodass eine Messreihe aus mindestens vier Einzelmessungen besteht.

Zuerst wird die zentrale Anregungswellenlänge an Xenon im *schrägen* Fall vermessen und anschließend die *schräge* Messung in der Strömung vorgenommen. Es folgt die *senkrechte* Messung an Xenon, bevor abschließend die Strömung im *senkrechten* Fall vermessen wird, Bild 2.13. Verschiebt sich die Wellenlängenkali­brierung des Lasersystems zwischen der *schrägen* und *senkrechten* Messung, so kann man diese *Drift* mit den zeitlich unmittelbar durchgeführten Xenon-Messungen, die keinen Geschwindigkeitsanteil haben, kompensieren. Dabei wird darauf geachtet, dass das Lasersystem sonst auch keine anderen Veränderungen durchmacht und die Energie dennoch ein zur Detektion notwendiges Minimum über die gesamte Testzeit aufrecht erhält. Nach einigen *heißen* Strömungstests zeigt die Wellenlängendrift des Lasersystems ein Maximum. Die ermittelten Geschwindigkeiten aus den Messreihen mit und ohne Referenzmessungen an Xenon sind gleich.

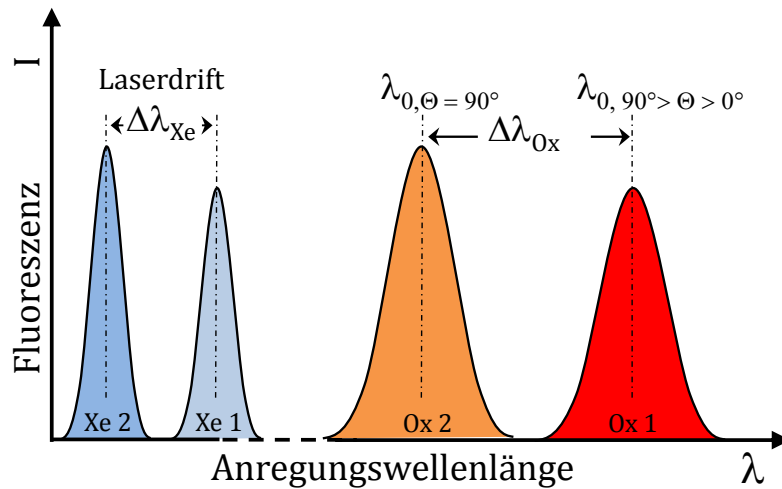


Bild 2.13: Schema der Laserstrahleinkopplung zur Geschwindigkeitsmessung mit TALIF

Teilchendichte

Das Maß für die Teilchendichte des Grundzustands ist das Integral der Fluoreszenzintensität über das vollständige Absorptionsprofil. Das Integral wird unter einem an die Messdaten parameterangepassten Voigt-Profil berechnet, siehe Schema in Bild 2.14. Gleichung (2.51) aus Kapitel 2.4.1 zeigt die Berechnung der Teilchendichte von Sauerstoff, für die eine Kalibrierung notwendig ist. In dem hier vorliegenden Fall wird die Kalibrierung mit Hilfe von Xenon durchgeführt, für die alle erforderlichen Faktoren gemessen oder der Literatur entnommen werden können. Bei der Kalibrierung wird Xenon bei Umgebungstemperatur in einer evakuierten Zelle an der gleichen Messposition der Strömung gebracht, was später in Kapitel 3.4.2 beschrieben wird.

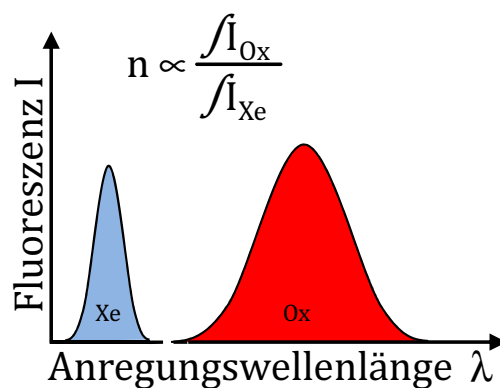


Bild 2.14: Schematische Darstellung der Signalintegration zur Berechnung der Teilchendichte aus Messungen des Sauerstoffs und Xenon

3. Experimenteller Aufbau

Das Institut für Raumfahrtssysteme der Universität Stuttgart verfügt über eine Kombination von sehr leistungsfähigen Anlagen zur Simulation von planetaren Eintrittsbedingungen. Ein breites Spektrum an Druck-, Enthalpie- und Wärmestromdichtebedingungen in verschiedenen Atmosphärenzusammensetzungen ist realisierbar. Zur Bestimmung der vorliegenden Bedingungen steht eine große Auswahl von Messsystemen bereit. Zum Teil wird die Diagnostik am Institut weiterentwickelt und an die neuen Herausforderungen, wie z.B. die Simulation eines Eintrittes am Mars, angepasst. Die in dieser Arbeit genutzten Anlagen werden im Folgenden beschrieben.

Der induktive Plasmagenerator IPG4 wird im Plasmawindkanal PWK3 zur Plasmaerzeugung verwendet. Eine Vakuumanlage mit zahlreichen Pumpen stellt die notwendigen Druckbedingungen für die Experimente bereit. Es werden verschiedene Sonden sowie die optische Emissionsspektroskopie (OES), die Zwei-Photonen laserinduzierte Fluoreszenz (englisch: TALIF) und ein Hochgeschwindigkeitskamarasystem (HSC) als Diagnostik eingesetzt. Dabei sind Sonden als intrusive Messtechnik anzusehen, da sie in die zu vermessende Strömung eingebracht werden und sie somit beeinflussen. Dagegen wird die HSC und OES als nicht-intrusive Messmethode betrachtet, denn sie detektieren nur die Emission des Plasmas. TALIF wird trotz der eingebrachten Laserenregie in das zu vermessende Medium auch als nicht-intrusiv betrachtet, denn die *Störung* wird nur selektiv und kontrolliert zur Messung benutzt, sodass man annehmen kann, dass die Strömung dadurch nicht beeinflusst wird.

Jedes Verfahren hat einen eigenen Weg der Messwertverarbeitung. Bei den Sondenmessungen werden die jeweiligen Rohdaten über Datascan (DATASCAN 7000 Serie, Measurement Systems Ltd) von Messrechnern aufgenommen. Ein Datascan ist mit mehreren Eingangs- und Ausgangskanälen als Schnittstelle zwischen Sensoren und Messrechnern ausgelegt. Die aufgenommenen Strom- oder Spannungswerte der Sensoren, wie z.B. Druckmessdosen und Thermoelemente, werden in physikalische Einheiten umgerechnet und stehen dann in Textdateiformat zur Weiterverarbeitung bereit. Bei den optischen Messverfahren werden verschiedene Softwarelösungen genutzt. Die TALIF-Daten werden durch ein PCI-Oszilloskop (GaGe CS82g) an ein LABVIEW Programm weitergeleitet, wo sie zusammengefasst und formatiert werden. Die Daten der Emissionsspektroskopie werden von einer CCD Kamera aufgenommen, die durch die Software Andor SOLIS (v.4.4.0.0) gesteuert wird. Auch die Hochgeschwindigkeitskamera hat eine eigene Software (TimeBench 2.5.30), mit der die Bilddateien verwaltet und formatiert werden. All diese Rohdaten werden folgend durch selbstgeschriebene Auswerterroutinen (geschrieben in MATLAB R2012a) weiterverarbeitet und mit den notwendigen Kalibrierungen ausgewertet.

3.1. PWK3 und IPG4

Der Plasmawindkanal 3 (PWK3) ist ein ca. 2 m langer zylindrisch geformter Tank, der an seinem Ende durch ein Rohr mit einer Vakuumanlage verbunden ist, Bild 3.1. Auf der Vorderseite ist ein Generator an dem flach ausgeführten Tankdeckel angeflanscht. Verschiebbare Fensterflansche sind als



Bild 3.1: Der Plasmawindkanal 3 (PWK3, Tank 9) am Institut für Raumfahrtssysteme der Universität Stuttgart

optische Zugänge auf beiden Seiten in Generatornähe und auf der Oberseite des Tanks angebracht. Ein zweiachsiger Verfahrtsch, von außen steuerbar, ist im Tank für den Einsatz von Sonden verbaut. Der PWK3 besteht aus Edelstahl (V4A) um die reaktiven Plasmen, vor allem den sauerstoffhaltigen Mischungen, standzuhalten. Die hohen Wärmestromdichten während der Tests erfordern eine Wasserkühlung des hinteren Teils des Tanks. Trotz der Kühlung sind die Testzeiten, bei den hier genutzten Lasten, auf maximal eine Stunde beschränkt.

Der induktive Generator wird von einer eigenen Leistungsversorgung (EFD Induction) gespeist. Die Anodenspannung ist auf 10 kV beschränkt, die Gesamtanschlussleistung auf 180 kW. Die Anlage ist analog ausgelegt, da die benötigte Kombination aus Leistung und Frequenzspektrum durch Halbleitertechnik noch nicht gehandhabt werden kann. Der induktive Plasmagenerator (IPG4) setzt sich hauptsächlich aus einer Gasinjektoreinheit, der Reaktionskammer und einer Induktionsspule zusammen, Bild 3.2. Die Spule bildet mit fünf (von sieben möglichen) parallel geschalteten Kondensatoren (je $6 \text{ nF} \pm 20\%$) einen Schwingkreis, Bild 3.3. Mit der induktiven Rückkopplung und einer Triode entspricht das System einer Meißnerschaltung [71]. Die analoge Triode (75 % Effizienz [72]) ist in Röhrenbauweise hergestellt und bildet das Herz der Gleichstrom-Energieanlage, welche eine maximale Leistung von 375 kW liefert. Die Verluste im Schwingkreis, verursacht durch Ohmsche Heizung und das Plasma, werden durch die Triode mit einer Frequenz von 300 Hz kompensiert.

Die Spule umwindet das Reaktionsrohr (Quarz oder Aluminiumoxid) 5,5-fach in dem das Arbeitsgas durch Induktion aufgeheizt wird. Diese elektrodenlose Plasmaerzeugung hat gegenüber Lichtbogenenergieanlagen vor allem den Vorteil, keinen Verschleiß durch aggressive Gase wie Sauerstoff oder Kohlenstoffdioxid zu erfahren, die durch Kontaktreaktion die Elektroden zerstören können. Dies wird zwar oft an Lichtbogenanlagen durch den Einsatz von inerten Schutzgasen wie Argon gemindert,

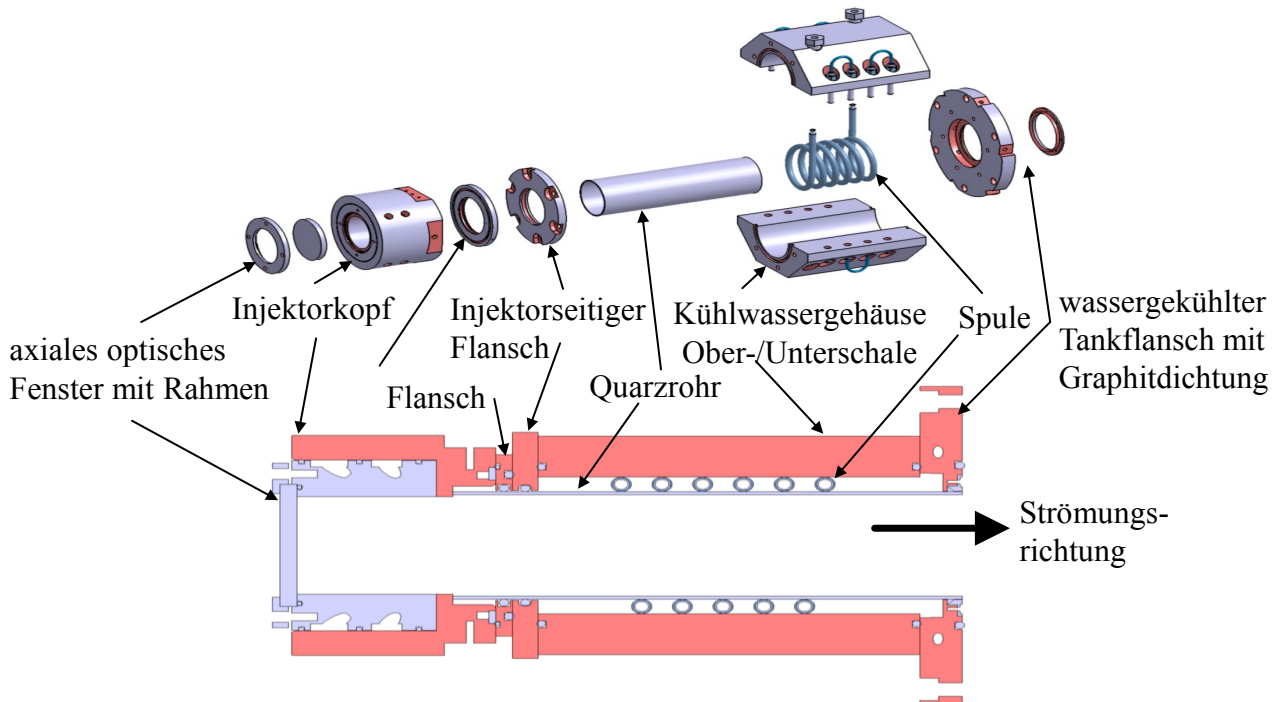


Figure 3.2: Schematische Schnittansicht (unten) und Explosionsansicht (oben) des IPG4 ohne Düse [73]

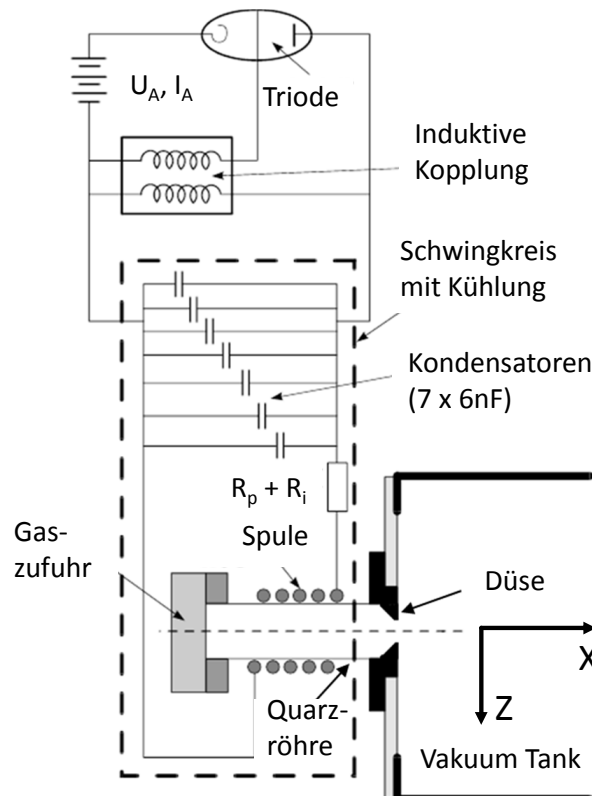


Bild 3.3: Schematische Darstellung des Schwingkreisanschlusses [15]

$P_{el, Eingang}$	136 kW
$p_{\infty, Tank}$	140 Pa
I	21 A
U	6550 V
f	0.6 MHz
\dot{m}_{CO_2}	2.2 g/s
\dot{m}_{N_2}	8 g/s
d_{Rohr}	2.3 mm

Table 1: Eine typische Testbedingung mit IPG4 im PWK3 im induktiven Modus

jedoch können sich dadurch wieder Nachteile, wie die Verunreinigung des Arbeitsgases, ergeben. Die Spule besteht aus Kupfer ummantelt mit einer Teflonisolierung, um Durchschläge zwischen den Windungen zu verhindern. Diese Kurzschlüsse würden ein stabiles Arbeitsverhalten des Generators und somit stabile Versuchsbedingungen behindern oder gar unmöglich machen. Eine Wasserkühlung, sowohl im Inneren der Spule als auch um die Teflonisolierung, verhindert ein thermisches Versagen. Ein tangentiales, vortexartiges Einblasen des Arbeitsgases durch den Injektor in das Rohr bewirkt eine längere Aufenthaltsdauer des Gases im Rohr und somit eine bessere Einkopplung der Energie.

Der Wechselstrom in der Spule induziert ein größtenteils azimuthales elektrisches Feld. Dieses Feld initiiert eine elektrische Entladung im Gas und somit das Plasma. Der Sekundärstrom im Plasma bedingt die ohmsche Heizung und hängt von der elektrischen Leitfähigkeit sowie der Resonanzfrequenz ab. Es folgt, dass die Effizienz der Einkopplung durch das Optimieren der Frequenz des Schwingkreises und des gewählten Arbeitsgases eingestellt wird. Für diese Arbeit ist die Frequenz 0,6 MHz für CO_2 eingestellt worden, die von Endlich als optimal bestimmt wurde [14]. Zusätzlich ist die Wandstärke des Rohres für die Einkopplung der Energie entscheidend, da der größte Teil der Einkopplung im äußersten Radialbereich der Röhre abläuft [74].

Durch eine Düse wird das Plasma in den evakuierten Tank entspannt. Je nach einzukoppelnder Leistung ist eine dielektrische und induktive Einkopplung zu unterscheiden. Diese Unterschiede haben wichtige Auswirkungen auf die Testbedingungen und die thermischen Lasten auf die Anlage. Eine typische Testbedingung ist in Tabelle 1 dargestellt. Dabei herrscht die induktive Einkopplung vor und bedingt eine äußerst hell strahlende, supersonische Strömung.

Bild 3.4 zeigt die Plasmaströmung anhand der Emissionsintensität aufgenommen mit einer Photodiode und einer Hochgeschwindigkeitskamera. Das Diagramm zeigt ein zyklisches Verhalten der Strömung. Mit bloßem Auge ist nur eine grelle und stetige Strömung wie im Bild 3.5 zu erkennen. Das beobachtete *Pulsieren* des Plasmas folgt dem *Nachpumpen* der Energie zur Kompensation der Verluste über drei Phasen mit je 100 Hz. Die Frequenz für das Aufrechterhalten des Plasmas resultiert durch eine gleichmäßige Phasenverschiebung zu 300 Hz.

Weitere Details über den IPG und die Modi der Einkopplung können der Dissertation von Herdrich entnommen werden [15]. Auch Löhle beschreibt in seiner Dissertation die Modi der Einkopp-

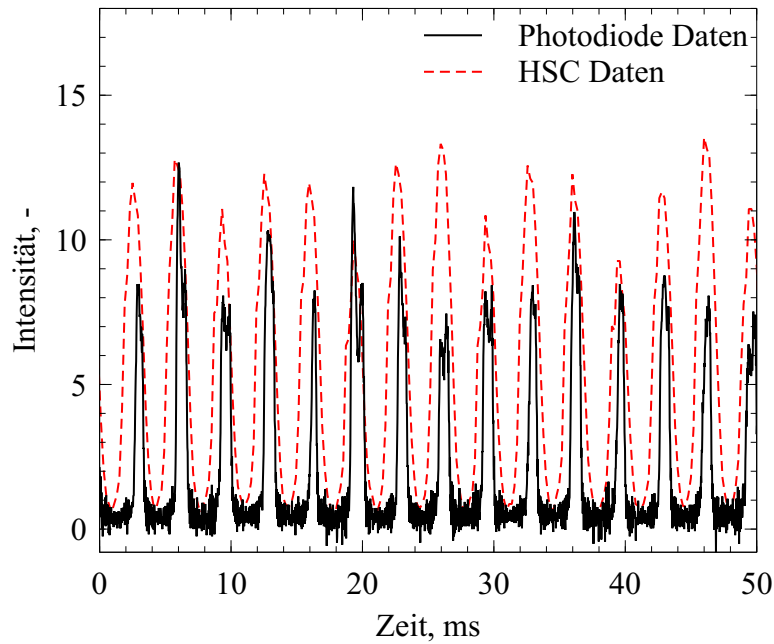


Bild 3.4: Vergleich der optischen Messungen der Lebenszyklen des PWK3 Plasmas mit einer Photodiode und einer Hochgeschwindigkeitskamera

lung [13].

Basierend auf den Testerfahrungen mit dem IPG, unter anderem auch in dieser Arbeit, wurde eine verbesserte Version entwickelt und gebaut [73]. Die Entwicklung des IPG7 zielt auf einen wartungsfreundlicheren und kostengünstigeren Betrieb, ohne jedoch die bisherigen Bedingungen zu ändern. Tests mit dem neuen IPG7 Generator stehen allerdings noch aus.



Bild 3.5: CO₂-Plasmaströmung des IPG4 im PWK3 im induktiven Modus

3.2. Vakuumanlage

Dem Institut für Raumfahrtssysteme steht ein vierstufiges Vakuumpumpensystem zur Verfügung, mit dem sich Drücke erzeugen lassen, die der Erdatmosphäre in ca. 90 km Höhe gleichen. Der minimale Druck im Tank beträgt etwa 20 Pa bei einer Saugleistung von ca. $2,5 \cdot 10^5 \text{ m}^3/\text{h}$ und $6 \cdot 10^3 \text{ m}^3/\text{h}$ (bei Atmosphärendruck). Die Unterteilung des Systems ist in Bild 3.6 dargestellt. Die Regelung des Drucks erfolgt durch die Hinzuschaltung von Pumpen sowie das Einlassen von Umgebungsluft und somit die Reduktion der Saugleistung. Bei den hier relevanten Versuchen wurde mit einer Kombination der Pumpen gearbeitet (hausintern: Regelkreis zwei), die einen Minimaldruck von ca. 20 Pa erlaubt.

- Stufe 1: Drehschieberpumpe (BA360 mit $360 \text{ m}^3/\text{h}$ nominalem Saugvermögen)
 - P1,4 Alcatel Rootspumpe ($120000 \text{ m}^3/\text{h}$), zusätzlich zuschaltbar
- Stufe 2: Vielschieberpumpe (Siemens RV560 $4680 \text{ m}^3/\text{h}$)
- Stufe 3: Rootspumpe (MTP mit $50000 \text{ m}^3/\text{h}$)
- Stufe 4: Drei parallel geschaltete MTP (mit je $50000 \text{ m}^3/\text{h}$)

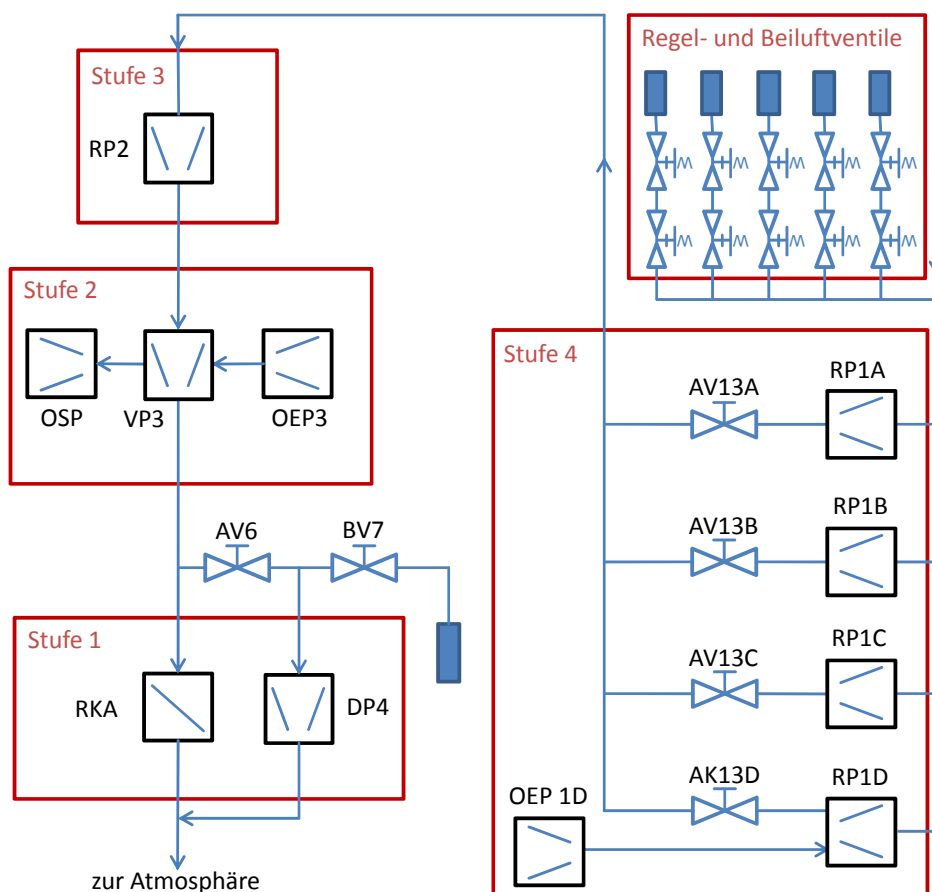


Bild 3.6: Schema des vierstufigen Vakuumpumpensystems [75]

3.3. Sonden

Sonden sind intrusive Messkörper, die in die Strömung eingebracht werden. Die Messeinsätze in den Sondenköpfen sind durch mechanische oder/und durch elektrische Leitungen mit der Datenerfassung außerhalb des Tanks verbunden. Die geometrischen Formen der Sonden sind speziell für das jeweilige Messprinzip angepasst und für die Auswertung der Daten von Bedeutung. Mit Hilfe eines Verfahrtes werden Messungen axial in einem Abstand von $x = 80-550$ mm durchgeführt. Der vorderste Messbereich ist durch die maximale Wasserkühlung der Sonden beschränkt. In früheren Versuchen hat sich gezeigt, dass der Kühlmassenstrom in der Sonde bei Messungen auf den Positionen $x < 80$ mm nicht mehr ausreicht und die große Wärmestromdichte zum Schmelzen der Sondenköpfe führt. Während der Messungen bei $x < 40$ mm ergeben sich zusätzliche Probleme, die auf einen möglichen Rückstau der Strömung bis in den Generator zurückgeführt werden. Der hintere Messbereich ist durch den maximalen Fahrweg des Verfahrtes beschränkt. Es können also nur Messungen bis ca. 550 mm durchgeführt werden, obwohl die Strömung durch optische Einschätzung noch erkennbar bis ca. 1500 mm ausgeprägt ist. Bei jeder Bewegung der Sonde auf eine neue Position, muss vor Aufnahme der Werte, in Abhängigkeit der Messmethode, eine Einstellzeit bis zu 30 s abgewartet werden, damit der neue Messwert stationär ist.

Im Folgenden wird die Doppelsonde zur Messung des Druckes vorgestellt sowie die Enthalpiesonde, welche zur Bestimmung der Enthalpie anhand von Wärmestromdichtemessungen mit Variation einer Kühlmassenstromausblasung dient.

3.3.1. Totaldrucksonde

Zur Druckmessung wird eine Totaldrucksonde parallel zur Plasmaachse in die Strömung gebracht. Bei dem Messkörper handelt es sich prinzipiell um eine definierte Öffnung, die an die Messposition gebracht wird. Ein abgeschirmter Schlauch verbindet die gekühlte Sonde mit dem Druckmessgerät (MKS Instruments Baratron, 10 mbar Range) außerhalb des Tanks, wo auch die Daten zentral erfasst werden. In dieser Arbeit wird ein Druckprofil der Strömung axial zwischen $x = 80-500$ mm bezogen auf die Entfernung vom Düsenaustritt und radial zwischen $r = 0-70$ mm bezogen auf die Mittelachse aufgenommen. Der Durchmesser der Öffnung wird auf dem Standard von 26,5 mm belassen. Eine detaillierte Beschreibung kann der Literatur entnommen werden [76]. Eine schematische Zeichnung einer Doppelsonde ist in Bild 3.7 dargestellt. Dabei dient nur die rechte Seite der Sonde, in die Strömung gedreht, der Druckbestimmung. Dreht man die linke Seite in die Strömung, so kann die Wärmestromdichte gemessen werden.

3.3.2. Wärmestromdichte- und Enthalpiesonde

Die Wärmestromdichte wird mit einer stationären, kalorimetrischen Messung ermittelt, Kapitel 2.2.1. Dabei wird ein wassergekühlter Probekörper mit einer definierten Oberfläche, isoliert von seiner Halterung, auf die Messposition in die Strömung gebracht. Der Messkopf der verwendeten Sonde ist in

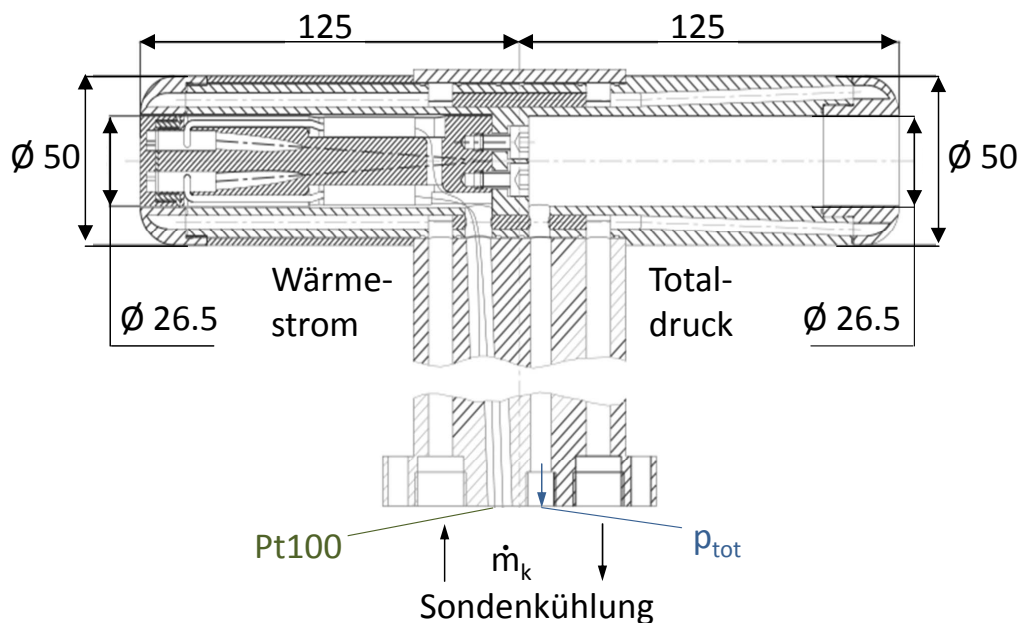


Bild 3.7: Zeichnung der Doppelsonde. Der Totaldruck wird mit der rechten Seite, die Wärmestromdichte mit der linken Seite gemessen.

Bild 3.8 zeigt. Dabei handelt es sich um den Kopf einer Enthalpiesonde, der ohne Ausblasung zur Messung der Wärmestromdichte genutzt wird. Dabei wird der Einfluss der feinen Bohrung im Kopf als vernachlässigbar angenommen. Wichtig ist zunächst die halbrunde Form, deren Radius entscheidend für die Auswertung ist. Weiter ist der vom Rest isolierte Einsatz mit der Ausblasbohrung und die Zu- und Abflussleitung des Wassermassenstroms zu sehen. Die Wärmestromdichte wird kalorimetrisch aus der Differenz der Temperatur des Wassers berechnet [42] (siehe Kapitel 2.2.1).

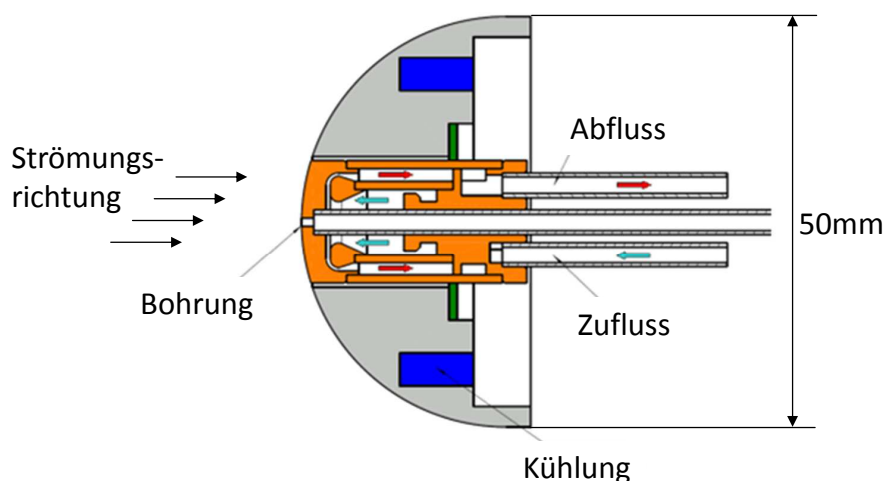


Bild 3.8: Messkopf der Enthalpiesonde, der zur Wärmestromdichtemessung benutzt werden kann [6]

Durch die schnelle Aufheizung der Sonde in der Plasmaströmung ist eine Kühlung der Halterung notwendig. Um Verfälschungen der Messung zu vermeiden, wird darauf geachtet, dass der Probekörper nicht von äußeren Faktoren beeinflusst wird. Zum Beispiel wird der Massenstrom des Kühlwassers

angepasst, um die Temperaturdifferenz zwischen Zu- und Ablauf in einem für die Auswertung günstigen Bereich zu belassen. Für weitere Details wird auf die Literatur verwiesen [76].

3.4. Nicht-intrusive Messmethoden

Die nicht-intrusiven Messmethoden, in diesem Fall die optische Emissionsspektroskopie, die Zwei-Photonen Laserinduzierte Fluoreszenzspektroskopie und die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, werden prinzipiell von außerhalb des Plasmawindkanals durchgeführt. Dazu sind optische Fenster notwendig, die für die Wellenlängen des von der Messmethode genutzten Spektralbereichs möglichst transparent sein müssen. Der PWK3 ist mit verschiebbaren Fenstern ausgestattet und erlaubt den Einsatz optischer Diagnostik von außen an einigen Positionen der Strömung. Die Messmethoden werden im Folgenden beschrieben.

3.4.1. Optische Emissionsspektroskopie

Die optische Emissionsspektroskopie (OES) analysiert die spontane Emission der betrachteten Spezies. Atome haben charakteristische Emissionslinien und Moleküle Banden, über die sie identifiziert werden können. Die OES bietet also die Möglichkeit, prinzipiell alle Produkte eines Plasmas zu untersuchen. Der optische Aufbau des Spektrometersystems ist in Bild 3.9 dargestellt. Die Spektren werden senkrecht zur Strömungsachse über die Sichtlinie integriert aufgenommen und sind somit zunächst nicht lokal aufgelöst. Erst durch die Anwendung der Abel-Inversion [77] können die Daten der Messungen lokal interpretiert werden. Die Anwendung der Abel-Inversion stellt allerdings einschränkend die Forderung nach einem Randverhalten der Intensität gegen null und setzt voraus, dass die Strömung optisch dünn sowie rotationssymmetrisch ist. Um die Forderung bezüglich des Randverhaltens zu erfüllen, in Verbindung mit der Annahme der Rotationssymmetrie, reicht es den halben Durchmesser der Strömung aufzuzeichnen. Durch die Konzentration auf einen kleineren Bereich ist eine höhere örtliche Auflösung möglich. Über die Identifizierung hinaus, können mit der OES auch weitere Charakteristika der Spezies ermittelt werden. Es werden elektronische Anregungstemperaturen für Atome und Rotations- und Vibrationstemperaturen für Moleküle bestimmt, Kapitel 4.2.1.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Spektren an der Stelle $x = 140$ mm aufgezeichnet. Die Erfüllung der Forderung nach Rotationssymmetrie wird durch die radialen Profilmessungen von Herdrich und den optischen Eindruck gestützt [15]. Im vorliegenden Aufbau ergibt sich eine beobachtete Fläche von 85 mm vertikaler Länge und 2,4 mm axialer Breite. Als Spektrometer kommt das Modell SpectraPro 2758 der Firma Acton in einer Czerny-Turner Konfiguration mit der Brennweite von 750 mm und einem 300 l/mm Gitter zum Einsatz. Die Aufnahme der Spektren erfolgt mit einer Andor Newton CCD Kamera DU920N OE. Mit der Auflösung der Kamera von 1024x256 Pixeln ergibt sich eine lokale Auflösung entlang der z-Achse von 0.33 mm/Pixel und ermöglicht eine spektrale Auflösung von 0.12 nm/Pixel. Der optische Pfad, dargestellt in Bild 3.9, zeigt den Einsatz von spektralen Filtern direkt vor dem Eingangsschlitz des Spektrometers, um die Störung von Spektren höherer Ordnung zu

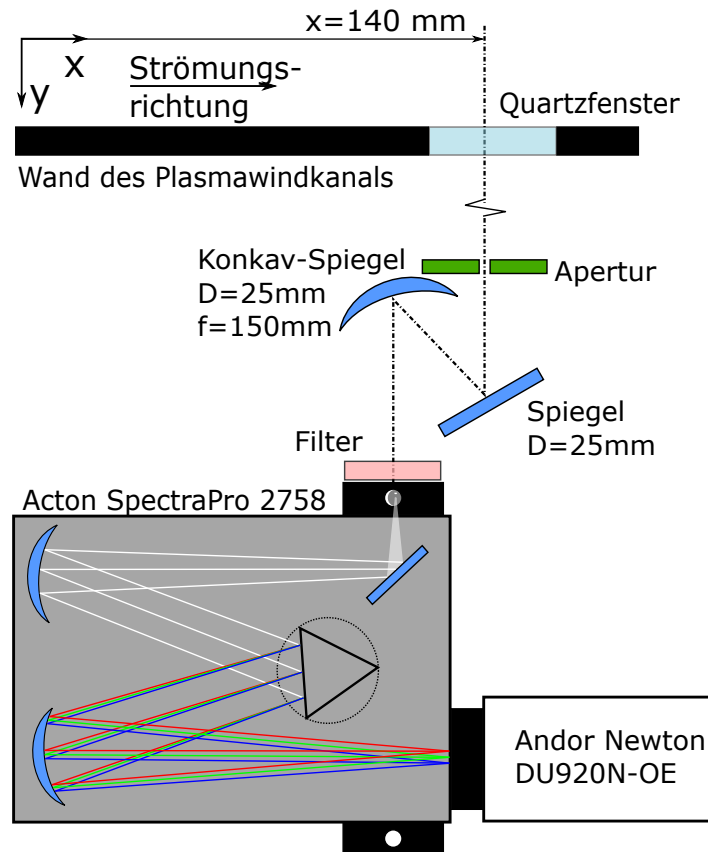


Bild 3.9: Aufbau zur optischen Emissionsspektroskopie mit symbolisiertem optischem Pfad

verhindern. Ein vollständiges Spektrum von 300-960 nm besteht aus sieben zusammengefügt Teil-spektren. Dieser Aufwand ist zur Sicherstellung der Güte der spektralen Auflösung notwendig. Die Teilspektren haben, bedingt durch die großen Emissionsunterschiede, unterschiedliche Belichtungszeiten zwischen 0,4 s und 120 s.

Kalibrierung (OES)

An der Messposition wird eine Quecksilberdampfampe aufgestellt und aus detektierten Linien werden den Pixeln des Kamerachips Wellenlängen zugeordnet. Ebenso werden bekannte Plasmalinen verwendet. Durch Parameteranpassung einer Polynomfunktion zweiten Grades ergibt sich eine Wellenlängenskala.

Die Intensitätskalibrierung basiert auf der Messung der bekannten Strahldichte einer Ulbricht-Kugel ($\varnothing = 20$ mm Öffnung) mit dem Aufbau an der gleichen Messposition. Die Ulbricht-Kugel (Typ BN-0102-1LPS-100-BT) hat eine angeflanschte Quarzhalogenleuchte (Typ OSRAM 6 V, 10 W) und simuliert eine diffuse Strahlungsquelle mit bekanntem Strahldichteverlauf. Damit können die Pixel-daten (*Counts*) der Messung verglichen und in eine spezifische spektrale Strahlungsintensität (Einheit $W/(m^2 \text{ nm sr})$) umgerechnet werden. Benutzt man an dieser Stelle die inverse Abel-Transformation, so ergeben sich dadurch lokal aufgelöste Emissionskoeffizienten mit der Einheit $W/(m^3 \text{ sr nm})$.

3.4.2. Zwei-Photonen laserinduzierte Fluoreszenz

Lasersystem

Für die Erzeugung der Laserstrahlung wird ein Lasersystem aus einem Pumplaser (Quantel Brilliant B Nd:YAG LASER) und einem abstimmbaren Farbstofflaser (Lambda Physik ScanMate 2E) verwendet. Der Nd:YAG Laser, mit zwei Blitzlampen gepulst betrieben, erreicht eine konstante Laserenergie bei 10 Hz. Die natürliche Wellenlänge des Lasers liegt bei 1064 nm. Durch zuschaltbare Module sind weitere Harmonische realisierbar (532 nm, 355 nm, 266 nm und 213 nm). Die Erzeugung dieser Wellenlängen wird mit hochdotierten KD*P-Kristallen (Kalium Dideuterium Phosphat) bewirkt, die in bestimmten, von der gewünschten Wellenlänge abhängigen Winkeln zugeschnitten sind. Die hier verwendete dritte Harmonische von 355 nm wird durch die Mischung in einem zweiten Kristall aus der auf 533 nm halbierten (erster Kristall) und der Ursprungswellenlänge von 1064 nm erzeugt. Die durch dichroitische Spiegel ausgekoppelte Strahlenergie bei 355 nm erreicht bei einer optimalen Phasenanpassung 200 mJ.

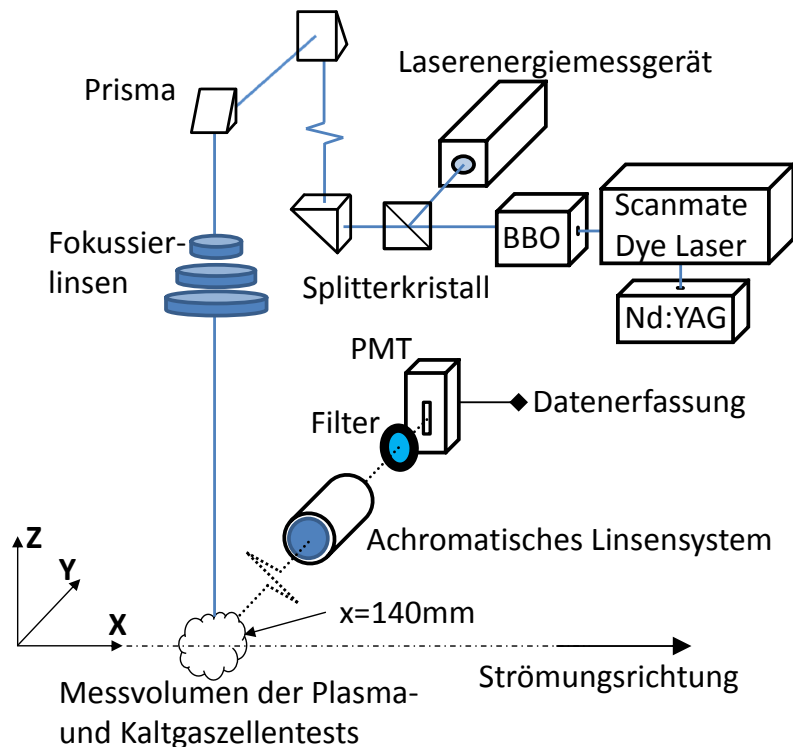


Bild 3.10: Schematische Darstellung des Laserpfades und der Detektion

Für die Untersuchung von Sauerstoff in einem CO_2 -Plasma wird der Aufbau in Bild 3.10 benutzt. Es ist eine Wellenlänge von ca. 225 nm notwendig (siehe Kap. 2.4.1), die mit dem Laserfarbstoff Coumarin 47, gelöst in Methanol, erzeugt wird. Coumarin 47 kann die Pumpwellenlänge von 355 nm absorbieren und emittiert auf 450 nm mit einem Wirkungsgrad von ca. 10 %, Bild 3.11. Eine Darstellung des internen Strahlengangs des Lasersystems ist Anhang A.3 zu entnehmen. Mit einem Frequenzverdopplungsmodul, das dem Farbstofflaser nachgeschaltet ist, wird die gewünschte Wellenlänge erzeugt. Ein β -Bariumborat Kristall (BBO2) erzeugt für den Eingangsbereich zwischen 440

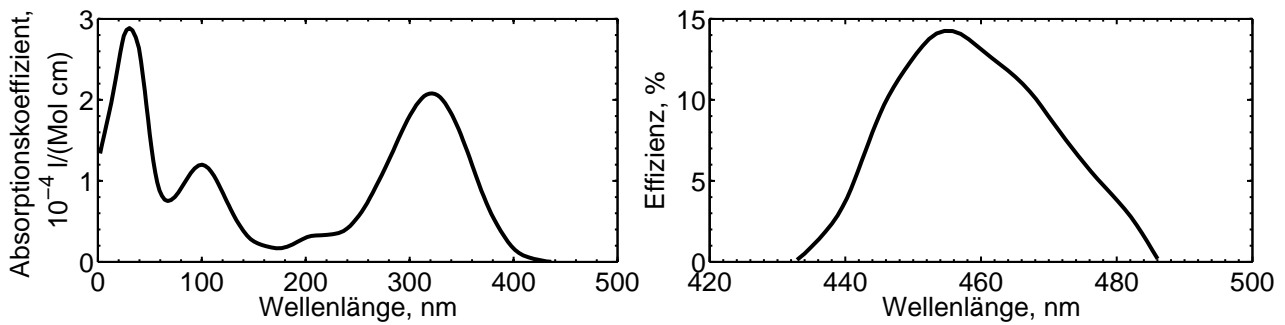


Bild 3.11: Absorptionskurve (links) und Emissionskurve (rechts) von Coumarin 47 [78, 79]

und 590 nm eine frequenzverdoppelte Wellenlänge. Im vorliegenden Fall wird die verdoppelte Wellenlänge 225 nm analog zum KD*P Kristall mit einer Effizienz von ca. 10 % erzeugt. Anschließend koppelt eine Anordnung von Pellin-Broca Prismen die 225 nm Laserwellenlänge aus, die dem weiteren Laserstrahlweg bis zu einem Keilkristall folgt. Der Keilkristall koppelt 3 % der Laserenergie aus und ermöglicht so eine simultane Laserpulsenergiemessung mit der Sonde RjP 735 von Laser Probe Incorporation oder die Messung des räumlichen Laserprofils mittels eines CCD-Analysegeräts von Spiricon. Solch ein gemessenes Laserprofil kann beispielhaft dem Anhang A.4 entnommen werden. Mit Hilfe von Prismen wird der Laserstrahl über den Tank gelenkt und schließlich senkrecht (bei Geschwindigkeitsmessung schräg) von oben durch ein Quarzglasfenster auf die Messstelle fokussiert.

Detektion

Die Fluoreszenz wird senkrecht zu der Laseranregung und der Plasmastrahlachse in horizontaler Richtung detektiert, Bild 3.10. Ein achromatisches Linsensystem bildet das Messvolumen auf den Spalt des Photomultipliers R636-10 von Hamamatsu ab. Die Eigenschaften des Photomultipliers R636-10 sind in Tabelle 10 im Anhang A.5 aufgelistet. Abhängig von dem zu untersuchenden Übergang wird ein entsprechender Interferenzfilter verwendet. Die Transmissionskurven der verwendeten Filter sowie die Sensitivität und Quanteneffizienz des Photomultipliers können dem Anhang A.5 und A.6 entnommen werden.

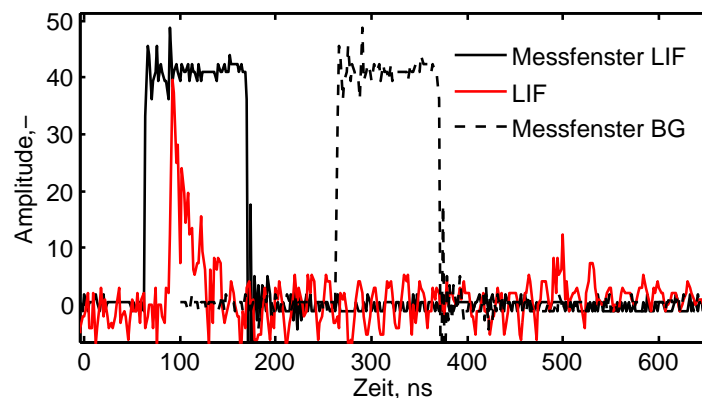


Bild 3.12: Erfassung der laserinduzierten Fluoreszenz und des Hintergrundsignals nach einem Einzelschuss mit den dazugehörigen angepassten Messfenstern (je 100 ns).

Die anspruchsvolle Abstimmung der Signalerfassung wird mit einem Triggeregenerator (DG 535 von Stanford Research Systems) gesteuert. Dabei sind die Blitzlampen und der Q-Switch des Nd:YAG Lasers, die Aufnahme des Photomultipliers und das Messfenster für die Integration des Signals am Boxcar Averager (Stanford Research SR250) abgestimmt. Bild 3.12 zeigt das erfasste laserinduzierte Fluoreszenzsignal und ein entsprechendes Messfenster für die Hintergrundstrahlung. Die Integration der Fluoreszenz und des Hintergrundsignals für einen Laserpuls entspricht einer Messung. Das LIF-Signal wird mit dem Hintergrundsignal korrigiert, um Überlagerungen unerwünschter Emissionen auf den detektierten Wellenlängen zu eliminieren. Das relativ schwache und oftmals auf der Anzeige kaum erkennbare Signal wird durch einen Verstärker (SR240) mit einem Faktor von 125 verstärkt und nach der Integration durch ein Computer-Interface (Stanford Research SR245) zur Datenverarbeitung an einen PC weitergeleitet. Ein Labview-Programm, erstellt von Feigl [80], Löhle [13] und Eichhorn [12], visualisiert und speichert die gewonnenen Daten mit Hilfe eines Oszilloskops (Gagescope 82C). Die relativ komplexe Verschaltung der Geräte ist schematisch im Anhang A.7 dargestellt.

Betrachtet man die Gesamtheit der Einzelschüsse, so ergibt sich ein Verlauf der gemessenen Intensitäten. Bild 3.13 stellt die relative Amplitude der Einzelschüsse über der sukzessiven Laserpulsnummer dar. Für die weitere Verarbeitung wird die Amplitude der Einzelpulse gemittelt, die bei der identischen Wellenlänge erfolgen, zumeist 100 Einzelschüsse pro Wellenlänge. Weiter zu sehen ist die Amplitude des Hintergrundsignals im Vergleich zur Fluoreszenz für die Messung im Plasma (links) und in der Kaltgaszelle (rechts). Selbst in der Phase der maximalen Intensität der Fluoreszenz ist der Unterschied zum Hintergrund sehr klein und im Falle der Plasmamessung zusätzlich noch durch Emissionsspitzen, dargestellt als lokale Minima, überlagert. Diese generatorbedingten Spitzen sind relativ einfach zu handhaben, wenn sie regelmäßig auftreten, Bild 3.13, indem man die Anzahl der Laserpulse pro Wellenlänge erhöht und bei der Auswertung nur die Schüsse ohne Überlagerung der Spitzen auswertet. Dies führt zu einer erheblichen zeitlichen Streckung des Messvorgangs. Leider ist das Verhalten der Emissionsspitzen sehr unregelmäßig, was dazu führt, dass nur ein Teil der Messungen zufriedenstellend ausgewertet werden kann.

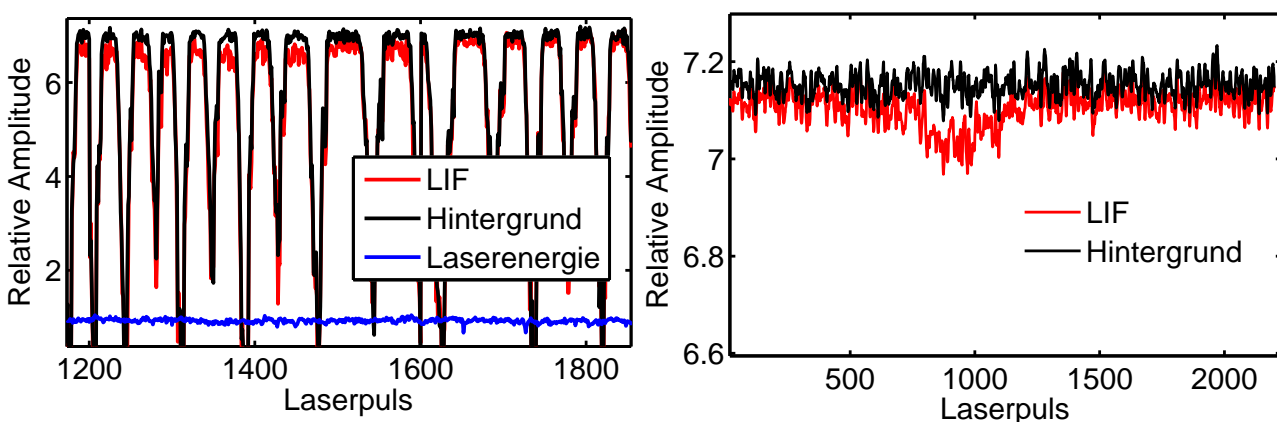


Bild 3.13: Teilausschnitte der gemessenen laserinduzierten Fluoreszenz mit dem entsprechenden Hintergrundsignal für die Sauerstoffmessung (links) und Xenon (rechts)

Kalibrierung (TALIF)

Für die Kalibrierung der TALIF-Messungen wird eine Kaltgaszelle benutzt, die an die Messposition der Strömungsexperimente im PWK gebracht wird. Die Kaltgaszelle ist ein kubisches Metallgehäuse mit einer Kantenlänge von ca. 100 mm und drei UV-Fenstern, Bild 3.14. Als Kalibriergas wird Xenon bei Raumtemperatur eingesetzt. Es ist sicher zu handhaben und liegt monoatomar vor. Es sind Anschlüsse für die Gaszuleitung und die Vakuumpumpe vorhanden. Der Umgebungsdruck in der Kaltgaszelle wird mit einer Druckmessdose (MKS Instruments Baratron, 10 mbar Range) kontrolliert. Die Fenster sind so angeordnet, dass der Laserstrahl senkrecht durch die Zelle hindurch fällt, um außerhalb der Zelle durch einen Dissipator zerstreut zu werden. Das dritte Fenster dient zur horizontalen Detektion der Fluoreszenz senkrecht zur Laserstrahl- und Plasmaströmungsachse.

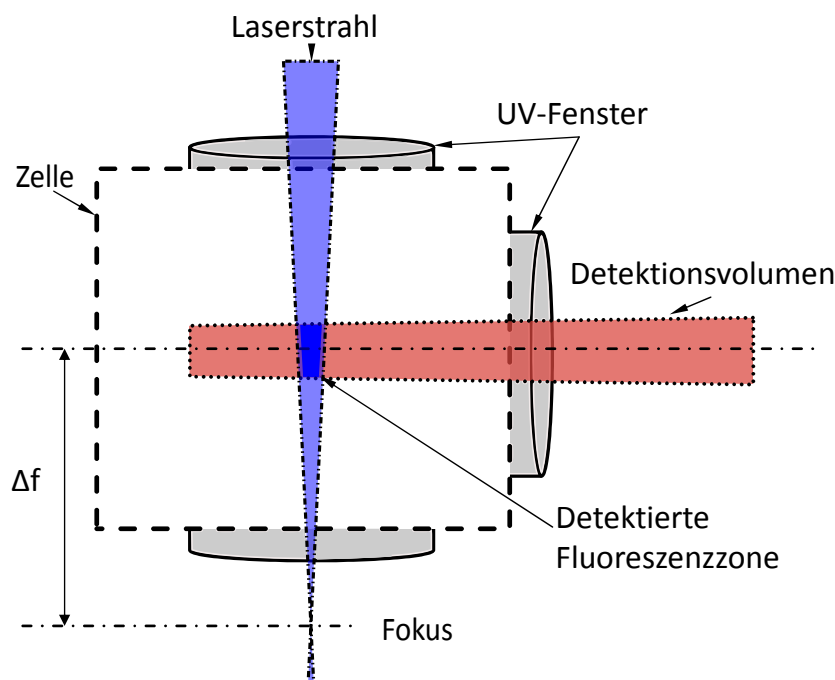


Bild 3.14: Schema der Messung in der Kalibriermessung in der Kaltgaszelle

Für die Variation der eingekoppelten Laserleistung in das relevante Messvolumen wurde, neben der Laserenergie selbst, vor allem auch die Fokushöhe verstellt, siehe Δf in Bild 3.14. Die dadurch gewonnenen Vorteile sind unter anderem das Beibehalten der Laserparameter (z.B. Laserprofil) und der größere Spielraum bei der Dosierung der Laservolumenleistung. Die Kontrolle des Laserfokus erlaubt die Einstellung der Zone, in der die Fluoreszenzintensität proportional zum Quadrat der Laserenergie ist. Außer der Anregungs- und Detektionswellenlänge, und damit verbunden der Detektionsfilter, sind alle anderen Geräte und Einstellungen identisch mit denen der Strömungsexperimente.

3.4.3. Hochgeschwindigkeitskamera

Um die hochdynamischen Vorgänge im Plasmafreistrahle näher untersuchen zu können, wird ein Hochgeschwindigkeitskameranystem (HSC) benutzt, schematisch dargestellt in Bild 3.15. Dabei steht

die bereits beschriebene Anregungsfrequenz um 300 Hz im Vordergrund, Bild 3.4. Die Kamera CR5000 der Firma Optronis wird mit einem Verstärker HiCATT 18 der Firma Lambert Instruments eingesetzt. Die Bildrate der Kamera in der Messkampagne ist 5000 Hz bei voller Auflösung von 512×512 Pixeln. Als Objektiv dient ein Zoom Nikkor 28-85 mm f/3.5-4.5. Es werden sowohl Messungen durchgeführt, die über die gesamte spektrale Sensitivität der Kamera (400-1000 nm) integrieren, als auch über ausgewählte Spektralbereiche. Dazu werden Bandpassfilter verwendet, deren Transmissionseigenschaften spektral den in den OES-Messungen gefundenen Spezies entsprechen, Anhang A.8. Damit ist es möglich die dynamischen Vorgänge über verschiedene angeregte Spezies im Plasma zeitlich und lokal zu visualisieren. Die Identifikation der Spezies und die räumliche Verteilung ihrer Emissionen kann mit Ergebnissen der zeitlich schlechter aufgelösten optischen Emissionsspektroskopie verglichen werden.

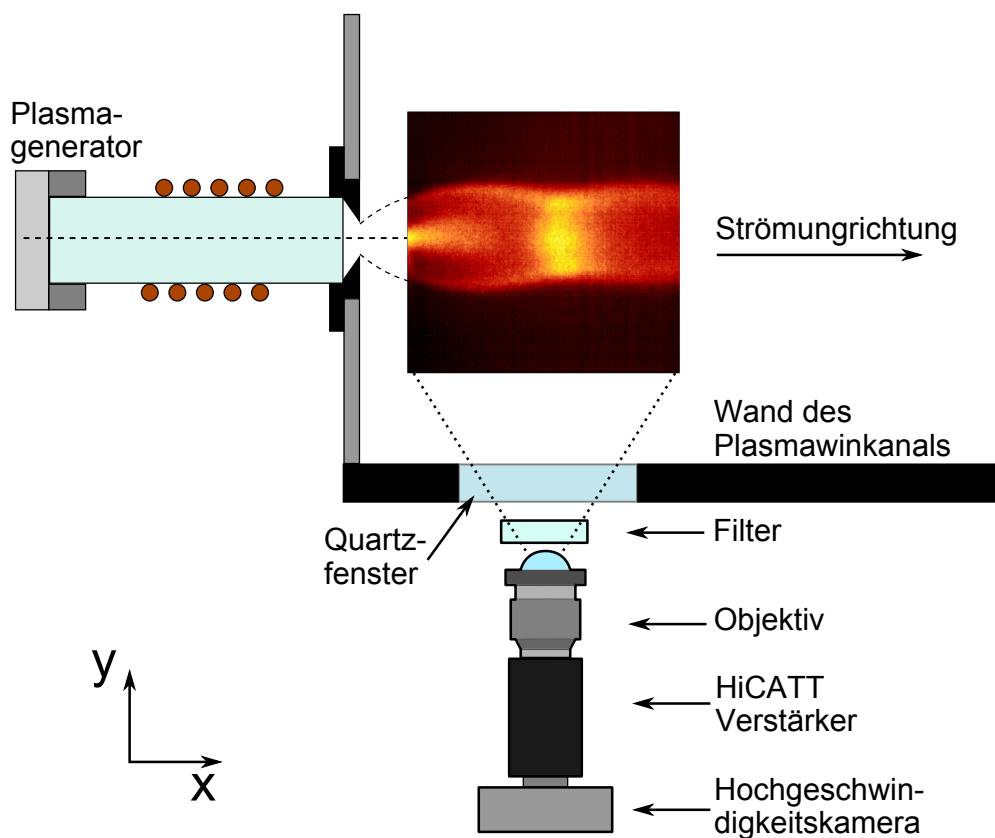


Bild 3.15: Schematischer Aufbau des Hochgeschwindigkeitskamarasystems am PWK3

4. Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der zur Charakterisierung des Plasmafreistrahls eingesetzten Messverfahren vorgestellt. Vor dem theoretischen Hintergrund, diskutiert in Kapitel 2, und der praktischen Umsetzung, gezeigt in Kapitel 3, werden die Daten der folgenden Messverfahren vorgestellt:

- Totaldrucksonde
- Wärmestromdichtesonde
- Enthalpiesonde
- optische Emissionsspektroskopie
- Zwei-Photonen laserinduzierte Fluoreszenzspektroskopie
- Hochgeschwindigkeitskamera

Die axialen Positionen der Einzelmessungen sind in Bild 4.1 dargestellt. Zu sehen ist eine Aufnahme, die den Bereich der HSC-Untersuchung umfasst. Die Messung des Totaldruckes ist als eine Ebene bei $r=0$ mm angedeutet, während die Wärmestromdichte und die massenspezifische Enthalpie als axiale Messungen vorliegen. OES ist mit einer vertikalen Ebene an der Position $x = 140$ mm dargestellt. TALIF-Messungen liegen bei $x = 140$ mm und werden als Punktmessungen bezeichnet, wobei in diesem Fall der Punkt als ein sehr kleines Volumen gedeutet werden soll, der von der Fokussierung des anregenden Lasers abhängt.

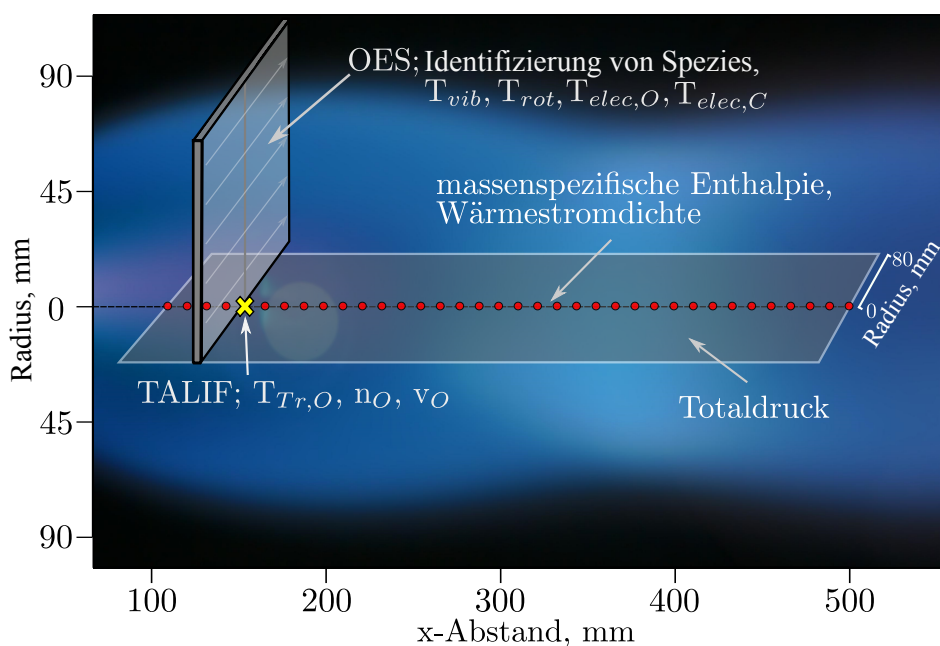


Bild 4.1: Positionen der Messungen in Bezug auf die Strömung

Zuerst werden die Ergebnisse der Sondenmessungen vorgestellt, die für zwei verschiedene Leistungsbedingungen aufgenommen werden. Anschließend werden die komplexeren optischen Messverfahren für jeweils eine Bedingung gezeigt. Die verschiedenen Bedingungen resultierten aus Änderungen im Betriebsverhalten des IPG4, bedingt durch notwendige Reparaturarbeiten am Generator und der

$P_{el, Eingang}$	145-160 kW
$p_{\infty, Tank}$	150 Pa
I	21-23 A
U	6300-6900 V
f	0,6 MHz
\dot{m}_{CO_2}	2,2 g/s
\dot{m}_{N_2}	8,0 g/s

Tabelle 2: Parameter der untersuchten Bedingungen

Leistungsversorgung während dieser Arbeit. Dabei verschoben sich die stabilen Arbeitspunkte des Generators leicht. Das Resultat ist eine Änderung der elektrischen Leistung im Bereich von 136-160 kW. Durch den Vergleich der Sondenmessungen für zwei verschiedene Leistungsbedingungen wird untersucht, ob entscheidende Veränderungen in der Plasmaströmung stattfinden. Im Folgenden ist, für eine kompakte und eindeutige Beschreibung der Messwerte im Text, der Messwert der zweiten Leistungsbedingung in Klammern gesetzt. Die Parameter der untersuchten Bedingungen sind in Tabelle 2 zusammengefasst. Da die Sondenmessungen unter anderem aus Sicherheitsgründen nicht bis zum Düsenausgang durchgeführt werden, sind Extrapolationen der Messungen in den Beschreibungen angegeben.

Bei den Sondenmessungen handelt es sich um *Flächenmessungen*, definiert über die Größe der jeweiligen Messkopffläche. Mit der Totaldrucksonde kann mit knapp 200 Einzelmessungen (pro Bedingung) die zentrale Horizontalebene des Freistrahls dargestellt werden. Die Wärmestromdichte und die massenspezifische Enthalpie werden in über 100 Einzelmessungen auf der zentralen Axiallinie bestimmt. Mit dem beschriebenen Aufbau für die optische Emissionsspektroskopie, kann ein vertikaler Schnitt der Strömung im Bereich von $x = 140$ mm untersucht werden, der sich aus ca. 50 Messungen (inklusive der Kalibrierung) zusammensetzt. Die Punktmessungen der Zwei-Photonen laserinduzierten Fluoreszenzspektroskopie, ebenfalls bei $x = 140$ mm, werden über einige Einzelmessungen präsentiert, die sich auf zahllose Voruntersuchungen stützen. Abschließend zeigen die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen den größten, relevanten Teil der Strömung und erlauben die Ergebnisse der anderen Methoden miteinander in Verbindung zu bringen.

4.1. Sondenmessungen

Wichtige Parameter von Strömungen wie Totaldruck, Wärmestromdichte und lokale massenspezifische Enthalpie können mithilfe von Sonden ermittelt werden. Sonden sind zwar intrusive Messinstrumente, da sie die Strömung bei der Messung beeinflussen, dennoch sind die Informationen wichtig für das Verständnis der Strömung. Hilfreich ist die Vorstellung, dass die Geometrie der Messsonden der Geometrie der Materialsonde, wie sie am Institut für Raumfahrtssysteme verwendet wird, entspricht. Die gemessenen Parameter der Strömung werden also auch denen der Materialprobe an der gleichen Position entsprechen.

4.1.1. Totaldruck

Der Totaldruck wird mit einer Sonde in einem weiten Bereich der Strömung vermessen. Bild 4.2 zeigt Axialmessungen der Zentrallinie bei zwei unterschiedlichen elektrischen Leistungen. Die Druckverläufe sind nahezu kongruent und in beiden Fällen liegen die Werte zwischen ca. 1100 Pa und 220 Pa. Das gemessene Maximum liegt bei der Messposition $x = 80$ mm. Eine lineare Extrapolation der Druckwerte bis hin zum Düsenausgang mit der Steigung zwischen 80-100 mm von 20 Pa/mm, führt zu einem Totaldruck für $x = 0$ mm von ca. 2600 Pa, was auch etwa dem gemessenen Druck im Injektorkopf entspricht. Im vorderen Bereich der Verläufe ist eine starke Expansion mit dem gleichen Gradienten bis hin zu dem Minimum von 220 Pa bei $x = 170$ mm zu sehen, das sich dem Umgebungsdruck von ca. 170 Pa annähert. Danach steigt der Druck bis $x = 280$ mm wieder auf ein lokales Maximum an. Dieser Bereich (bis 280 mm) bildet eine Mach-Struktur, die im Folgenden als Mach-Zelle bezeichnet wird. Diese Mach-Struktur wurde mit der Überexpansion auch von Endlich bei anderen Bedingungen beobachtet [14].

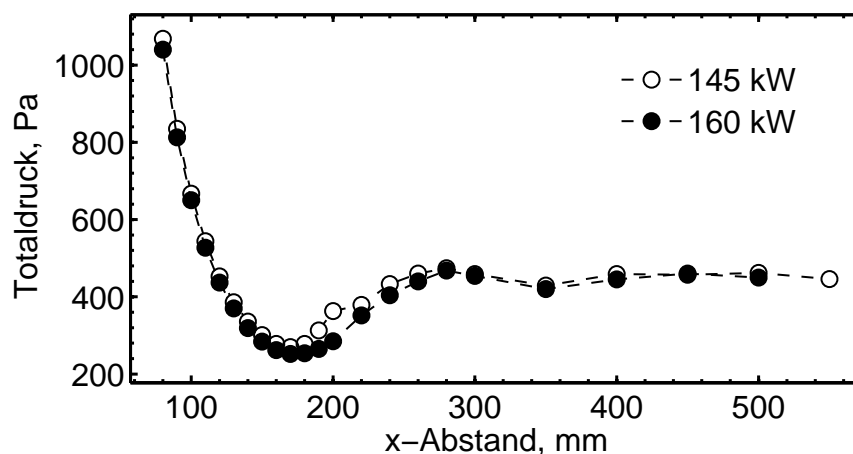


Bild 4.2: Axialer Verlauf des Totaldrucks bis $x = 550$ mm für Bedingungen mit 145 kW/m^2 und 160 kW/m^2

Bilder 4.3 und 4.4 zeigen die Zelle in den Daten der vermessenen Halbebene für 145 und 160 kW. Darin entspricht jeder Knotenpunkt einer Messung. Rechts in den Bildern ist jeweils die Halbebene und links zusätzlich ein an der Zentrallinie (x -Achse) gespiegelter Konturplot zu sehen. Dies wurde unter der Annahme einer Rotationssymmetrie der Strömung zur Veranschaulichung der Druckdaten durchgeführt. Die Daten deuten auf einen Stoß bei ca. $x = 280$ mm als Grenze zwischen der beschriebenen Zelle und einer weitaus schwächer ausgeprägten zweiten, sich direkt anschließenden, Zelle hin, die durch die gemessenen Daten nicht mehr vollständig erfasst wird. An dieser Stelle sei auf die Videodaten der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in Kapitel 4.2.3. verwiesen, in der die Zelle, anhand von Emissionsdaten, ebenfalls deutlich zu erkennen ist. Die Variation der Leistung zeigt keine entscheidenden Unterschiede beim Vergleich der Totaldrücke.

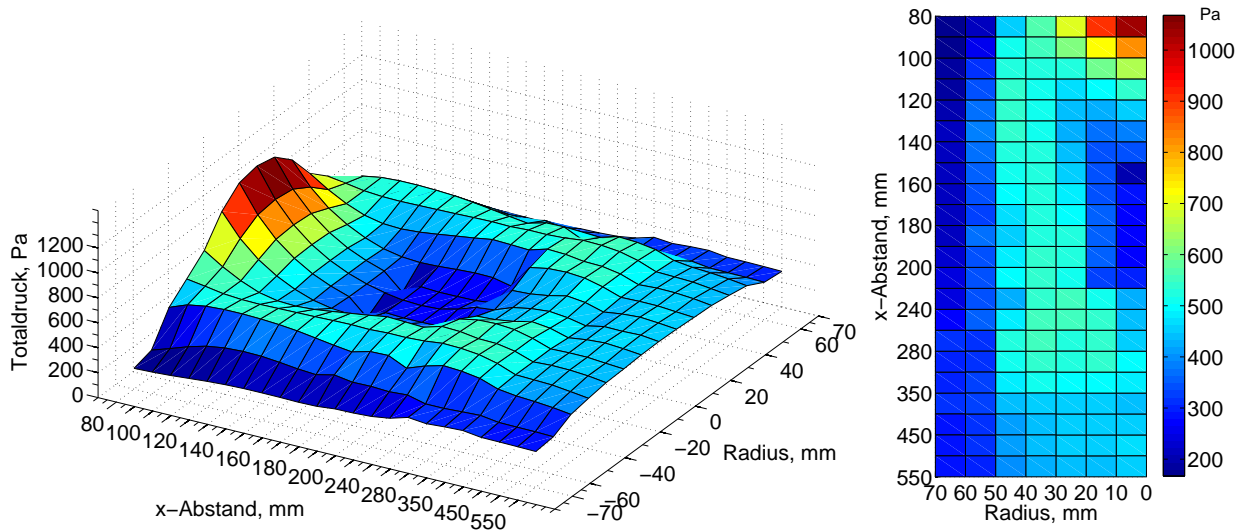


Bild 4.3: Der Totaldruck gemessen bei 145 kW elektrischer Leistung. Die gespiegelte Darstellung (Konturplot) der vermessenen $z = 0$ Halbebene (links) und (rechts) zu sehen die Halbebene selbst. Für die Spiegelung wird von einer Rotationssymmetrie ausgegangen. Jeder Knotenpunkt entspricht einem Messwert.

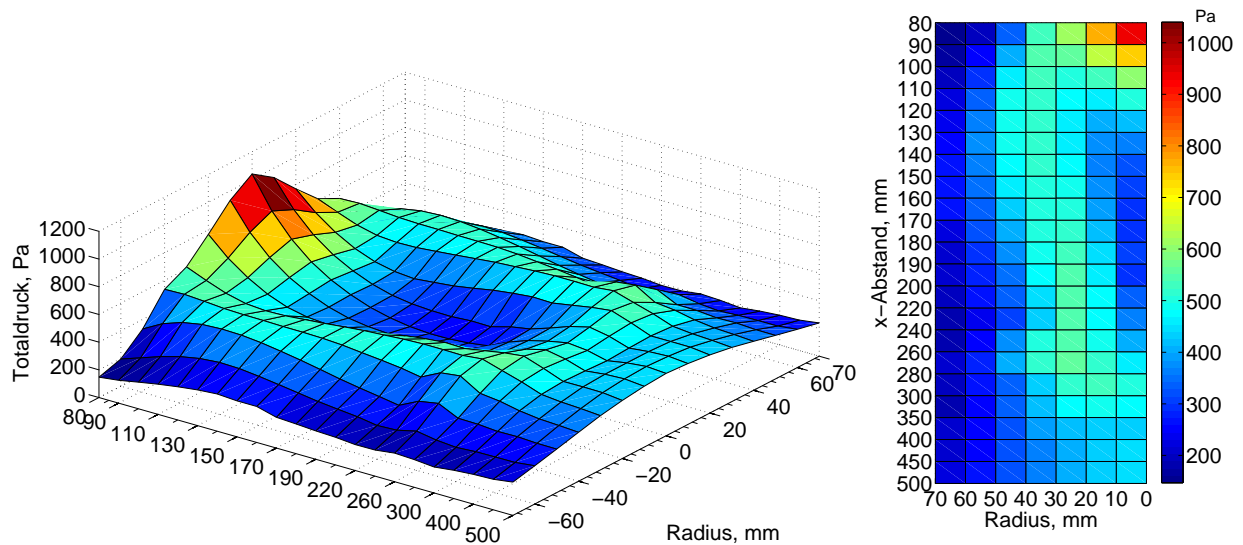


Bild 4.4: Der Totaldruck gemessen bei 160 kW elektrischer Leistung. Die gespiegelte Darstellung (Konturplot) der vermessenen $z = 0$ Halbebene (links) und (rechts) zu sehen die Halbebene selbst. Für die Spiegelung wird von einer Rotationssymmetrie ausgegangen. Jeder Knotenpunkt entspricht einem Messwert.

4.1.2. Wärmestromdichte

Die Wärmestromdichte wurde mit der am Institut für Raumfahrtssysteme entwickelten Enthalpiesonde gemessen. Die Sonde wurde für die Messung der Enthalpie entworfen, kann aber simpel ohne die Ausblasfunktion zur Messung der Wärmestromdichte verwendet werden. Der Vorteil der runden,

halbsphärischen Geometrie ist der real gemessene Radius des Sondenkopfes, der bei Sonden anderer Geometrien mit einem Korrekturfaktor erst zu einem effektiven Nasenradius umgerechnet werden muss und somit eine Fehlerquelle darstellt.

Bild 4.5 zeigt die axialen Messungen bei 160 kW (145 kW) elektrischer Leistung. Werte zwischen 3170-970 kW/m² (3215-810 kW/m²) mit einem lokalen Minimum um $x = 200$ mm von 812 kW/m² (765 kW/m²) zeigen durchgehend einen kongruenten Verlauf vergleichbar zu den Daten des Totaldrucks. Damit zeigt der Verlauf der Wärmestromdichte im Bereich der größten Expansion, also des geringsten Drucks, den kleinsten lokalen Wert der Wärmestromdichte. Auch hier zeigen die Daten eine Mach-Struktur mit einer deutlich ausgeprägten Zelle bis zur axialen Position $x = 280$ mm. Eine lineare Extrapolation des vorderen Bereiches lässt, mit einer Steigung von ca. 40 kW/(m² mm) im axialen Bereich von 80-100 mm, auf ein globales Maximum der Wärmestromdichte bei $x = 0$ von ca. 6,4 MW/m² schließen. Die Leistungsvariation zeigt einen geringen Anstieg der Wärmestromdichte über den Verlauf mit Ausnahme des vorderen Bereiches, wo sich die Werte sogar gleichen.

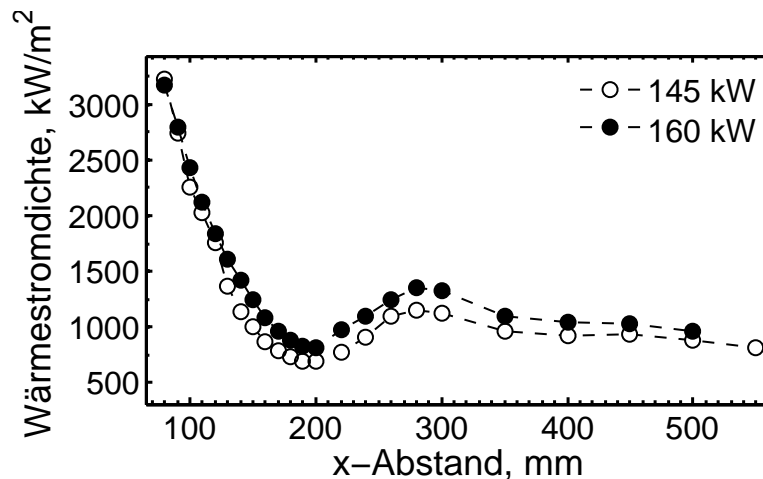


Bild 4.5: Axialer Verlauf der Wärmestromdichte bei $x = 80$ -550 mm für $P_{el} = 145$ kW und 160 kW

4.1.3. Enthalpie

Die lokale massenspezifische Enthalpie wird axial auf der Staupunktlinie gemessen. Dazu wird eine Ausblasonde benutzt, die auf dem Prinzip der Reduktion des konvektiven Wärmestromes in der Grenzschicht basiert. Die Reduktion des Wärmestroms wird mit dem Ausblasen eines Kühlmediums bewirkt. Am einfachsten gestaltet sich die Auswertung, wenn das Kühlmedium, wie in dieser Arbeit, dem Arbeitsgas entspricht. Bild 4.6 zeigt die Enthalpiemessungen bei 160 kW (145 kW) elektrischer Leistung. Mit der Sondenmessung wird für $x = 80$ -500 mm eine massenspezifische Enthalpie von 42,7-19 MJ/kg (36,6-13,2 MJ/kg) mit einem lokalen Minimum bei $x = 200$ mm von 16,5 MJ/kg (13,4 MJ/kg) ermittelt. Der Kurvenverlauf der Enthalpie entspricht qualitativ den Verläufen des Totaldrucks und der Wärmestromdichte und zeigt demzufolge die gleiche Struktur einer Mach-Zelle. Eine

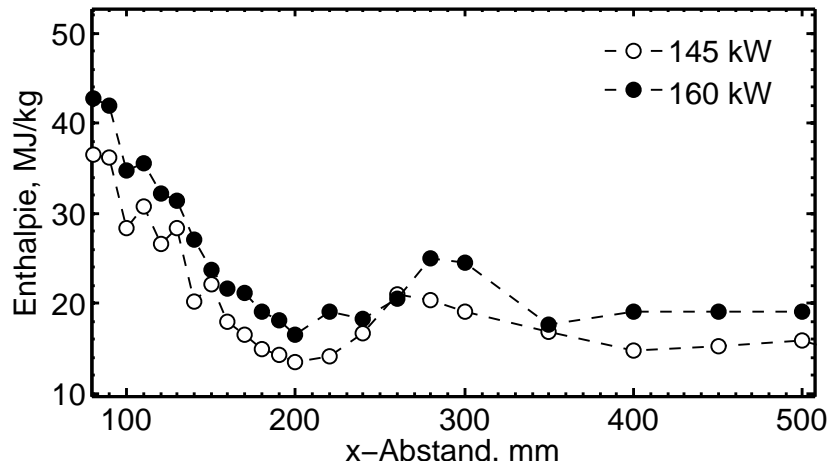


Bild 4.6: Axialer Enthalpieverlauf (massenspezifisch) der 145 kW und 160 kW Bedingungen

lineare Extrapolation der Daten hin zu der axialen Position $x=0$ ergibt Werte von ca. 62 MJ/kg für die 160 kW und ca. 56 MJ/kg für die 145 kW Bedingung.

4.2. Optische Messungen

Im Folgenden werden die Ergebnisse der optischen Messungen vorgestellt. Dabei wird die laserinduzierte Fluoreszenzspektroskopie durch die optische Emissionsspektroskopie und Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ergänzt. Als nicht-intrusive Messmethoden haben optische Messungen im Vergleich zu den intrusiven Messungen mit Sonden einige wichtige Vorteile. Der wichtigste Vorteil ist, dass das zu vermessende Medium bei der Messung nicht gestört wird. Ein weiterer Vorteil ist die Flexibilität der optischen Messungen, die nur durch das Vorhandensein der optischen Zugänge zur Vakuumkammer beschränkt wird. Ein möglicher Nachteil bei Messungen (OES und HSC) von außerhalb des Mediums ist, dass über die gemessene Sichtlinie integriert wird und eine lokale Auflösung nur unter bestimmten Voraussetzungen mit zusätzlichem Aufwand möglich ist.

4.2.1. Emissionsspektroskopie

Optische Emissionsspektroskopie (OES) kann qualitative Aussagen über die emittierenden Spezies, also die Zusammensetzung der Strömung, machen. Quantitative Aussagen führen zu Verteilungen der Energie in den inneren Anregungsmodi. Messungen mit OES können also wertvolle Information zur Charakterisierung einer Plasmaströmung beitragen. Um eine örtliche Auflösung zu gewinnen, werden die gemessenen Intensitätsverläufe mit einer Abel-Funktion transformiert. Nimmt man an, dass die *optisch dünne* Strömung als Emissionsquelle rotationssymmetrisch ist, so kann man mit der Funktion nach Abel [81], aus der über die Sichtlinie integrierten spektralen spezifischen Strahlungsleistung, den lokalen Emissionskoeffizienten berechnen.

Bei der Betrachtung der OES-Spektren, mit der durch die *Abel-Inversion* zurückgerechneten örtlichen Auflösung, fällt deutlich eine räumliche Trennung einer Kernströmung zu dem Außenbereich auf.

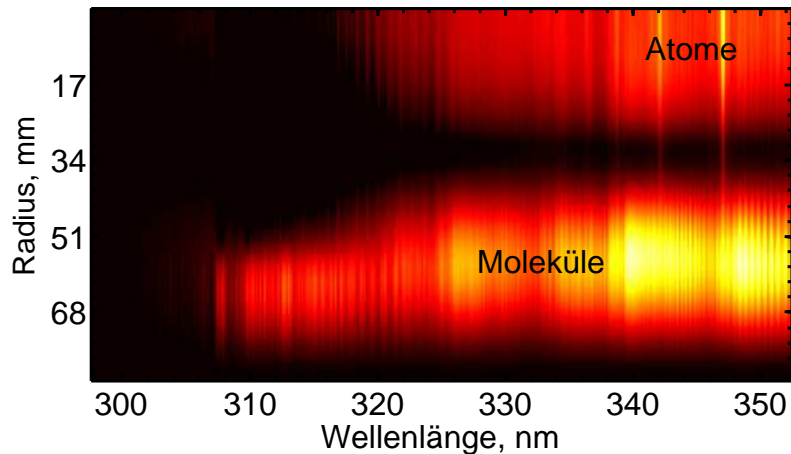


Bild 4.7: Teilspektrum mit deutlicher, räumlicher Trennung der Atom- und Molekülemission, sowie einer emissionsfreien, trennenden Zone. Bedingung: $x = 140 \text{ mm}$, $P_{el} = 160 \text{ kW}$

Bild 4.7 zeigt den unteren Spektralbereich (300 nm - 350 nm) der Messungen für $r = 0 - 80 \text{ mm}$. Man erkennt deutlich im Zentrum ($r = 0 \text{ mm}$) Atomemission und im äußeren Bereich ($r = 55 \text{ mm}$) die Molekülemission. Diese Trennung, in eine von Atomemission und eine von Molekülemission dominierte Zone, erleichtert prinzipiell die Auswertung der Daten, da Überlagerungen sowohl Unsicherheiten bei der Identifikation der Emissionspezies, als auch eine quantitative Kopplung der Emissionsintensitäten bedeuten würden. Zuerst werden die Atomemissionen der Kernströmung betrachtet.

Bild 4.8 zeigt das Spektrum der Strömung bei $r = 3,5 \text{ mm}$ im spektralen Bereich von ca. 400-940 nm. Zu sehen sind zahlreiche Einzellinien und Multiplets des atomaren Sauerstoffs (O) und Kohlenstoffs (C), der erwarteten Dissoziationsprodukte des Arbeitsgases. Die Identifizierung der Linien belegt, dass fast alle auftretenden intensiven Linien C oder O zuzuordnen sind. Die in Bild 4.8 nicht gekennzeichneten Linien sind C oder O Emissionen, die durch eine gegenseitige Überlagerung keine eindeutig trennbaren Intensitätswerte liefern und deshalb nicht weiter zu einer quantitativen Auswertung verwendet werden. Die Emissionen des Zentrums zugrunde legend, scheint das Plasma hier fast nur aus Dissoziationsprodukten zu bestehen. Kaum sichtbar sind Molekülemissionen im Bereich von ca. 500 nm, die unter den Atomlinien liegen und auf die später eingegangen wird.

Die identifizierten Emissionslinien sind in Tabelle 3 aufgeführt. Darüber hinaus sind die Wellenlängen, Einsteinschen Emissionskoeffizienten sowie die Energie und der Entartungsgrad des oberen Zustandes eingetragen. Diese Werte sind der NIST-Datenbank entnommen [82]. Zahlreiche Linien treten als Multiplets auf und werden bei der Auswertung, wo es möglich ist, mit ihren gruppierten Werten benutzt. Dies ist von Vorteil, da über die oft überlagerten Linien integriert werden kann, ohne einzelne Teile der Multiplets entfalten zu müssen. Mit den gemessenen Intensitäten, den Werten aus Tabelle 3 und der Gl. (2.32) für die Boltzmann-Verteilung, kann die elektronische Anregungstemperatur bestimmt werden, siehe Kapitel 2.3. Dazu trägt man für eine Spezies semi-logarithmisch den aus Intensität, Frequenz, Einsteinkoeffizienten des oberen Zustandes und deren Entartung bestehen-

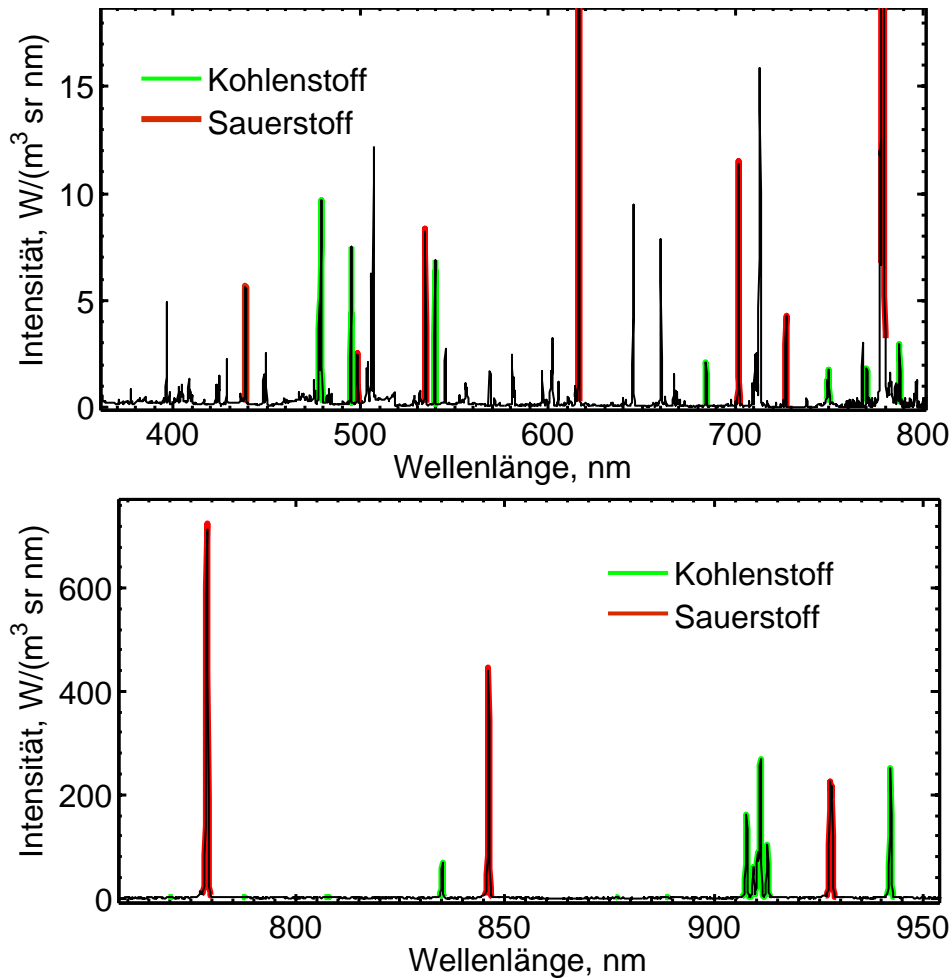


Bild 4.8: Spektrum (ca. 400-800 nm) der Strömung nahe ($r = 3,5 \text{ mm}$) der Zentrallinie mit eindeutig identifizierten C und O Atomlinien (oben) und der Bereich der intensivsten Atomlinien zwischen ca. 760-950 nm (unten)

den Term über der Energie des oberen Zustandes in ein Diagramm ein, wie in Bild 4.9 zu sehen ist. Liegen die Punkte auf einer Geraden, so ist damit gezeigt, dass eine Boltzmann-Verteilung vorliegt. Die Steigung der Geraden kann dann zu einer elektronischen Anregungstemperatur umgerechnet werden. Das Ergebnis für diese Analyse anhand der identifizierten C- und O-Linien für $r = 0-45 \text{ mm}$ an der Position $x = 140 \text{ mm}$ ist in Bild 4.10 zu sehen. Dabei werden die Intensitäten der Linien Zeile für Zeile ausgelesen und somit, über die örtliche Auflösung der OES-Messung, ein Verlauf der elektronischen Temperatur erzeugt. Die angegebenen Fehlerbalken zeigen für jede Messposition das Intervall der Sicherheit (95%) für die Koeffizienten der linearen Parameteranpassung der einzelnen Boltzmann-Plots. Die Werte liegen für die Sauerstofflinien im Zentrum ($r = 0 \text{ mm}$) der Strömung bei ca. 8500 K und nehmen scheinbar langsam bis hin zu $r = 45 \text{ mm}$ nach außen auf Werte von ca. 7000 K ab. Die Kohlenstofflinien zeigen anfangs einen ähnlichen Verlauf, allerdings steigt die elektronische Anregungstemperatur nach außen auf ca. 10000 K an. Die Fehlerbalken überlappen sich größtenteils und werden mit abnehmender Signalintensität (intensiv im Zentrum bis schwach zum Rand der Strömung hin) größer, sodass insgesamt, innerhalb des Bereichs der Unsicherheit für die Parameteranpassung,

von einem relativ konstanten Verlauf der elektronischen Anregungstemperatur gesprochen werden kann. Weiter über die radiale Position von $r = 42$ mm hinaus werden die Atomlinien erheblich schwächer und liefern keine verlässlichen Resultate.

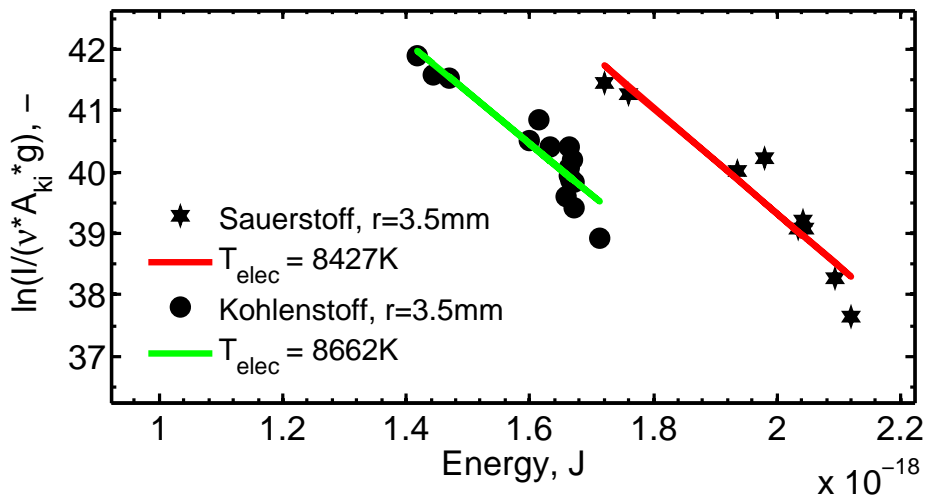


Bild 4.9: Boltzmann-Plot der zentrumsnahen Kohlenstoff- und Sauerstofflinien mit jeweiligen Ausgleichsgeraden, aus der die elektronischen Temperaturen ermittelt werden können.

Kohlenstofflinien/-Multiplets				Sauerstofflinien/-multiplets			
λ , nm	E_k , 1/cm	A_{ki} , 1/s	g_k	λ , nm	E_k , 1/cm	A_{ki} , 1/s	g_k
477,071	81334,25	1,07e6	9	436,947	99681,051	7,58e5	9
493,205	82251,71	6,02e6	1	496,959	106751,462	1,27e6	25
538,034	80562,85	1,86e6	3	533,154	105385,385	2,71e6	25
683,00	83497,62	9,89e5	5	700,406	102908,42	3,53e6	15
736,676	86185,2	3,58e5	5	725,636	102411,995	6,72e6	3
748,20	84109,44	1,03e6	9	777,551	86629,089	3,69e7	15
766,244	83791,04	1,20e6	5	844,880	88630,977	3,22e7	9
768,519	83752,41	1,14e6	3	926,642	97420,748	4,45e7	25
786,089	84103,10	1,53e6	5	615,897	102865,562	7,62e6	25
805,862	83791,04	1,09e6	5				
833,515	73975,91	3,51e7	1				
875,547	84032,15	5,23e5	3				
887,580	83877,31	2,05e6	3				
908,93	71374,9	3,01e7	9				
940,573	72610,72	2,91e7	5				

Tabelle 3: Identifizierte Kohlenstoff- und Sauerstofflinien /-multiplets, die für Boltzmann-Plots benutzt wurden. λ ist die Wellenlänge, E die Energie des oberen Anregungszustandes, A der Einsteinkoeffizient der Emission und g der Entartungsgrad des oberen Zustandes (k steht für den oberen und i für den unteren Energiezustand)

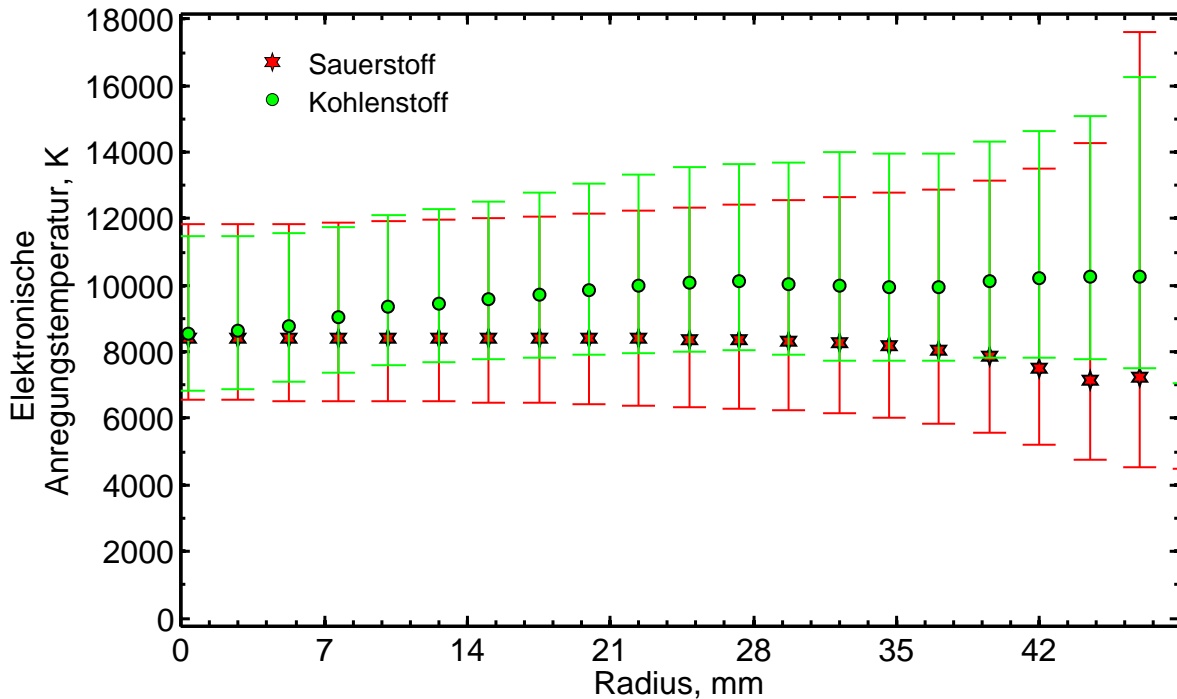


Bild 4.10: Elektronische Anregungstemperaturen der Kohlenstoff- und Sauerstoffatome als Verläufe über dem Radius der Strömung. Zur besseren Übersicht ist jeweils nur jeder siebte Datenpunkt aufgetragen. Die Fehlerbalken zeigen das Intervall der Unsicherheit (95%) für die Koeffizienten der linearen Parameteranpassung der einzelnen Boltzmann-Plots. Die ermittelten Koeffizienten der Steigung führen zu den dargestellten elektronischen Anregungstemperaturen.

Die Auswertung der äußeren Strömung, also der durch Molekülemission dominierten Zone, wird vor allem an der intensivsten Position bei ca. $r = 60$ mm durchgeführt. Dazu steht die Strahlungsdatenbank PARADE zu Verfügung. Damit werden unter Vorgabe der vermuteten emittierenden Spezies, deren Teilchendichte und innerer Energieanregung, d.h. Rotations- Vibrations- und elektronischer Temperatur, Emissionsspektren erzeugt und mit der Messung verglichen. Bild 4.11 zeigt diesen Vergleich mit CO^+ (Comet), C_2 (Swan), N_2 (N21p, N22p, N2bh2) und N_2^+ (pmei) als emittierende Spezies. Alle Spezies zeigen die gleichen Temperaturen der verschiedenen inneren Anregungsmodi mit jeweils $T_{\text{rot}} = 9000$ K, $T_{\text{vib}} = 6500$ K und $T_{\text{elec}} = 5500$ K. Der Simulation liegt folgendes Teilchendichteverhältnis, $\text{CO}^+/\text{C}_2/\text{N}_2/\text{N}_2^+$, $1/0.04/40/10$, zugrunde. Bei der Simulation der Spektren in Richtung des Strömungszentrums, zeigt sich eine Zunahme der elektronischen Anregungstemperatur bis hin zu 10000 K, wobei die anderen Anregungsmodi bei konstanten Temperaturen bleiben.

Allgemein haben CO^+ und C_2 den stärksten Einfluss auf den spektralen Emissionsverlauf. Beide strahlen vor allem im Bereich von ca. 300-550 nm. N_2 und N_2^+ sind im vorliegenden Fall bei Wellenlängen > 550 nm entscheidend.

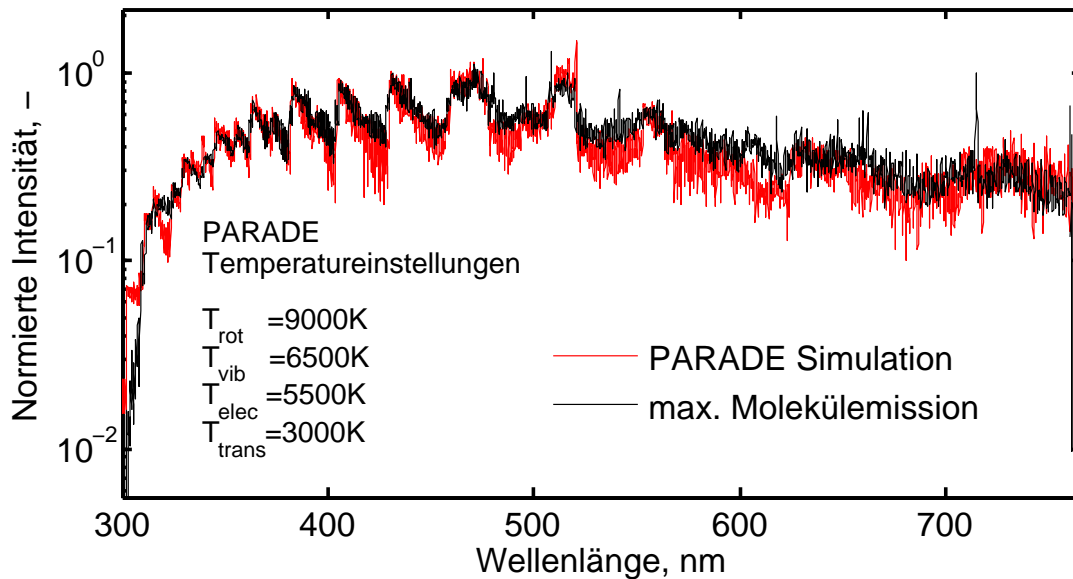


Bild 4.11: Spektrum der maximalen Molekülemission mit einer PARADE Simulation von CO^+ , C_2 , N_2 , N^+_2 . Bedingung: $x = 140 \text{ mm}$, $r = 60 \text{ mm}$, $P_{el} = 160 \text{ kW}$

4.2.2. Zwei-Photonen laserinduzierte Fluoreszenz

Die Ergebnisse der Zwei-Photonen laserinduzierten Fluoreszenz ermöglichen die lokal sehr fein aufgelöste Messung von translatorischen Temperaturen, Geschwindigkeiten und Teilchendichten anhand des Grundzustandes einzelner Spezies. Vor der eigentlichen Auswertung der Plasmaparameter müssen bedingende Eigenschaften und Beziehungen der Messmethode selbst gezeigt werden. Diese wurden in Kapitel 2.4.2 diskutiert. Darüber hinaus wird, wie in Gl. (2.51) zu sehen ist, auch das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Sauerstoff und Xenon benötigt. Diese Werte können im Rahmen dieser Arbeit nicht selbst bestimmt werden, sondern werden aus der Literatur bei Niemi mit $\sigma_{\omega_{Xe}}/\sigma_{\omega_O} = 0,36$ entnommen [62]. Auch Göhlich bestimmte das Verhältnis, allerdings zu $\sigma_{\omega_{Xe}}/\sigma_{\omega_O} = 0,51$ [60]. In der vorliegenden Arbeit wird der Wert von Niemi verwendet, da dieser jünger ist. Beide Werte stimmen innerhalb der angegebenen Fehlerabschätzungen von 50 % überein. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte geht linear in die Gl. (2.51) ein und bedeutet, dass der gemessene Wert der Teilchendichte des Sauerstoffs nicht kleiner als die Fehlerabschätzung der Wirkungsquerschnitte selbst sein kann. Mit den gezeigten Beziehungen und Angaben über die zur Berechnung benötigten Größen können die in Kapitel 2.4.3 beschriebenen Auswerteprozeduren anhand der Absorptionskurven, wie in Bild 4.12 dargestellt, angewendet werden. Es sind Intensitäten der Fluoreszenz über der Wellenlänge der Anregung aufgetragen. Die Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung mit korrigierter Varianz, errechnet aus der Menge der Einzelmessungen pro Wellenlänge. Wie in diesem Beispiel für eine tatsächlich gemessene Absorptionskurve, zeigt sich, dass die Annahmen über die Verbreiterungsmechanismen berechtigt sind, denn die angepasste Voigt-Funktion stimmt sehr gut mit der Messung überein. Die daraus ermittelten translatorischen Temperaturen und Teilchendichten sind in Tabelle 4 zusammengefasst.

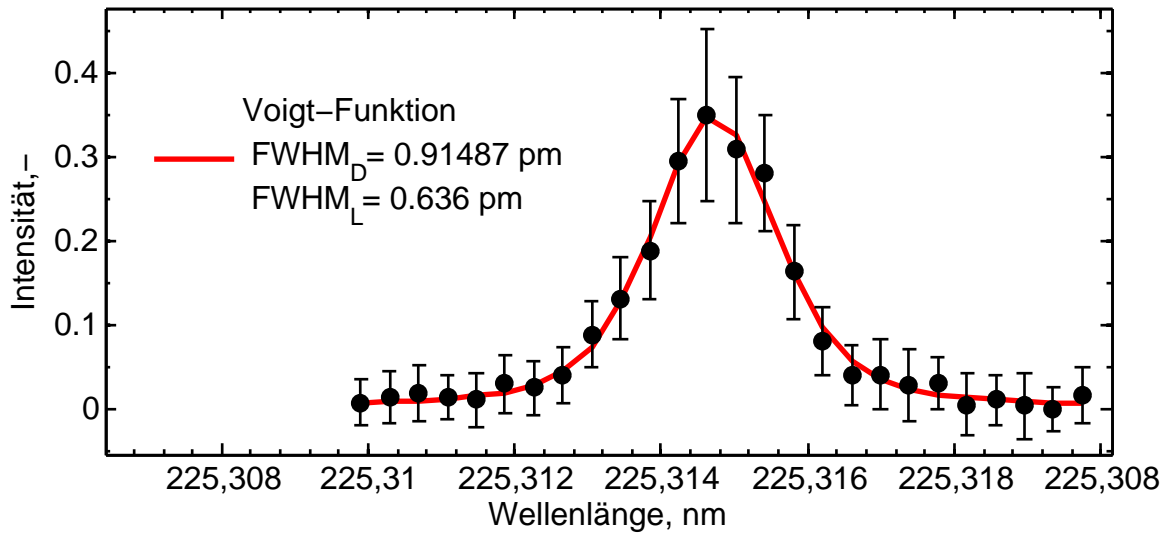


Bild 4.12: Parameterangepasste Voigt-Funktion an eine gemessene Absorptionskurve des Sauerstoffs mit ermittelten Anteilen für den Doppler- und Lorentzanteil. Die Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung auf Basis von 100 Einzelmessungen pro Wellenlänge.

Neben der translatorischen Temperatur und der Teilchendichte des Grundzustandes kann auch die Geschwindigkeit des Sauerstoffs bestimmt werden [83]. Es wird ein Vergleich zwischen der Anregungswellenlänge mit und ohne vektorielle Geschwindigkeitskomponente unternommen, aus der die Geschwindigkeit folgt. Dabei muss mit Hilfe einer Referenzmessung mit Xenon eine spektrale Drift des Lasers kompensiert werden. Die Messung mit der Geschwindigkeitskomponente wurde unter einem maximalen, durch die Geometrie der optischen Zugänge beschränkten, Winkel von $\theta = 61,4^\circ$, durchgeführt. Die Zusammenfassung der gemessenen Geschwindigkeiten ist in Tabelle 5 und Bild 4.13 zu sehen. Es ergibt sich eine mittlere Geschwindigkeit von $3,3 \pm 0,4$ km/s an der Messposition von ca. 140 mm.

Testnummer	T_{Tr} , K	n_O , $1/m^3$	$FWHM_{Doppler}$, pm
1	3006	$1,4126 \cdot 10^{19}$	1,1071
2	2576	$1,1514 \cdot 10^{19}$	1,0248
3	3196	$0,7552 \cdot 10^{19}$	1,1416
4	2400	$2,4492 \cdot 10^{19}$	0,9893
5	2734	$1,8285 \cdot 10^{19}$	1,0559
6	2750	$1,7086 \cdot 10^{19}$	1,0589
Mittelwert	2777 ± 287	$(1,55 \pm 0,587) \cdot 10^{19}$	$1,0629 \pm 0,0549$

Tabelle 4: Translatorische Temperaturen, T_{Tr} , Teilchendichten, n_O , und Dopplerbreiten, $FWHM_{Doppler}$, der Messkampagne für die auswertbaren Testläufe mit Standardabweichungen. Die elektrische Leistung bei der Messkampagne beträgt 136 kW.

Testnummer	v, km/s	pos. Fehler, km/s	neg. Fehler, km/s
1	2,981986	0,7203089	-0,674651
2	3,217886	0,7521105	-0,7044061
3	3,383669	0,2489256	-0,2324524
4	2,444162	0,3079854	-0,2881181
5	3,673382	0,4906019	-0,4590195
6	3,69086	0,1947167	-0,1815227
7	3,68851	0,2056536	-0,1917803
8	3,38124	0,2949359	-0,2756032
9	3,37889	0,3058728	-0,2858609
Mittelwert	3,3 ± 0,4		

Tabelle 5: TALIF-Geschwindigkeitsmessungen bei $P = 150 \text{ kW}$ elektrischer Eingangsleistung.

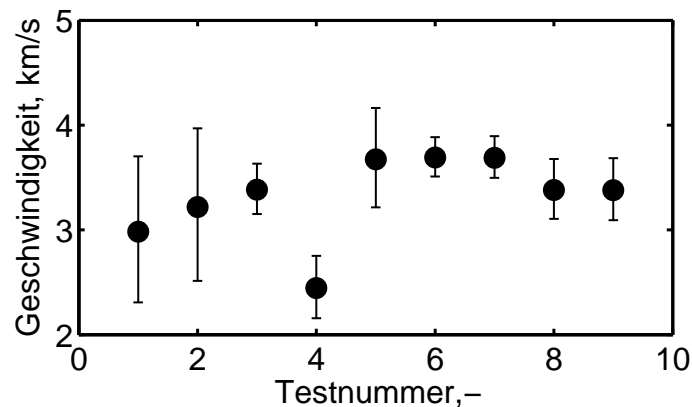


Bild 4.13: Darstellung der einzelnen TALIF-Geschwindigkeitsmessungen

Die Ergebnisse der TALIF-Messungen sind in Tabelle 6 zusammengefasst. Angegeben sind auch die elektrischen Leistungen der Bedingungen, da diese leicht variiert werden mussten. Die Anpassung der Versuchsbedingungen war nach umfangreichen Reparaturen an der Leistungsversorgung notwendig. Die Bedingung bei 136 kW war bei der Geschwindigkeitsmessung nicht mehr stabil einstellbar und wurde durch die nächstliegende Bedingung von 150 kW ersetzt.

Kennwert	Wert	Bedingung
$T_{\text{Tr,O}}$	$2777 \pm 287 \text{ K}$	136 kW
n_{O}	$(1,55 \pm 0,587) \cdot 10^{19} \text{ 1/m}^3$	136 kW
v_{O}	$3,3 \pm 0,40 \text{ km/s}$	150 kW

Tabelle 6: Zusammenfassung der mit TALIF gemessenen Ergebnisse

4.2.3. Hochgeschwindigkeitskamera

Für die Analyse weiterer Charakterisierungsmerkmale der Strömung wird ein Hochgeschwindigkeitskamerasystem verwendet. Mit einer Bildwiederholrate von 5000 Hz entstanden Aufnahmen, die in der Bildfolge 4.14 ein zyklisches Verhalten der Emissionsintensität zeigen. Die Einzelbilder stellen spektral ungefilterte Emissionsintensitäten dar. Bei einer zeitlichen Betrachtung ist ein Zyklus mit einer Lebensdauer von 3,3 ms zu erkennen.

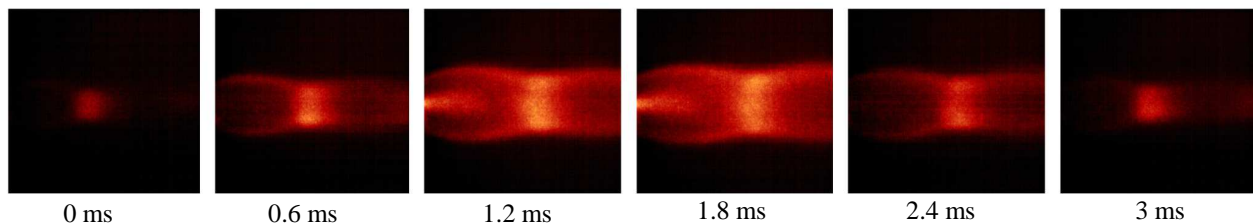


Bild 4.14: Lebenszyklus der Strömung in Einzelbildern

Betrachtet man das räumliche Verhalten der Strömung, so sind deutlich Strukturen sichtbar, die mit dem Zyklus folgend wiederholt in ihrer Intensität zu- und abnehmen. Mindestens eine geschlossene Zelle ist auszumachen, in der sich während der intensivsten Phase (1-2 ms) eine Kernströmung deutlich zeigt. Bei genauerer Betrachtung scheint es so, als ob die Zelle ihre Größe verändert. Dabei wandert eine Mach-Scheibe, die als hell-diffuse Region die rechte Wand der Zelle bildet, ein wenig vor und zurück. Dieses zyklische *Pulsieren* verdeutlicht das Verhalten der Strömung über die Emission der angeregten Spezies.

In Bild 4.15 wird die Strömung über dem vollen Spektrum der detektierbaren Wellenlängen des Kamerachips betrachtet. Es ist das Maximum und Minimum der Intensität dargestellt. Benutzt man Bandpassfilter, die nur einen ausgewählten spektralen Bereich passieren lassen, so kann man Wellenlängen von bestimmten Spezies und deren Verteilung untersuchen. Die Bilder 4.16-4.17 zeigen die Phasen der maximalen und minimalen Intensität anhand der Emission atomaren Kohlenstoffs und Sauerstoffs. Die verwendeten Filter haben eine volle Halbwertsbreite von 10 nm, siehe Anhang A.8.

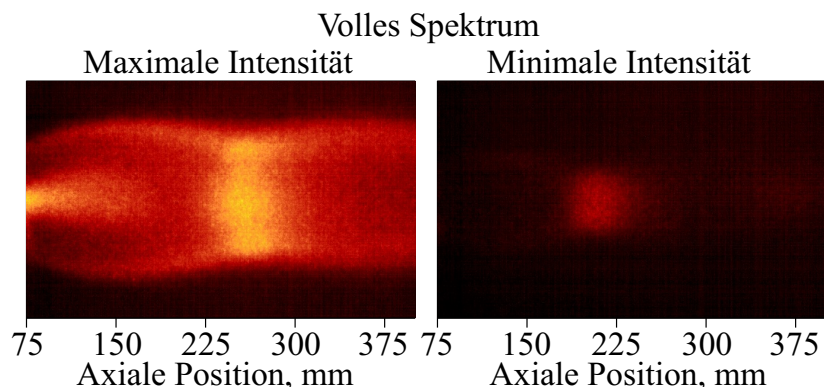


Bild 4.15: Maximum und Minimum des vollen Spektrums. Die Aufnahme ist nicht kalibriert, da sie nur einen integralen Intensitätswert für den gesamten spektralen Bereich liefert.

In den Aufnahmen des vollen Spektrums, Bild 4.15, ist die von links kommende Strömung im Falle der maximalen Intensität gut zu erkennen. Die größten Intensitätswerte werden im Zentrum und dem Außenbereich der Strömung erreicht. Die mit Filtern spektral auf atomaren Sauerstoff und Kohlenstoff abgestimmten Aufnahmen sind kalibriert und zeigen erhebliche Unterschiede in ihren Skalen. So ist, wie auch schon in den OES-Ergebnissen, die Intensität der 777 nm Sauerstofflinie deutlich am intensivsten. Es ist ein Unterschied in der Verteilung der Emission zwischen Sauerstoff und Kohlenstoff erkennbar. Sauerstoff ist auf das Zentrum der Strömung beschränkt, während Kohlenstoff, zwar schwach, jedoch vor allem in den Aufnahmen mit 710 nm und 830 nm erkennbar, in der restlichen Strömung auszumachen ist.

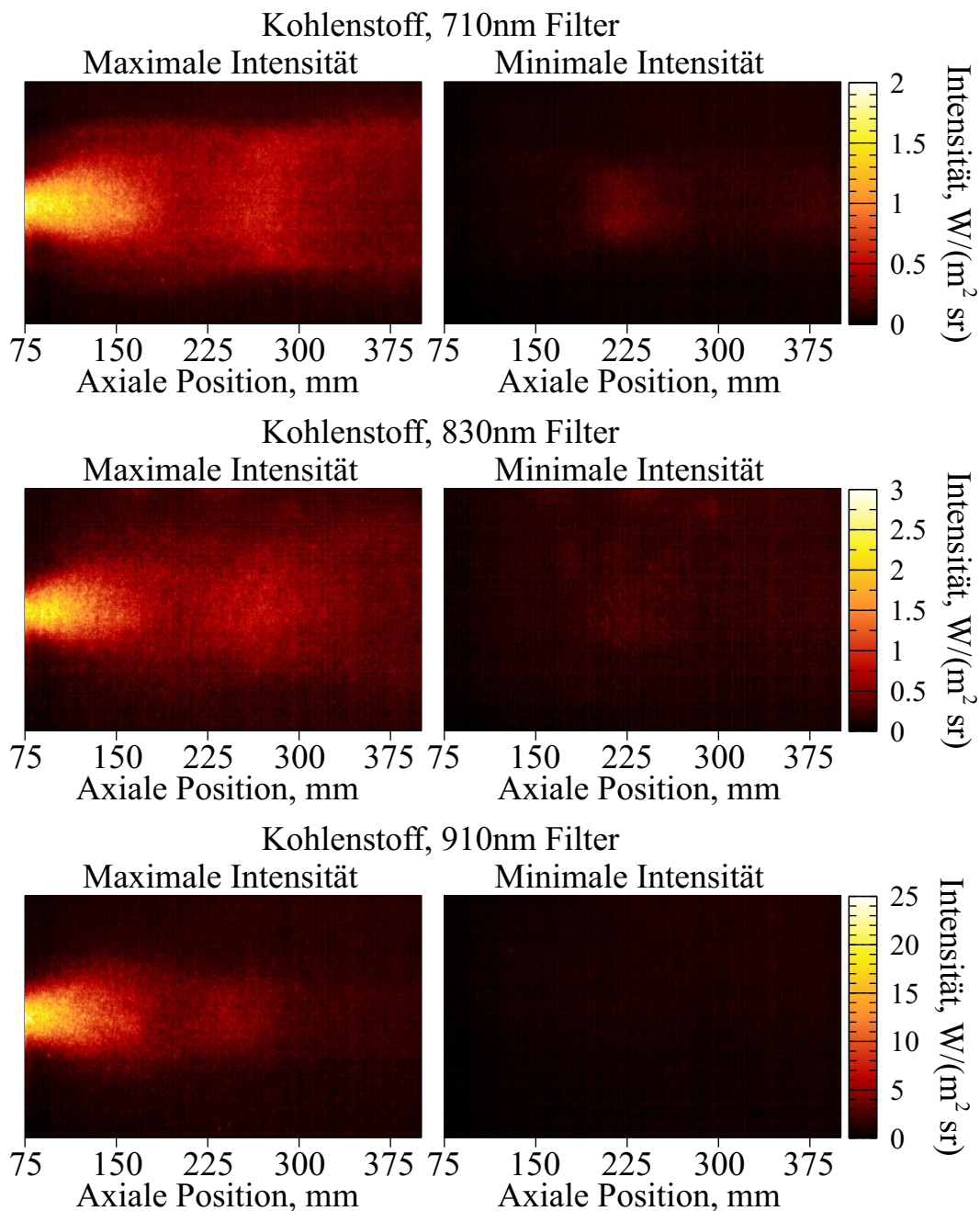


Bild 4.16: Maxima und Minima der Emission von atomaren Kohlenstoff um 710, 833 und 909 nm

Die Emission des Kohlenstoffs der Wellenlänge von 909 nm ist wiederum auf das Strömungszentrum beschränkt. (Die Emission des Kohlenstoffs um 710 nm besteht aus mehreren überlagerten Multipletts. Diese Emissionslinien können nicht eindeutig den Multipletts zugeordnet werden und werden deshalb nicht in der OES-Untersuchung berücksichtigt. Da es sich aber eindeutig um Kohlenstoff handelt, können diese Emissionslinien an dieser Stelle verwendet werden.)

Insgesamt wird durch die Daten deutlich, dass die Emission der atomaren Spezies sich eher auf das Zentrum der Strömung konzentriert. In der Phase der minimalen Intensität sind nur eine sehr schwache oder keine Intensität an dem Ort der Mach-Scheibe auszumachen, während der restliche Raum dunkel bleibt.

Diese HSC- und OES-Ergebnisse basieren beide auf der Emission angeregter Spezies. Sie stimmen bei der Betrachtung der Strömungsstruktur überein und führen zu weiteren ergänzenden Aussagen in Kapitel 5. Darüber hinaus, führen die HSC-Ergebnisse zu einer Diskussion aller angewendeten Messmethoden im Bezug auf das zyklische *Pulsieren* der Strömung, das möglicherweise einen entscheidenden Einfluss auf die Ergebnisse hat.

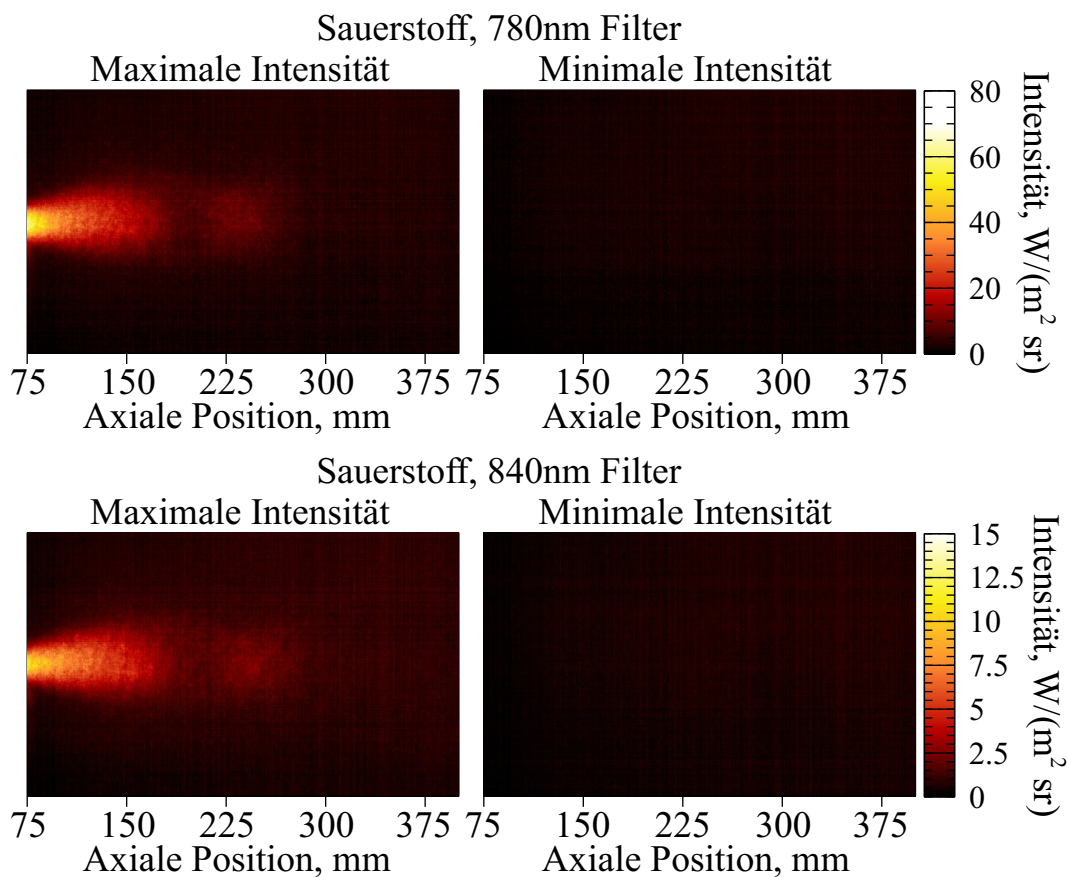


Bild 4.17: Maxima und Minima der Emission von atomaren Sauerstoff um 777 und 844 nm

5. Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messverfahren diskutiert, die eine Charakterisierung der Kohlendioxidströmung erlauben. Die Verbindung der Ergebnisse der eingesetzten Messmethoden ermöglicht den Vergleich zu den Flugdaten vergangener Missionen zum Mars. Eine wichtige Vergleichsgröße ist die massenspezifische Enthalpie, deren Messung mit unterschiedlichen Methoden betrachtet wird. Aus den Ergebnissen ergibt sich ein Bild der Struktur der supersonischen Strömung, deren Kenntnis wichtig für das Testen von Materialproben ist. Über Hinweise auf ein Nichtgleichgewicht der Strömung wird der thermodynamische Zustand erörtert. Schließlich folgt die Diskussion der eingesetzten Messmethoden vor dem Hintergrund der zyklischen Plasmaentstehung als Eigenschaft der eingesetzten Anlage, was mit den HSC-Ergebnissen gezeigt werden konnte. Abschließend wird auf die Schwierigkeiten bei TALIF-Untersuchungen an CO eingegangen.

TALIF

Die Anwendung der Zweiphotonen laserinduzierten Fluoreszenzspektroskopie wurde in dieser Arbeit erstmalig erfolgreich angewendet, um die Teilchendichte von atomarem Sauerstoff einer induktiv geheizten Kohlendioxid-Plasmaströmung bei Eintrittsbedingungen zu messen. Die Herausforderungen, das Messverfahren an den großen Plasmawindkanal PWK3 mit seinem induktiven Generator IPG4 anzupassen, sind mit den Vorarbeiten von Löhle [13] und Eichhorn [12] ebenso erfolgreich bewältigt worden, wie der Einsatz des Kalibrierverfahrens mit Xenon und die auf der Parameteranpassung eines Voigt-Profiles basierende Auswertung. Die Versuche bei der in Kapitel 4 beschriebenen Bedingung, führen zu einer mittleren Grundzustandsdichte des atomaren Sauerstoffs von $1.55 \cdot 10^{19} \text{ 1/m}^3$. Dieses Ergebnis liegt etwa zwei Größenordnungen unter dem Ergebnis einer Gleichgewichtsrechnung, siehe Bild 1.3 in Kapitel 1, und stellt einen Hinweis auf ein deutliches chemisches Nichtgleichgewicht dar. Dieser Hinweis auf ein Nichtgleichgewicht der Strömung an der Messposition wird durch die Ergebnisse der optischen Emissionsspektroskopie im nächsten Abschnitt wieder aufgegriffen und weiter erörtert.

Mit den Möglichkeiten der TALIF-Methode werden neben der Messung der Grundzustandsdichte auch die Geschwindigkeit sowie die translatorische Temperatur des Sauerstoffs bestimmt. Es wird eine durchschnittliche translatorische Temperatur von 2777 K gemessen während die Messungen der Geschwindigkeit des atomaren Sauerstoffs in der Strömung einen durchschnittlichen Wert von 3,3 km/s liefern. Sowohl die Messung der Grundzustandsdichte als auch der translatorischen Temperatur basieren auf den Parametern der Anpassung eines Voigt-Profiles an die gemessene Absorptionskurve. In Zusammenhang mit der optischen Wahrnehmung der Strömung und den Untersuchungen mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, die eine ausgeprägte Stoßstruktur der Strömung zeigen, steht fest, dass es sich bei den besagten Bedingungen um eine Überschallströmung handelt. Geht man von den berechneten Werten einer Gleichgewichtsrechnung aus (Schallgeschwindigkeit der Strömung an der Messstelle ist circa $a \approx 1 \text{ km/s}$) und nimmt an, dass die vorliegende Strömung nicht erheblich

davon abweicht, so liegt die Machzahl bei ca. $Ma = 3,3$. Somit wird die Strömung als supersonisch bezeichnet. Dem zugrunde liegt die Annahme, dass die Geschwindigkeit des atomaren Sauerstoffs im Grundzustand auch der makroskopischen Strömungsgeschwindigkeit entspricht.

Es zeigt sich, dass der mit der Komplexität der TALIF-Messungen verbundene Aufwand, der zu den wichtigen Parametern Teilchendichte, translatorische Temperatur und Geschwindigkeit führt, gerechtfertigt ist. Die Machbarkeit und der Wert der hier vorgestellten Daten verdeutlicht, dass die TALIF-Methode entscheidend zu Untersuchungen weiterer Plasmen und Hitzeschutzmaterialien beitragen kann.

OES

Die optische Emissionsspektroskopie wird als Standardanwendung bei der Untersuchung von Plasmen und Hitzeschutzmaterialien angesehen. Ihre Anwendung kann relativ unkompliziert und schnell erfolgen. Der Kalibrieraufwand ist relativ niedrig und die Aussagekraft der Ergebnisse erheblich. Die Ergebnisse machen Aussagen über den angeregten Teil der Populationen in der Strömung. Mit zusätzlichen Überlegungen birgt OES weiteres Potential, das in dieser Arbeit genutzt wird. So wird mit der Rotationssymmetrie der Strömung, die bereits durch vorangegangene Arbeiten von Herdrich [15] und Endlich [14] gezeigt wurde, eine Voraussetzung für den Einsatz der Abel-Inversion erfüllt. Diese mathematische Funktion von Abel [81] ermöglicht die Umrechnung der über die Sichtlinie integriert aufgenommenen OES-Daten auf lokale Werte und trägt so zum Verständnis der Strömungsstruktur bei. Die Ergebnisse geben Auskunft über einen ganzen senkrechten Schnitt der Strömung mit lokaler Auflösung. Die in der Strömung vorhandenen Spezies können in den Ergebnisspektren identifiziert werden. In Verbindung mit dem Einsatz der Plasma Radiation Database (PARADE), die auch zur Identifizierung vor allem der molekularen Bestandteile dient, können durch den Vergleich der simulierten und gemessenen Spektren, die Energieverteilungen, beschrieben durch vibratorische, rotatorische und elektronische Temperaturen, ermittelt werden. Mit dem Boltzmann-Plot als weiteres Werkzeug, sind elektronische Anregungstemperaturen auswertbar.

Die Auswertung der OES-Spektren zeigt für die Messposition, dass eine deutliche räumliche Trennung der Strömung in drei Zonen vorliegt. Das Zentrum wird durch die atomaren Dissoziationsprodukte Sauerstoff und Kohlenstoff dominiert. Es sind fast keine anderen Elementlinien und nur schwache, wenn auch immer noch auswertbare Molekülbanden zu beobachten. Das Zentrum zeigt auch keine sichtbare Ionenemission. Daraus kann man schließen, dass in der Kernzone mit einem Radius von ca. 20 mm die Energie für eine fast vollständige Dissoziation ausreicht, jedoch nicht um eine sichtbare Ionisation zu bewirken. An die Kernzone schließt sich eine emissionsarme Region zwischen ca. 20 mm und 40 mm an, gefolgt von einem Bereich zwischen ca. 40 mm und 70 mm, die deutlich von Molekülemission dominiert wird. Bedenkt man die herrschende Rotationssymmetrie der Strömung, so wird die Kernzone von dem dunklen Bereich eingehüllt, der wiederum von der Region der Molekülemission umhüllt wird. Die Strömung ist also in konzentrischen Schichten angeordnet. Der

dunkle Bereich, in dem der Totaldruckmessung zufolge ein lokales Maximum liegt, wird als ein Bereich mangelnder Anregungsenergie interpretiert, in der die Energie von Dissoziationsprozessen der Moleküle aus dem Außenbereich aufgenommen wird.

Die Identifikation der Molekülemissionen in der äußeren Region der Strömung mithilfe von PARADE zeigt deutliche Anteile von CO^+ , C_2 , N_2 und N_2^+ . CO^+ kann aus der Rekombination von Edukten aus der Kernströmung stammen oder ist das Produkt aus der Primärreaktion von CO_2 und wird im Generator oder auf dem Weg zur Messposition ionisiert. C_2 ist offensichtlich ein Rekombinationsprodukt. Die zweiatomigen Stickstoffmoleküle kommen von außerhalb der Strömung. Sie werden durch das Einblasen von Stickstoff am hinteren Ende des Tanks zur Deaktivierung von CO eingebracht. Damit wird die Ansammlung zu einer kritischen und potentiell explosiven CO/O-Konzentration in den Vakuumpumpen verhindert. Die Diffusion des Stickstoffs bis hin in den vorderen Tankbereich, und somit in die Außenbereiche der Strömung, spiegelt sich so in den OES-Ergebnissen wieder. Im Kern der Strömung ist keine Stickstoffemission zu beobachten. Die gemessenen Spektren lassen keinen merklichen Einfluss von CO erkennen, obwohl es nach der Primärreaktion von CO_2 stark vertreten sein müsste. Eine Vergleichsrechnung mit PARADE zeigt, dass die Intensität der Emission von CO^+ , bei gleichen und für diese Arbeit relevanten Bedingungen, einige Größenordnungen über der von CO liegt. Das bedeutet, dass trotz kleinerer Mengen, in Abhängigkeit der Einsteinfaktoren für die Wahrscheinlichkeit der Emission, der Franck-Condon-Faktoren für die Verteilung der Energie auf die Vibrationszustände sowie der Hönl-London-Faktoren für die Verteilung auf die Rotationszustände, eine Spezies die Gesamtemission dominieren kann. Auch CN wurde in den Spektren nicht identifiziert. CN, vor allem die *Violet*-Bande, wurde wie in Tabelle 9 (Kapitel 1.2) zu sehen, häufig auch in anderen, marsähnlichen Strömungen beobachtet. Hier jedoch kommt Stickstoff im Zentrum der Strömung nicht vor und erklärt somit die Abwesenheit von CN. Tabelle 9 in Kapitel 1.2 zeigt auch, dass die ionisierten Spezies in anderen Versuchen nicht beobachtet oder vernachlässigt werden. So wird nur bei Löhle CO^+ diskutiert [84]. In dieser Arbeit jedoch sind CO^+ und N_2^+ deutlich erkennbar.

Die identifizierten Molekülbanden von CO^+ (Comet), C_2 (Swan), N_2 und N_2^+ zeigen die gleichen Temperaturen der inneren Anregungsmodi mit jeweils $T_{\text{rot}} = 9000 \text{ K}$ und $T_{\text{vib}} = 6500 \text{ K}$ über den auswertbaren Radialbereich der Strömung. Dagegen zeigt die elektronische Anregungstemperatur einen Verlauf von der äußeren Strömung ($T_{\text{elec}} = 5500 \text{ K}$) hin zum Zentrum ($T_{\text{elec}} = 10000 \text{ K}$). Die Temperatur von 10000 K passt, unter Berücksichtigung der Fehlerbereiches, siehe Bild 4.10 in Kapitel 4.2.1, zu der elektronischen Anregungstemperatur, die aus dem Boltzmann-Plot der Sauerstoff- und Kohlenstoff Linien der Kernströmung mit Werten um 8500 K ermittelt wurde.

Diese verschiedenen Temperaturen der Anregungsmodi zeigen deutlich, dass ein thermisches Nichtgleichgewicht an der Messposition vorliegt. Die hohen Temperaturen, also großen Energiedichten, in Kombination mit dem niedrigen Druckregime, lassen erfahrungsgemäß auch ein Nichtgleichgewichtszustand der Plasmaströmung erwarten.

HSC

Erstmals wurde weiterhin ein Hochgeschwindigkeitskamerasystem am PWK3 eingesetzt. Die Bilder liefern Aufschluss über die Struktur der Strömung, basierend auf ausgewählten Plasmaemissionen. Die Strömung wird mit dem HSC-System örtlich und zeitlich aufgelöst betrachtet. Durch vorangegangene Arbeiten z.B. von Herdrich [15] ist die Generierung der Plasmaströmung unter anderem über die Untersuchung des anliegenden Stromes betrachtet worden. Dabei wurde eine Frequenz von 300 Hz gemessen, die durch die dreiphasige Leistungsnachführung entsteht. Diese Frequenz kann mit der HSC visualisiert werden. Es ist ein Intensitätsverlauf der Emissionen aus der Plasmaströmung mit ausgeprägten Maxima und Minima zu erkennen. Durch den zusätzlichen Einsatz von spektralen, optischen Filtern, die mit Hilfe der vorliegenden Ergebnisse der OES gezielt ausgewählt werden können, ist es möglich, die Strömung über die Emission der einzelnen Spezies wie Sauerstoff und Kohlenstoff zu untersuchen.

Die zeitliche Auflösung der Bilder zeigt eine periodische Zu- und Abnahme der Gesamtemission. Dieses periodische Verhalten ist auch bei allen einzelnen, spektral gefilterten Emissionen zu beobachten. Die lokale Auflösung der spektral gefilterten Emissionen der Strömung zeigt dagegen ein unterschiedliches Verhalten. Dies bedeutet, dass es Unterschiede in der Ausprägung zwischen einzelnen Spezies gibt. So ist die erkennbare Emission des Sauerstoffs auf den Kern der Strömung im vorderen, düsen nahen Bereich begrenzt, während der Kohlenstoff deutlich verteilter in der Strömung strahlt. Darüber hinaus sind auch Unterschiede zwischen den einzelnen Kohlenstoffemissionen zu erkennen. Die Wellenlänge 909 nm ist deutlich weniger über die Strömung verteilt als die Strahlung der Wellenlänge 712 nm. Unterschiede liegen in der Energie des oberen Anregungszustandes der Emissionen und ihren Einsteinkoeffizienten. Es wird vermutet, dass eine Energieverteilung innerhalb der Strömung zu unterschiedlicher Anregung der Atome führt und somit die verschiedenen Intensitäten der spektralen Emissionen erklärt.

In Kapitel 5.3 wird auf die Struktur der Strömung eingegangen, bei deren Analyse vor allem die Aufnahmen der ungefilterten Emissionen von Nutzen sind.

Das pulsierende Verhalten der Strömung wird bisher nur anhand der Ergebnisse des HSC-Systems sichtbar. Das heißt, dass es sich primär um das Verhalten der Emission handelt. Diese Tatsache soll hervorgehoben werden, da es nicht zwingend ist, dass sich die Strömung genau so verhält wie der Emissionsverlauf. Es kann sein, dass sich die zeitlichen Verläufe für zum Beispiel Teilchendichten, Druck und Energieverteilung anders verhalten. Mögliche Auswirkungen auf die Messmethoden sind in Kapitel 5.6 erörtert.

Sondenmessungen

Neben den quantitativen Ergebnissen der Sondenmessungen, die im folgenden Kapitel 5.1 mithilfe der vergangenen Trajektorien von Marsmissionen eingeordnet werden, sind die qualitativen Verläufe für das Verständnis der Strömung von Interesse. Die Messungen von Totaldruck, Wärmestromdich-

te und massenspezifischer Enthalpie sind im Staupunkt vorgenommen worden. Sie stellen den axialen Verlauf dar und zeigen eine auffällige qualitative Kongruenz über den jeweiligen Messbereich. Das spricht für eine eindeutige Struktur der Strömung und wird in Zusammenhang mit Hinweisen anderer Messmethoden in Kapitel 5.3 diskutiert.

Durch den Vergleich der Sondenmessungen für zwei verschiedene Leistungsbedingungen wird gezeigt, dass keine entscheidenden oder nur kleine Veränderungen in der Plasmaströmung in Abhängigkeit kleiner Leistungseinstellungen stattfinden. Es wird also angenommen, dass auch die Ergebnisse der optischen Messmethoden repräsentativ für den in dieser Arbeit verwendeten Leistungsbereich sind. Die Ergebnisse tragen zum Verständnis der Struktur der Strömung wesentlich bei, wobei die Parallelen der zweidimensionalen Darstellung des Totaldruckes zu den HSC-Aufnahmen besonders anschaulich sind.

Eine Diskussion der Bestimmung der massenspezifischen Enthalpie mit zwei verschiedenen Methoden wird in Kapitel 5.2 geführt.

5.1. Vergleich der charakterisierten Plasmaströmung anhand ihrer Parameter mit vergangenen Flugdaten

Die Ergebnisse der Sondenmessungen (Totaldruck, Wärmestromdichte und massenspezifische Enthalpie) zeigen, dass die Strömungen, welche bei Eintrittsmissionen am Mars auftreten, im PWK3 realisierbar sind. Im Einzelnen sind vor allem Kombinationen aus niedrigem Druck und hohen Wärmestromdichten bzw. Enthalpien am Besten umsetzbar. Im Allgemeinen wird deutlich, dass Trajektorienpunkte der Flugmissionen, vor allem die der frühen Eintrittsphasen, für die Untersuchung und Erprobung von Hitzeschutzmaterialien simuliert werden können, wie im Bild 5.1 zu sehen.

Der Maximalwert des Totaldruckes am PWK3 von 1100 Pa, der in dieser Arbeit gemessen wurde, liegt um eine Größenordnung niedriger, als die kritischen Werte der Punkte, an denen die maximale thermische Belastung im Flug herrscht (*peak heating*). Diese sind für die Demonstration der Leistung der Hitzeschutzmaterialien sicherheitskritisch und Tests unter diesen Bedingungen sind besonders aussagekräftig. Trotzdem sind die frühen Phasen eines Eintritts relevant, um das Verhalten der TPS zu untersuchen. Auch die Geschwindigkeit der Strömung, mit ca. 3,3 km/s, ist kleiner als im realen Eintritt, sodass eine exakte thermodynamische Simulation des *peak heating* im PWK3 noch nicht möglich ist. Die wichtigsten Parameter dagegen, mit bis zu 3,2 MW/m² für die Wärmestromdichte und bis zu 42 MJ/kg für die massenspezifische Enthalpie, sind für alle vergangenen Mars-Eintrittsmissionen am PWK3 hervorragend simulierbar.

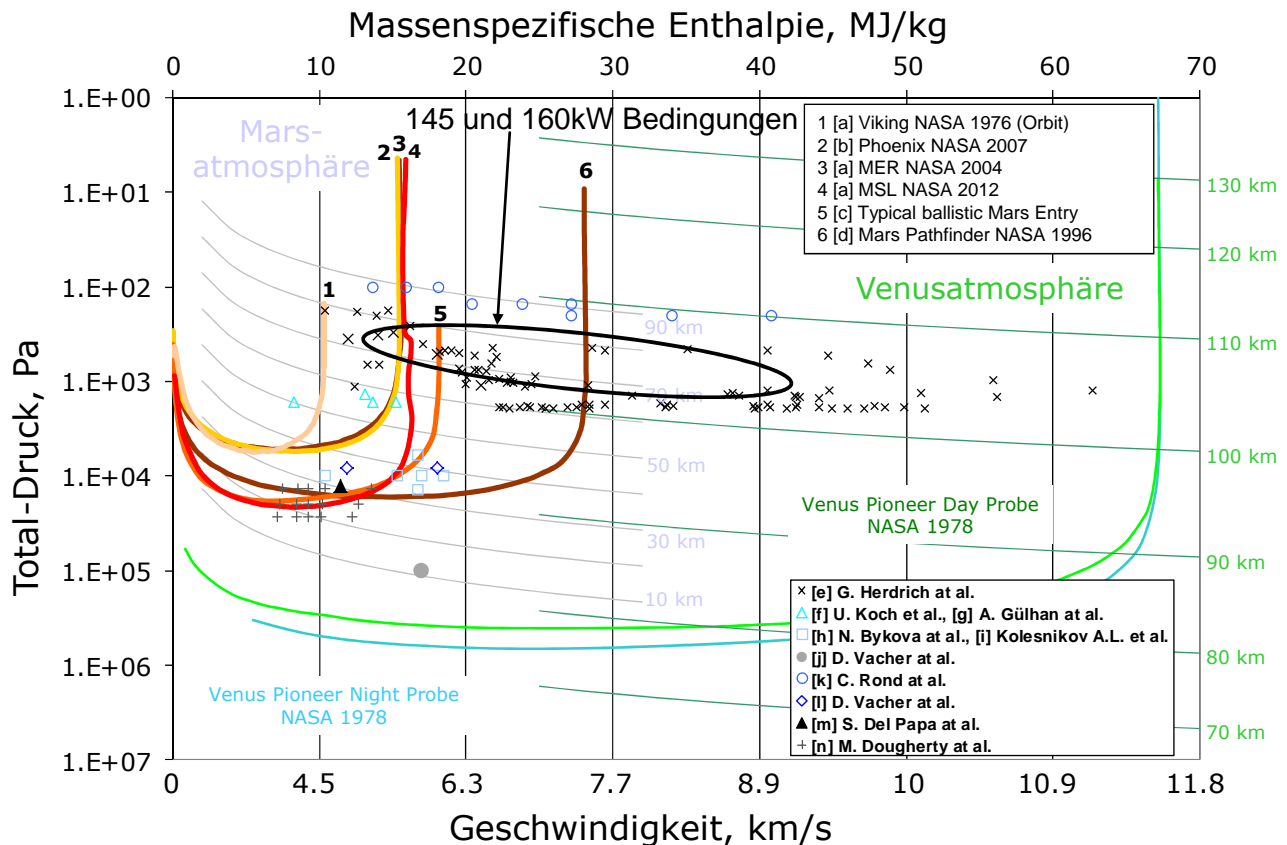


Bild 5.1: Einordnung der 145 kW und 160 kW Bedingungen anhand der Enthalpie und des Totaldrucks über den Trajektorien der Marsmissionen

5.2. Vergleich der Enthalpiemessungen mit der Methode nach Pope

Messungen der Enthalpie mittels Enthalpiesonde und berechnete Werte nach der semi-empirischen Gleichung (2.23) in Kapitel 2.2.2 nach Pope sind in den Bildern 5.2 und 5.3 dargestellt. Es zeigt sich, dass die Enthalpie berechnet mit der Konstanten von Zoby am Besten mit der Messung übereinstimmt. Trotz der Empfehlung von Pope [85], die beschriebene empirische Methode nicht bei Strömungen mit niedriger Dichte und im Nichtgleichgewicht anzuwenden, zeigt der Vergleich mit den Messungen in Bild 5.2 und 5.3, dass sinnvolle Ergebnisse erzielt werden.

Tabelle 7 zeigt einen Vergleich der gasspezifischen Konstanten für CO_2 . Zoby hat in seiner Arbeit neben dem Tabellenwert für reines CO_2 , Konstanten für einige andere Gase sowie Gasgemische bestimmt. Er greift dabei auf experimentelle Daten von Yee [86] und Nerem [87] zurück, die Ergebnisse anhand von Stoßrohrversuchen bei Geschwindigkeiten von 5,5 und 7-11 km/s ermittelt haben.

Löhle konnte aus den Daten von Marvin und Pope auf die Konstante für CO_2 schließen [84]. Dabei geht Löhle davon aus, dass Marvin mit einer Geschwindigkeit von 1.6 km/s arbeitete und Hochtemperatureffekte vernachlässigte.

Herdrich ermittelte die Konstante aus der Datenbank der vergangenen Testbedingungen des PWK3. Dabei wurden die Wärmestromdichten zum vollkatalytischen Fall um den Faktor 1.1 skaliert. Dieser

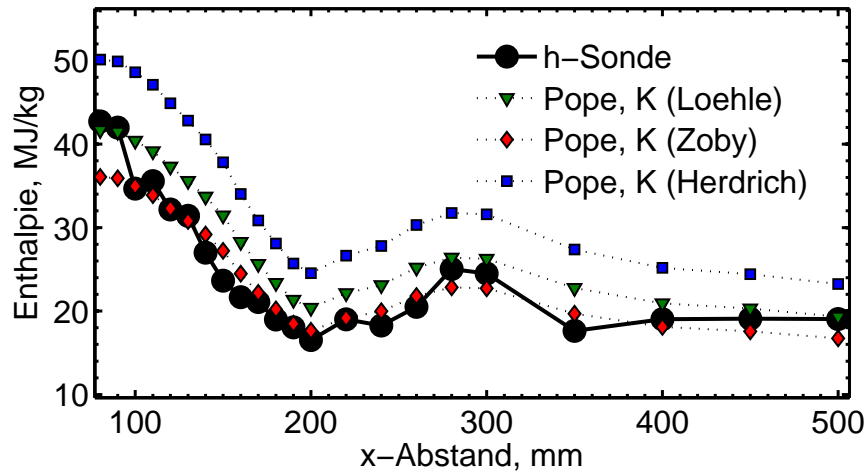


Bild 5.2: Axialer Enthalpieverlauf der $P_{el} = 160 \text{ kW}$ Bedingung im Vergleich zu den semi-empirisch ermittelten Enthalpieverläufen

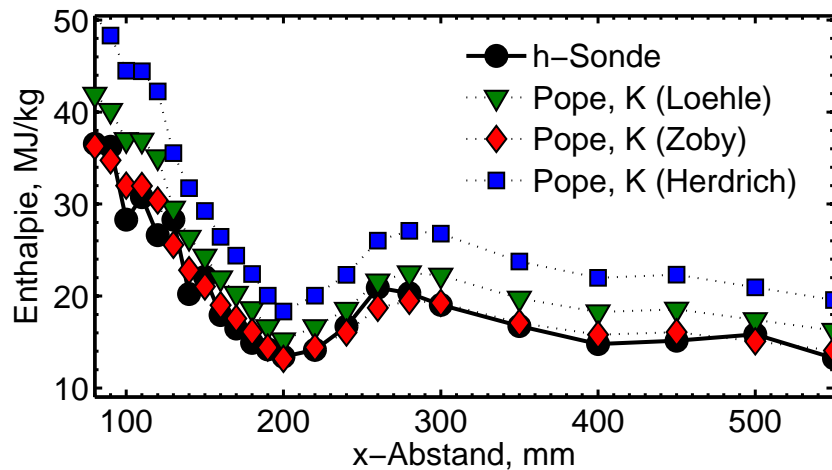


Bild 5.3: Axialer Enthalpieverlauf der $P_{el} = 145 \text{ kW}$ Bedingung im Vergleich zu den semi-empirisch ermittelten Enthalpieverläufen

Faktor ergibt sich basierend auf den Arbeiten von Kolesnikov [88], der einen Vergleich der katalytischen Effizienz zwischen Gold und Kupfer in einer subsonischen Strömung anstellte. Durch die eher konservative Skalierung von Herdrich, könnte die Konstante durchaus noch um 10-20% unterschätzt sein. Eine entsprechende Anhebung würde zu einer Annäherung der berechneten Enthalpie in Richtung der gemessenen führen.

Die Konstante mit dem Wert von $0,436 \text{ kW kg}/(\text{m}^3 \text{ Pa}^{\frac{1}{2}} \text{ MJ})$ ergibt sich aus den in dieser Arbeit gemessenen Totaldrücken, Wärmestromdichten und Enthalpien bei den Bedingungen in Tabelle 2. Wie bereits über den Vergleich der Enthalpiewerte in den Bildern 5.2 und 5.3 festgestellt, zeigt auch die Konstante einen ähnlichen Wert wie die Konstante von Zoby.

Die Unterschiede der Konstanten von 10-30 % in Tabelle 7 werden auf die unterschiedlichen Geschwindigkeiten der untersuchten Strömungen zurückgeführt. Weiterhin könnten auch Unsicherheiten

Quelle	K [kW kg/(m ³ Pa ^{1/2} MJ)]
Diese Arbeit	0,436
Zoby[43] aus Yee [86] und Nerem [87]	0,431
Löhle [84] aus Marvin [89]	0,373
Herdrich [24]	0,31

Tabelle 7: Vergleich der Konstanten zur semiempirischen Berechnung der Enthalpie für CO₂

bei der Annahme des effektiven Nasenradius zu Abweichungen im Wert der Konstanten beitragen.

5.3. Struktur der Strömung

Die Kenntnis der Struktur der Strömung ist für die Positionierung der Proben von Hitzeschutzmaterialien wichtig. Die Parameter an der ausgesuchten Position müssen bekannt und möglichst konstant sein.

Sowohl die Sondenmessungen, als auch die Daten der OES und HSC geben Aufschluss über die Struktur der Strömung. Totaldruck, Wärmestromdichte und massenspezifische Enthalpie nehmen mit zunehmendem Abstand zum Generator ab, zeigen aber zwischendurch ein lokales Maximum. Auch das vermessene 2D-Feld (Ebene $z=0$) des Totaldrucks verdeutlicht, dass die Strömung lokale Maxima und Minima hat. Durch vorangegangene Untersuchungen, die durch Messungen in dieser Arbeit bestätigt werden, ist gezeigt, dass die Strömung eindeutig rotationssymmetrisch ist. Schon die natürliche Wahrnehmung der Strömung bestätigt, dass eine Einteilung durch erkennbare Strukturen in Zonen mit stark variierenden Amplituden der Messwerte vorliegt. Anhand der Daten ist ein ausgeprägtes Expansionsgebiet deutbar, das als Mach-Zelle interpretiert wird. In dem Zentrum der Zelle konzentrieren sich die Messungen der eingesetzten Messmethoden. Die HSC-Aufnahmen zeigen, dass diese Zelle mit der Frequenz der Leistungsnachführung der Triode von 300 Hz *pulsiert*. Über diesen Lebenszyklus verändert die Zelle ihre Größe. Dabei bewegt sich eine Mach-Scheibe, die die abschließende Wand der Zelle bildet, axial mit der gleichen Frequenz. Die Expansion der Strömung mit den dazugehörigen Stoßstrukturen kann mit dem statischen Druckunterschied zwischen dem Quarzrohr als Plenum mit ca. 2450 Pa und dem Kernmessbereich bei $x = 140$ mm im Tank von ca. 330 Pa Totaldruck nachvollzogen werden.

5.4. Thermodynamischer Zustand der Strömung

Eine Gleichgewichtsrechnung von Meindl [83] mit dem Programm CEA und einem reduzierten Chemiemodell für die hier diskutierte Strömung, führt zu einer Machzahl von $Ma = 3,337 \pm 0,394$. Dazu liefert das CEA-Programm über die Rechnung der Zusammensetzung der Strömung bei einer Temperatur, basierend auf TALIF-Messungen, von ca. $T = 3000$ K einen Isentropenexponenten von $\gamma = 1,1087$ und eine Schallgeschwindigkeit von $a = 1014,5$ m/s. Die Interpretation des Ergebnisses

führt zu einer Rückrechnung von der gemessenen Gesamtenthalpie von ca. 27 MJ/kg auf die einzelnen Anteile der Enthalpie und damit auch auf den kinetischen Teil $h_{kin} = \frac{1}{2}v^2$. Dabei bildet, wiederum das Ergebnis der Gleichgewichtsrechnung des CEA zugrunde legend, der thermische Enthalpieanteil ca. 10 MJ/kg, der chemische ca. 11 MJ/kg und somit der kinetische Anteil ca. 6 MJ/kg. Das Resultat führt zu einer theoretischen Geschwindigkeit von ca. $v = 3457$ m/s, die sich nur um ca. 2 % von der gemessenen unterscheidet.

Diese scheinbar überzeugende Überprüfung der Geschwindigkeit gewinnt seine Berechtigung unter der Annahme wenigstens eines partiellen, lokalen, thermodynamischen Gleichgewichts. Die Annahme eines Zustandes im Gleichgewicht wird jedoch von der TALIF-Messung der Teilchendichten von Sauerstoff ebenso wenig gestützt, wie von den OES-Messungen, die eindeutig atomaren Kohlenstoff in der Strömung nachweisen. Im Gleichgewichtsmodell dagegen ist kein atomarer Kohlenstoff vorhanden. Geht man von der Möglichkeit einer zu niedrigen Temperatur bei den CEA-Rechnungen aus, denn dieser wurde die gemessene translatorische Temperatur an der Messposition zugrunde gelegt, und nach Gallis [90] soll eher die vibratorische Mode, also die Vibrationstemperatur als Maß für die Dissoziation maßgeblich sein, so würde das Vorhandensein von nennenswerten Mengen an Kohlenstoff ab ca. 4000 K erklärbar. In diesem Fall jedoch, würde die Diskrepanz zwischen der berechneten und der gemessenen Konzentration von atomarem Sauerstoff noch zunehmen. Die TALIF- und OES-Ergebnisse zeigen also ein thermisches und chemisches Nichtgleichgewicht an der Messposition der Plasmaströmung.

5.5. Boltzmann-Verteilung in einer Plasmaströmung im Nichtgleichgewicht

Die Aussagen über TE, LTE und PLTE sind grobe Einteilungen der messbaren Parameter, die maßgeblich die Anwendbarkeit von Verteilungsfunktionen beeinflussen. Separiert man die Aussagen über das Gleichgewicht im Sinne von z.B. mechanisch, thermisch und chemisch, so kann man die Anregungsmodi für den thermischen Teil (rotatorisch, vibratorisch, elektronisch und translatorisch) einzeln für sich auf eine Boltzmann-Verteilung hin untersuchen. Sind diese Temperaturen unterschiedlich, so kann das heißen, dass nicht genügend Stöße vorliegen, um die Energien der verschiedenen inneren Modi zu relaxieren, aber dennoch können sie für sich eine Boltzmann-Verteilung aufweisen. Bis auf die Ermittlung der elektronischen Temperatur mit dem Boltzmann-Plot sind alle anderen Messmethoden nur zur Messung eines Punktes innerhalb einer möglichen Boltzmann-Verteilung imstande und können diese nur in Verbindung mit zusätzlichen Aussagen überprüfen. Eine solche Möglichkeit einer zusätzlichen Aussage ist die Anwendung von gleichgewichtsbasierten Modellen, wie des CEA, mit deren Ergebnissen ein Vergleich der gemessenen Größen möglich ist. Stimmt die gemessene mit der berechneten Größe überein, so kann man das angewendete Modell als bestätigt betrachten. Die Analyse der vorliegenden Ergebnisse lassen darauf schließen, dass auch ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht bei der untersuchten Strömung nicht vorliegt. Die Analyse mittels Boltzmann-Plot [19] der lokalen OES-Messungen der atomaren Spezies zeigt jedoch, dass eine Boltzmann-Verteilung der elektronischen Moden vorliegt. Weiter ist zu sehen, dass die rotatorischen, vibratorischen und elektro-

nischen Moden nicht oder wenig untereinander relaxieren, aber unterschiedliche Spezies die gleichen Temperaturen aufweisen. So sind zum Beispiel bei den molekularen Spezies jeweils die rotatorischen Temperatur, so wie die vibratorischen Temperaturen gleich.

5.6. Diskussion der Ergebnisse vor dem Hintergrund der pulsierenden Strömung

Durch das *pulsierende* Verhalten der Strömung mit den 300 Hz der Leistungsnachführung der Energieanlage, gezeigt durch HSC-Messungen in Kapitel 4.2.3, wäre es denkbar, dass die Messungen des Totaldrucks, der Wärmestromdichten und der massenspezifischen Enthalpien als gemittelte Werte betrachtet werden müssten und somit ihre Aussagekraft gemindert werden könnte. Die Folgen dieser Anschauung könnten zum Beispiel bei der Auswertung von Materialtests im Hinblick auf deren Oberflächenchemie erheblich sein. Gemittelte Werte der Temperaturen, des Drucks oder der chemischen Zusammensetzung könnten Auswirkungen von temporären Spitzen unterschlagen und eine falsche Beschreibung der Vorgänge liefern. Auch konservative Aussagen über die z.B. chemischen Reaktionen an der Oberfläche der zu untersuchenden Materialien, mit den zahlreichen Produkten der Dissoziations-, Austausch- und Rekombinationsvorgängen, wären in diesem Fall schwierig.

Durch die HSC-Daten ist ersichtlich, dass die OES-Messungen tatsächlich gemittelte Daten geliefert haben, denn das Pulsieren der Strömung bewegt sich in einer anderen zeitlichen Größenordnung (3,3 ms) als die Belichtungszeiten der Aufnahmen (0,4-120 s). Die Quelle der spektralen Emissionen unterliegt der zeitlichen Veränderung von 300 Hz, während sich die eigentlichen Strahlungsvorgänge im Nanosekundenbereich abspielen.

Bei TALIF entsprechen die Einzelmessungen der zeitlichen Skala der Laserpulse von ca. 5 ns und der Fluoreszenz von <100 ns. Bei genügend hoher Wiederholrate dieser schnellen Pulse, wäre die 300 Hz Schwingung auflösbar und eine Aussage über die Schwankung der gemessenen Grundzustandsdichte möglich. Solch ein Szenario ist in Bild 5.4 dargestellt. Hierbei ist jedoch die Pulsfrequenz zum besseren Verständnis um Größenordnungen überhöht dargestellt. In Wirklichkeit kommt auf 30 Schwingungen tatsächlich nur ein Laserpuls, was mit der unveränderlichen Pulsfrequenz des Pumpasers von 10 Hz verbunden ist. Damit ist die 300 Hz Schwingung allein mit TALIF-Messungen nicht erfassbar. Ein variabler, durch die Emissionsmessung einer schnellen Photodiode gesteuerter Trigger des Lasersystems, wie von Löhle [13] eingesetzt, ist nicht umsetzbar, weil sich das Lasersystem automatisch abschaltet, wenn der Laserpuls nicht konstant mit 10 Hz angefordert wird. In einem Versuch wurde gezeigt, dass Fluktuationen in der Emission des Plasmas das Triggersignal un stetig machen und eine Messung verhindern.

Ein zusätzlicher Gedanke bei der Analyse einer möglichen Mittelung der TALIF-Messung aufgrund der pulsierenden Strömung, ist die Frage nach der Art der Mittelung. Die Messpunkte (10 Hz) liegen nicht immer an der gleichen Position der Schwingung (300 Hz). Bei idealer Synchronität der beiden Frequenzen wäre eine gleichbleibende relative Beziehung zwischen den Laserpulsen für eine Anregungswellenlänge zwar denkbar, jedoch ist der Gesamtvorgang mit einer zeitlichen Verschie-

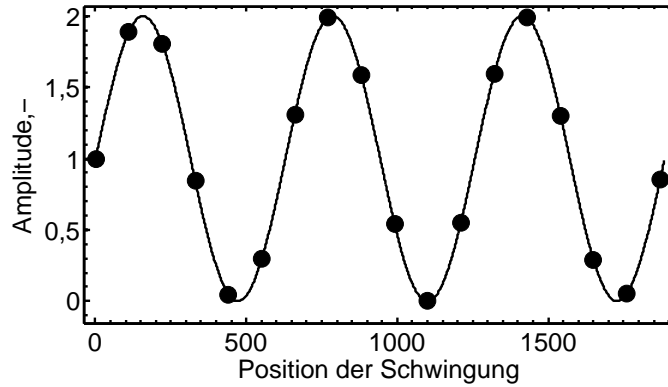


Bild 5.4: Lebenszyklen der Plasmaemission mit verhältnismäßig überproportional vielen TALIF-Messpunkten zur besseren Darstellung

bung verbunden. Verschiedene Anregungswellenlängen könnten verschiedene Phasen der Schwingung messen. Es sind zeitlich endlich schnelle Vorgänge zu berücksichtigen, wie das Verfahren des Gitters zur Änderung der Anregungswellenlänge oder Speichern der Daten auf die Festplatte, die zeitlich das Wiedereinsetzen der Pulse verschieben. Die Speicherzeit nimmt mit der Menge der bereits auf der Festplatte des Messrechners gespeicherten Laserpulsdaten deutlich zu.

Die TALIF-Daten lassen keinen Hinweis auf ein mögliches Schwanken der fluoreszierenden Spezies erkennen. Bild 5.5 zeigt die Einzelschüsse der Messung eines Absorptionsprofils im Plasmatest und Bild 5.6 stellt einen Kaltgastest mit Xenon als Vergleich dar. Die Wellenlänge wird nach jeweils 100 Pulsen verfahren. Rot steht hierbei für die auswertbaren Messpunkte und blau für die durch Fluktuationen der Emission verfälschten und somit aussortierten Schüsse. An der Position ca. 1300 ist die maximale Absorptionsfrequenz deutlich zu erkennen. Würde sich die Population des gemessenen Sauerstoffs zwischen den Schüssen einer Anregungswellenlänge ändern, so wäre zu erwarten, dass auch in dem Gebiet der im Bild 5.5 markierten Ellipse Messpunkte liegen würden. Dies trifft in den Messungen nicht zu. In dem zu erwartenden Bereich ist immer eine entsprechende Signalintensität vorhanden. Diese Beobachtung erlaubt die Schlussfolgerung, dass die Population des atomaren Sauerstoffs nicht merklich variiert. Eine Abschätzung der Bildungsgeschwindigkeit von CO ergibt, dass im Vergleich zu der Konzentration von O und C die Bildungsrate von CO vernachlässigbar ist, siehe Anhang A.10. Die in dieser Arbeit vorliegende Strömung (hohe Enthalpie und geringe Dichte) kann demnach als chemisch eingefroren betrachtet werden. Damit können die Zweifel über die Aussagekraft der Messdaten bezüglich der Chemie zerstreut werden.

Betrachtet man jedoch die Relaxationszeiten der Vibration für CO_2 und CO mit Stoßpartnern wie CO, O und C, so ist nach Millikan [91] und White die vibratorische Relaxationszeit τ_v für die meisten Gase $\tau_v = \frac{\exp[a(T^{-\frac{1}{3}} - b) - 18,42]}{p}$ in atm s. Dabei sind a und b von Park entnommene Faktoren [29] und T die Schwerteilchentemperatur. Mit den in dieser Arbeit gemessenen Werten $T \approx 3000\text{K}$ und $P = 0,0014\text{atm} = 140\text{Pa}$, ergibt sich für die meisten Relaxationszeiten die Größenordnung von einigen Mikrosekunden. Das bedeutet, dass die vibratorische Relaxation um Größenordnungen schneller stattfindet als die Pulsfrequenz des Plasmas. Dies wird durch die OES-Ergebnisse gestützt, denn

die identifizierten Moleküle zeigten eine einheitliche Vibrationstemperatur. Es kann also nicht ausgeschlossen werden, dass die Plasmaströmung des IPG4 sich durch potentielle zyklische Temperaturspitzen von einem Eintrittsplasma unterscheidet. Zur Klärung werden zukünftig zeitaufgelöste Temperaturmessungen im Bereich der 300 Hz notwendig.

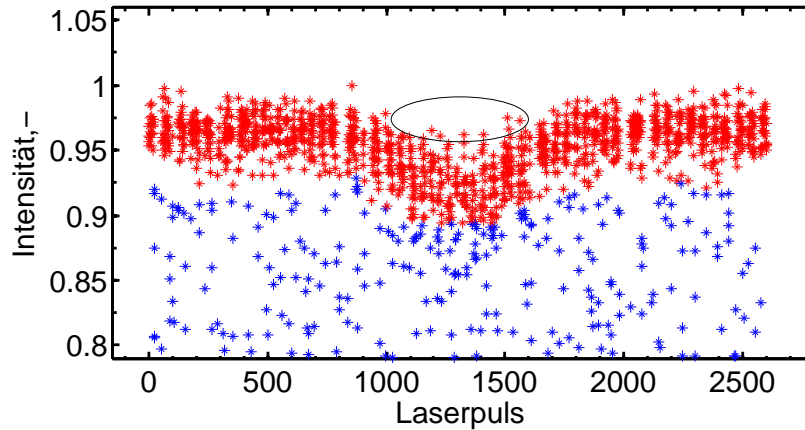


Bild 5.5: Messung der Einzelschüsse mit Eingrenzung der zur Auswertung benutzten Werte (rot) auf 95 % des lokalen Maximums. Die nicht benutzten Werte (blau) sind durch Generatorspitzen bedingt. Bei der zentralen Absorptionsfrequenz (bei ca. Laserpuls 1300) ist zu erkennen, dass die Intensität der Fluoreszenz immer größer als das Nullniveau (hier bei 1) ist.

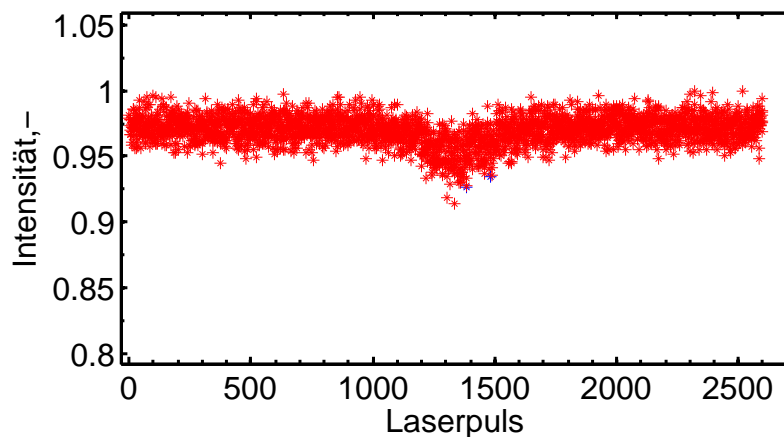


Bild 5.6: Normierte Darstellung der Einzelschüsse der Xenonmessung. Die Streuung der Einzelmessungen beträgt ca. 5 % des Maximums.

5.7. TALIF an CO

Als ein weiterer wichtiger Bestandteil der Strömungszusammensetzung, neben Sauerstoff, ist Kohlenstoffmonoxid von großem Interesse. Bisherige Versuche am Institut für Raumfahrtsysteme CO im Plasma zu messen, allerdings am PWK1, waren nicht erfolgreich [92]. In der vorliegenden Arbeit wurde der Versuch unternommen, CO mit TALIF am PWK3 zu detektieren. In einer Kaltgaszelle stellt die Messung von CO kein Problem dar. Auch ist die Detektion von kaltem CO, ausgeblasen aus einer

in die heiße Plasmaströmung gebrachten Sonde, kein Problem. Die Versuche das *natürliche* CO der Strömung als Dissoziationsprodukt zu messen, sind auch am PWK3 bisher nicht erfolgreich verlaufen. Die Messungen konzentrierten sich auf den axialen Bereich in der Strömung bei ca. $x = 140$ mm, mit einigen wenigen Experimenten im Randbereich der Strömung. Durch die OES-Ergebnisse ist ersichtlich, dass CO im Kern der Strömung als nicht vorhanden angesehen werden kann. Auch der misslungene Versuch, CO im Randbereich mit TALIF zu detektieren, kann möglicherweise mit den OES-Ergebnissen erklärt werden. Es ist zu sehen, dass zumindest ein Teil der CO-Population ionisiert als CO^+ vorliegt. Dies deutet darauf hin, dass CO in dem vermessenen Bereich hochenergetisch angeregt sein könnte. In diesem Fall könnte sich die Anregungsfrequenz des CO verschieben und Versuche mit einer nicht korrigierten Anregungsfrequenz würden scheitern. Die Anregungsfrequenz wurde in einem breiten spektralen Bereich von ca. ± 200 pm, um die Zentralwellenlänge von CO (ca. 230 nm), angeregt und auf den Wellenlängen um 484 und 450 nm beobachtet. Die Berechnung einer möglichen Korrektur mit dem Programm SpektraLIF [93], mit dem temperaturabhängige Absorptionsspektren von CO berechnet werden können, steht noch aus. TALIF-Messungen an CO in der Kohlendioxid-Plasmaströmung werden ergänzend zur Charakterisierung also zum Verständnis und somit zur Verlässlichkeit von Materialversuchen beitragen.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die am PWK3 induktiv erzeugte CO₂-Plasmaströmung charakterisiert. Mit dieser Charakterisierung ist die Anlage bereit zur Qualifikation von thermischen Hitzeschutzmaterialien für den Einsatz bei Eintrittsmissionen an Himmelskörpern mit von Kohlenstoffdioxid dominierten Atmosphären, wie sie auf dem Mars und der Venus vorhanden sind.

Die Charakterisierung wurde mit optischer Diagnostik und sondengestützten Messmethoden durchgeführt. Der Fokus lag dabei auf dem Einsatz der Zwei-Photonen laserinduzierten Fluoreszenzspektroskopie, die die Messung von wichtigen Parametern der Strömung erlaubte. Kalibriert wurden die TALIF-Messungen des atomaren Sauerstoffs an einem passenden Zwei-Photonen Übergang von Xenon in einer Kaltgaszelle. Es wurden darüber hinaus die optische Emissionsspektroskopie und ein Hochgeschwindigkeitskamarasystem eingesetzt. Die Ergebnisse erlauben Aussagen über die in der Strömung vorkommenden Spezies, deren Temperaturen, Teilchendichte des Grundzustandes von atomarem Sauerstoff, Geschwindigkeit der Strömung, Verlauf des Totaldrucks sowie axiale Werte der Wärmestromdichte und der massenspezifischen Enthalpie. Es wurde gezeigt, dass die Strömung an der Messposition in einem Nichtgleichgewicht vorliegt und ausgeprägte Strukturen aufweist. Der Kernbereich der Strömung kann, basierend auf der Abschätzung der Bildungsgeschwindigkeit von CO, als chemisch eingefroren betrachtet werden.

Die Messungen der Zwei-Photonen laserinduzierten Fluoreszenzspektroskopie an atomarem Sauerstoff ergaben eine translatorische Temperatur von 2777 K, eine Geschwindigkeit von 3,3 km/s und eine Teilchendichte des Grundzustandes von atomarem Sauerstoff von $1,55 \cdot 10^{19} \text{ 1/m}^3$. Die Ergebnisse der optischen Emissionsspektroskopie zeigen, dass die Emission aus dem Kern der Strömung aus Kohlenstoff- und Sauerstofflinien besteht. Daraus wurde ein zentrumsnaher radialer Verlauf der elektronischen Anregungstemperaturen (für O und C) mit Werten um ca. 8500 K ermittelt. Die Emission der molekularen Spezies war im Kern nur sehr schwach und deutet auf einen hohen Dissoziationsgrad hin. Im äußeren Bereich der Strömung ergab sich ein umgekehrtes Bild. Die Emission der atomaren Spezies war hier sehr schwach und wurde von Molekülen dominiert. Mit der Anwendung der Strahlungsdatenbank PARADE wurden die molekularen Spezies CO⁺, C₂, N₂ und N₂⁺ identifiziert und ihre inneren Anregungstemperaturen ermittelt. Diese waren für die verschiedenen Spezies gleich und über den Radius mit 6500 K für die Vibrationstemperatur und 9000 K für die Rotationstemperatur konstant. Im Gegensatz dazu zeigte die elektronische Temperatur einen radialen Verlauf mit 10000 K zum Zentrum hin und 5500 K im Außenbereich der Strömung. Die Teilchendichte der TALIF-Messungen war im Vergleich zu einer Gleichgewichtsrechnung um zwei Größenordnungen kleiner und erlaubt mit den unterschiedlichen Temperaturen der OES-Ergebnisse den Schluss auf ein thermisches und chemisches Nichtgleichgewicht. Für die am Generator anliegenden elektrischen Leistungen von bis zu 160 kW wurde die Wärmestromdichte und die massenspezifische Enthalpie axial vermessen, während die Werte des Totaldrucks zusätzlich noch in einer Halbebene aufgenommen wurden. Die Wärmestromdichte lag zwischen ca. 3200 und 800 kW/m². Für die Messung der massenspezifischen Enthalpie ergaben sich Werte zwischen ca. 43 und 13 MJ/kg. Der Totaldruck hat-

te einen Verlauf von 1100-220 Pa. Die vermessene Halbebene verdeutlicht eine Mach-Struktur der Strömung. Dies wird anhand aller Sondenmessungen klar, denn alle zeigen einen sehr ähnlichen qualitativen axialen Verlauf. Die Identifizierung von atomaren und molekularen Spezies mit deren Verteilung ergänzt das Strukturbild der Strömung, bei dem der Kern nahezu vollständig dissoziiert ist und von Atomlinien dominiert wird. Der äußere Bereich der rotationssymmetrischen Strömung wird dagegen von molekularen Spezies dominiert. Beide Bereiche werden durch eine strahlungsarme Zone getrennt. Vor allem die Aussagen über die Struktur der Strömung konnten durch den Gesamteindruck der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, aber auch durch deren spektrale Untersuchung, bestätigt werden. Darüber hinaus erlaubte das HSC-System die sowohl zeitlich als auch örtlich aufgelöste Analyse des Strömungsverlaufs. Es wird anhand der Emissionen ein Lebenszyklus des Plasmas von 300 Hz beobachtet. Dies führt zu einer Diskussion der eingesetzten Messmethoden und deren Ergebnisse, denn der Einfluss der Lebenszyklusschwingung könnte Auswirkungen auf die Tests von Hitzeschutzmaterialien haben. Die Interpretation der TALIF-Messung der Grundzustandsdichte des Sauerstoffs, die keine merklichen Schwankungen zeigt, lässt jedoch, wie auch die Abschätzung der Bildungsgeschwindigkeit von CO, auf eine eingefrorene Strömung schließen. Dadurch werden Bedenken über die Aussagekraft der Messergebnisse bezüglich signifikant schwankender Chemiezusammensetzung der Strömung entkräftet.

Die Ergebnisse dieser Arbeit führen zu einer sehr gut charakterisierten Kohlendioxidströmung, die einen Vergleich der Möglichkeiten der PWK3/IPG4-Anlage mit Daten der erfolgreichen Marsmissionen erlaubt. Im Leistungsbereich des IPG4 von ca. 130-160 kW sind die Wärmestromdichten und die massenspezifischen Enthalpien der Flugtrajektorien am Mars vollständig simulierbar. Der Totaldruckbereich ist zwar beschränkt, lässt jedoch die Simulation der frühen Phasen der Eintritte zu. Mit der PWK3/IPG4-Anlage sind somit wertvolle Beiträge zu zukünftigen Missionen zum Beispiel zum Mars oder Venus möglich.

Mit der Erfahrung der letzten Jahre wurde ein wartungsfreundlicheres Modell (IPG7) des induktiven Plasmagenerators entwickelt [73]. Mit dem verbesserten Generator ist eine Erhöhung des Druckbereiches für den Einsatz des PWK3 zur Erprobung von TPS wünschenswert. Dadurch wird der Simulationsbereich der Eintrittstrajektorien am Mars vergrößert. Mit der demonstrierten Anwendbarkeit von TALIF, unter den Bedingungen des Plasmawindkanals, ist der Aufbau eines parallelen Kalibrierweges zur Flexibilisierung und Beschleunigung der Messungen ein nächster Schritt. Eine simultane Kalibriermessung wird die Effizienz der Messungen erhöhen. Für eine weitere Vertiefung des Verständnisses der Strömung ist der Einsatz anderer Messverfahren notwendig. Methoden wie TD-LAS (engl. Tunable Diode-Laser Absorption Spectroscopy) oder Fabry-Perot Interferometrie könnten bereits gemessene Größen bestätigen und weitere Parameter der Strömung ermitteln. Vor allem Informationen über Elektronen in der Strömung wären eine wertvolle Ergänzung, was z.B. durch ein Mach-Zehnder-Interferometer machbar ist.

Abschließend sollen noch die parallelen Bestrebungen erwähnt werden, induktive Plasmageneratoren numerisch zu simulieren. Diese Simulationscodes können zukünftig auf die in dieser Arbeit ermittel-

ten Ergebnisse zum Vergleich oder als Eingangsparameter zurückgreifen.

A. Anhang

A.1. Stand der Forschung, tabellarische Zusammenfassung, TALIF

Tabelle 8 zeigt eine Auswahl von Arbeiten, bei denen hauptsächlich die TALIF-Methode angewandt wurde. Die Einordnung der Arbeiten wurde anhand der Art der Plasma- oder Gasquelle vorgenommen. Zu unterscheiden sind Radiofrequenz- und induktive Generatoren, auf Lichtbögen basierte Anlagen sowie Mikrowellen- und Reaktionskanäle. Weiter sind Verbrennungsflammen und Kaltgaszellen hervorgehoben. Beim Plasma sind CO_2 oder eine Mischung aus CO_2 und N_2 , reines O_2 und die luftähnliche Mischung aus O_2 und N_2 sowie Luft selbst zu unterscheiden. Titration, als eine weitere Methode, kontrolliert monoatomare Spezies zu erzeugen, ist ebenfalls vermerkt. Die untersuchten Spezies sind O, CO, N und Xe als Kalibrierpartner. Die vermessenen Parameter der Untersuchungen sind σ der Wirkungsquerschnitt der Absorption, τ die Lebensdauer der Fluoreszenz, n die Teilchendichte, wobei *rel* lediglich ein relativer Teilchendichtewert ist, T die Translationstemperatur und v interpretiert als makroskopische Geschwindigkeit des Plasmas. Die Anwendung der TALIF-Methode auf CO in dieser Arbeit war bisher nicht erfolgreich, was in Kapitel 5.7 diskutiert wird. Das Kreuz in Tabelle 8 steht stellvertretend dafür.

A.2. Stand der Forschung, tabellarische Zusammenfassung, OES

Tabelle 9 zeigt ausgewählte Arbeiten, bei denen OES als Messmethode an CO_2 dominierten Strömungen angewandt wurde. Dabei sind, soweit möglich, Angaben über eine zusätzliche Simulation der präsentierten Spektren sowie über die Plasmaquelle gegeben. Unterschieden wird zwischen Hochfrequenzplasmen (Radiofrequenz- (RF), Induktions- (ICP) und Mikrowellenplasma (MW)) und Lichtbogenplasmen (Arc). Es werden die wichtigsten identifizierten Spezies genannt. Bei den Plasmaeigenschaften werden Druck, Enthalpie und die Einschätzung zwischen Gleichgewicht oder Nichtgleichgewicht angegeben. Weiter wird aufgeführt, ob Eigenschaften wie Teilchendichte und Temperaturen gemessen wurden. Schließlich ist der Spektralbereich der Messungen beschrieben. Impulsartige Anlagen wie Stoßrohre sind bei dieser Betrachtung ausgenommen. Diese liefern zwar wichtige Daten, sind aber durch ihre Parameter eine eigenständige Kategorie.

Autor	Anlage			Diagnostik				Plasma			Messgrößen				
	RF ICP	Arc	MW R.rohr	O	CO	N	Xe	CO ₂ CO ₂ / N ₂	O ₂	Luft N ₂ / O ₂	σ	τ	n	T	v
Diese Arbeit	•	+Kaltgaszelle		•	x		•	•				•	•	•	•
Dougherty[2]	•		•	•	•			•					rel	•	
Playez[94]	•			•				•							•
Niemi[61]	•		•	•			•		•		•	•	•		
Göhlich[60]	•			•			•		•		•	•			
Löhle[95]	•			•					•						•
Nomura[96]	•			•					•				•	•	
Löhle[97]	•					•	•			•		•		•	
Fletcher[98]	•		•			•				•		•	•	•	
Takayanagi[99]		•		•						•			•	•	•
Grinstead[100]		•		•		•				•				•	•
Feigl[101]		•		•						•			•	•	
Bamford[54]		•		•		•	•			•		•	•	•	•
Del Papa[3]		•	•	•				•		•			•	•	•
Koch[5]		•			•	NO		•							•
Boubert[4]		•			•			•					rel	•	
Niemi[62]			•	•			•	Titration			•	•			
Bamford[55]			•	•				•			•	•			
Bischel[102]			•	•		•		Titration				•			
Bruce[103]		Kaltgaszelle					•	Kaltgaszelle				•			
Eichhorn[104]		Kaltgaszelle					•	Kaltgaszelle				•			
Miller[105]		Kaltgaszelle					•	Kaltgaszelle				•			
Alekseev[58]		Kaltgaszelle					•	Kaltgaszelle				•			
Saxon[56]		Theoretisch			•						•				
Stancu[106]		NRP Entladung					•			•			•	•	
Linow[107]		Verbr.flamme				•									
Dally[108]		Verbr.flamme				•									

Tabelle 8: Gegenüberstellung von relevanten TALIF-Untersuchungen. RF=Radiofrequenz, ICP=induktiv eingekoppeltes Plasma, Arc=Lichtbogen, MW=Mikrowelle, R.rohr=Reaktionsrohr, σ=Wirkungsquerschnitt, τ=Lebensdauer, n=Teilchendichte, T=Temperaturen, v=Geschwindigkeit

Hauptautor	Sim.	RF ICP MW	Arc	ident. Spezies	p [Pa]	h [MJ/kg]	GG	NGG	n	T	λ [nm]
Diese Arbeit	•	•		C,C ₂ ,CO ⁺ ,O N ₂ ,N ₂ ⁺	320-340	20-27		•		•	300-960
Löhle[84]	•	•		C,C ₂ ,CO,CO ⁺ ,O	<1080	12.0-21.0		•	•	•	200-880
Vacher[7]	•	•		C,CN,C ₂ ,O	10 ⁵		•			•	250-850
Rond[9]		•		CO, O	100-200	13.6-40.8		•	•	•	300-900
Rond[8]		•		CO, O	13	10		•		•	600-900
Da Silva[10]		•	•	CN,C ₂ ,O		5.0-30.0		•		•	300-900
Bremare[109]		•		C,CN,C ₂ ,CO	3800	25		•			180-750
Bykova[11]		•		C,O,C ₂	10000		•				460-1000
Yamada[110]	•		•		133-10 ⁵					•	300-900
Vancrayenest[111]		•		O,C,C ₂	2000-10 ⁵		•			•	300-980
Gülhan[25]			•	C,CN,C ₂ ,CO,O N,NO	25-28	13.6-15.2		•			180 – 280 250 – 550 690 – 850

Tabelle 9: Vergleich einer Auswahl von Arbeiten mit OES-Messungen in Marsrelevanten CO₂-Plasmen

A.3. Lasersystem mit Strahlengang

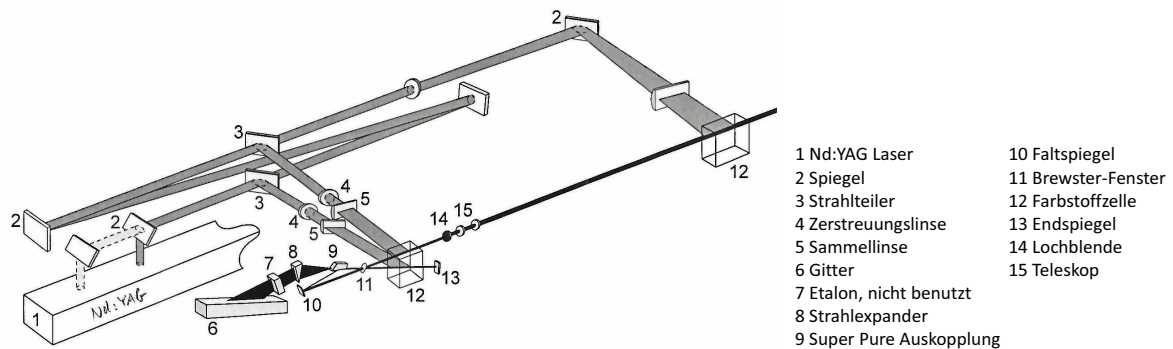


Bild A.1: Schema mit Laserkomponenten eines ScanMate 2E mit einem ND:YAG Laser [112]

Der Strahlengang des Lasersystems besteht aus einem Nd:YAG-Laser als Pumplaser (355 nm) und dem Farbstofflaser (Coumarin 47, 450 nm). Nachgeschaltet ist ein Frequenzverdoppelungskristall (hier nicht mehr gezeigt), der die Erzeugung der endgültigen Wellenlänge von ca. 225 nm ermöglicht. Bei einer Neujustage, die mit einem erheblichen Zeitaufwand verbunden ist, werden die Elemente 4-15 sukzessiv optimiert, um eine maximale Laserenergie zu erreichen.

A.4. Räumliches Laserprofil der Anregung

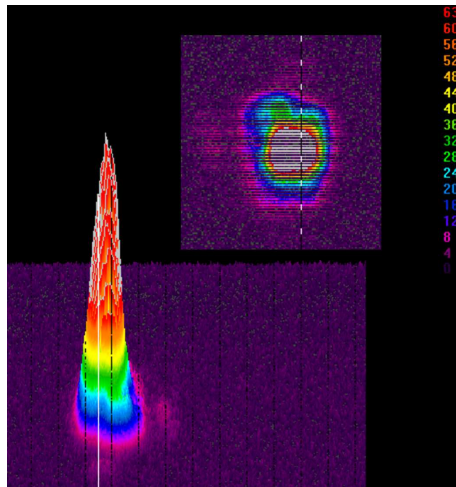


Figure A.2: Beispielhafte 2D- und 3D-Darstellung des räumlichen Laserprofils bei 225 nm am Ausgang des Lasers

Bild A.2 zeigt ein räumliches und ein flächiges Laserprofil. Es wurde während der hier vorgestellten Messungen aufgenommen. Der Laserfarbstoff degradiert mit der zunehmender Anzahl der Laserschüsse und kann neben der deutlich abnehmenden Laserenergie zu einer Verschlechterung des Laserprofils führen. Als Maßnahme kann für eine kurzfristige Verbesserung das Laserprofil neu justiert werden, bevor der Laserfarbstoff erneuert werden muss. Eine Neujustage ist jedoch mit einer aufwändigen Prozedur verbunden und erfordert viel Erfahrung.

A.5. Eigenschaften des Photomultipliers R636-10

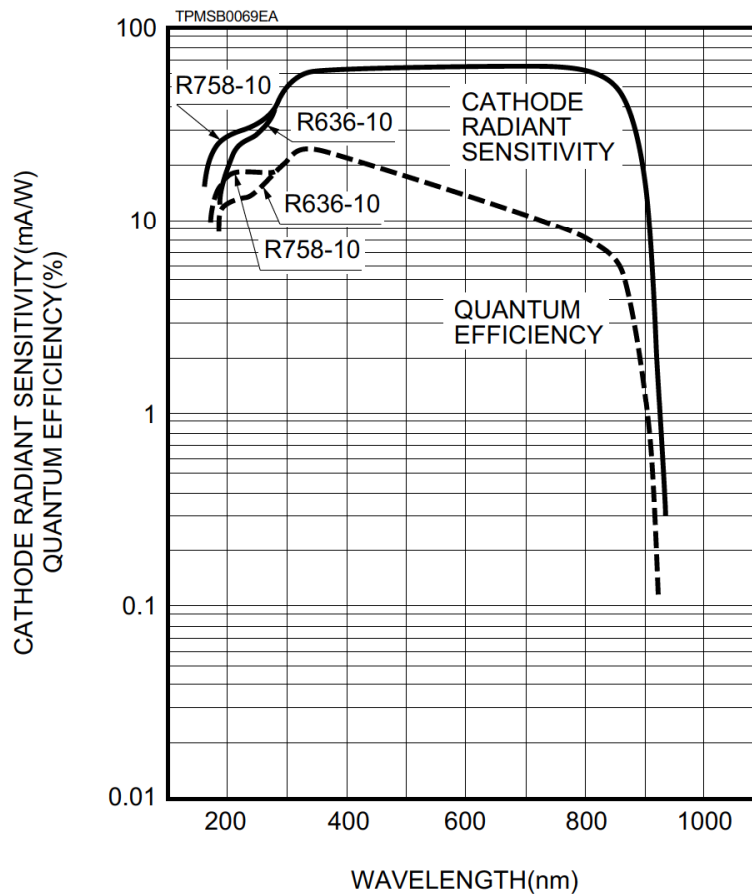


Bild A.3: Sensitivität in mA/W und Quanteneffizienz in % des Photomultipliers Hamamatsu PMT R636-10 [113]

Bild A.3 zeigt die spektralbezogenen Kurven der Sensitivität und der Quanteneffizienz des verwendeten Photomultipliers Hamamatsu PMT R636-10. Die Kurven sind aus dem technischen Handbuch von Hamamatsu [113] entnommen. Tabelle 10 führt die wichtigsten Eigenschaften des besagten Photomultipliers auf.

Wellenlängenbereich	185-930 nm
Verstärkungsfaktor	$4,5 \cdot 10^5$
Anstiegszeit	2,0 ns
Elektronen-Durchgangszeit	20 ns
typischer Dunkelstrom	0,1 nA
Betriebsspannung	1250 V
Quanteneffizienz bei 462 nm	18,51
Quanteneffizienz bei 844 nm	10,27

Tabelle 10: Eigenschaften des Photomultipliers R636-10

A.6. Transmissionskurven der verwendeten Bandpassfilter der TALIF-Untersuchung

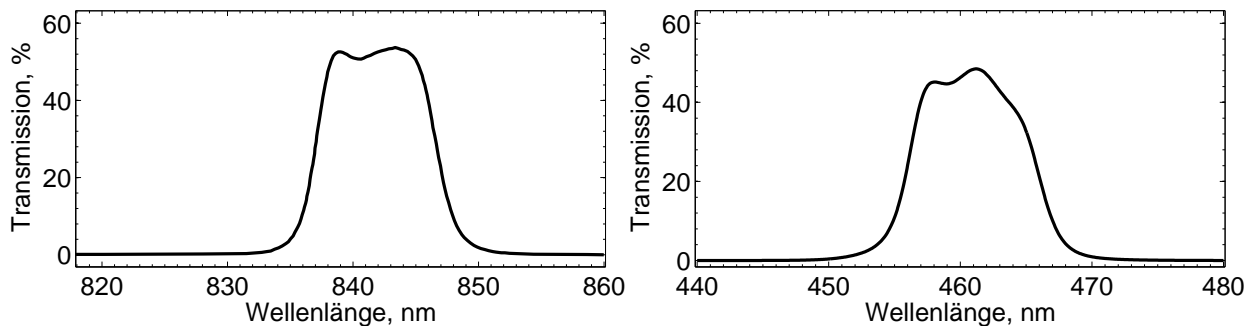


Bild A.4: Transmission der verwendeten Interferenzfilter für Sauerstoff (links) und Xenon (rechts)

Bild A.4 zeigt Bandpassfilter, die bei der TALIF-Untersuchung verwendet wurden. Der Filter für die Fluoreszenz des Sauerstoffs um 844 nm hat eine Halbwertsbreite von ca. 10 nm, wie auch der Filter für die Fluoreszenz des Xenons bei einer Wellenlänge von ca. 463 nm. Die Filter schränken den Detektionsbereich des Photomultipliers auf den relevanten Spektralbereich ein und vermindern so die Einflüsse möglicher störender Strahlungsquellen.

A.7. Schaltschema der Elektronik am TALIF-Aufbau

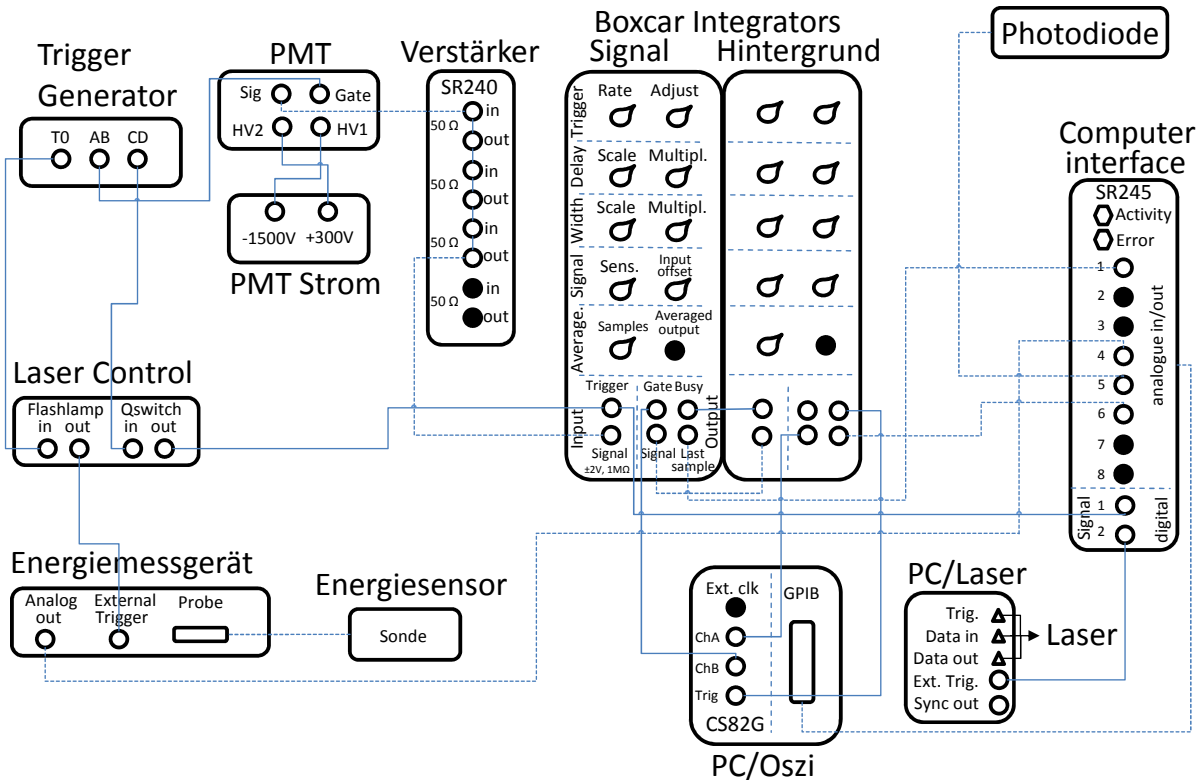


Bild A.5: Vereinfachtes Schema der Geräteverschaltung für die TALIF-Experimente. Die Signalwege sind mit gestrichelten Linien dargestellt.

Dargestellt ist das Schema der Geräteverschaltung für den TALIF-Aufbau. Die Signalwege sind gestrichelt symbolisiert, während Triggerweg und Strom des PMT durchgezogen dargestellt sind. Die Komplexität der Schaltung ist für eine bessere Übersichtlichkeit reduziert, indem nur die wichtigsten Schaltstellen gezeigt sind.

A.8. Transmission der Bandpassfilter für die Hochgeschwindigkeitsuntersuchung

Die in dieser Arbeit für die HSC-Experimente verwendeten Transmissionsfilter wurden vermessen und ihre Transmissionskurven sind in den Bildern A.6-A.10 gezeigt.

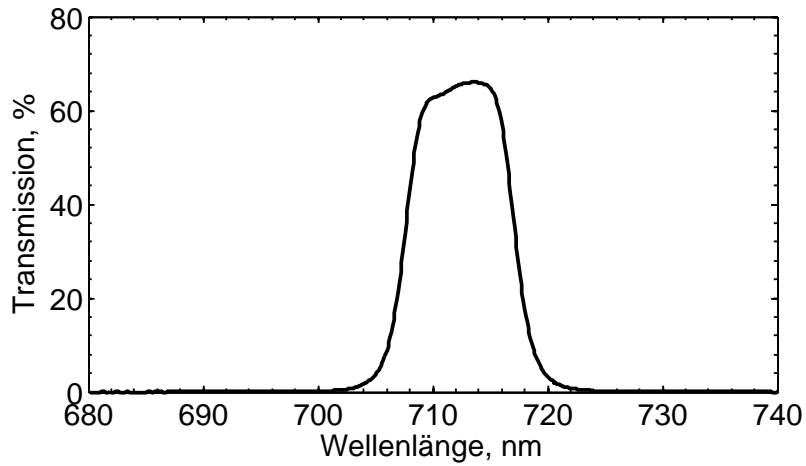


Bild A.6: Transmissionskurve des Bandpassfilters für die Beobachtung der Emission um 710 nm

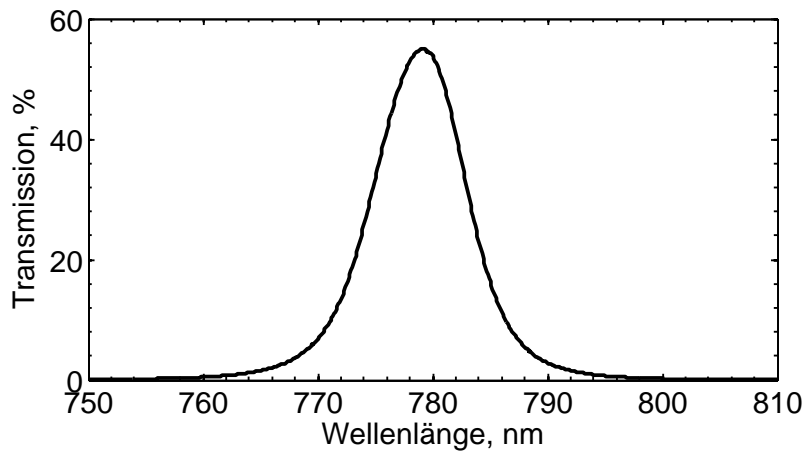


Bild A.7: Transmissionskurve des Bandpassfilters für die Beobachtung der Emission um 777 nm

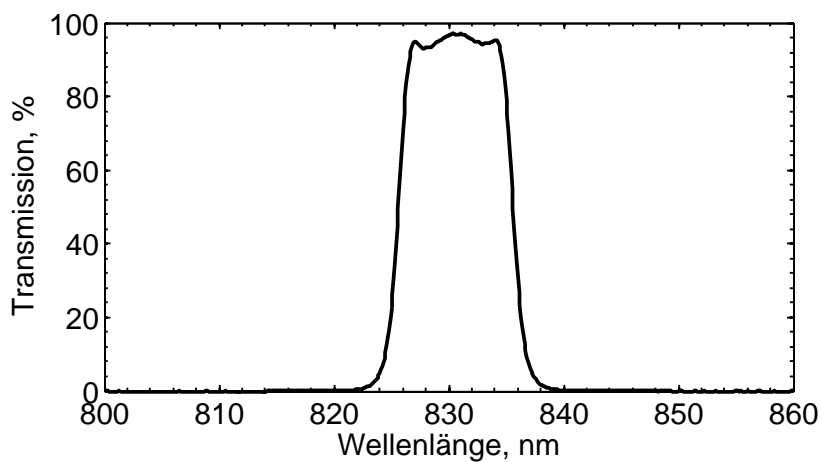


Bild A.8: Transmissionskurve des Bandpassfilters für die Beobachtung der Emission um 830 nm

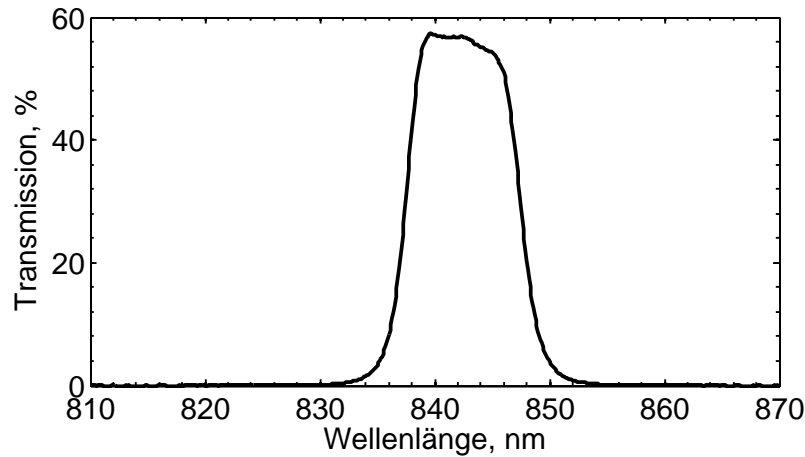


Bild A.9: Transmissionskurve des Bandpassfilters für die Beobachtung der Emission um 844 nm

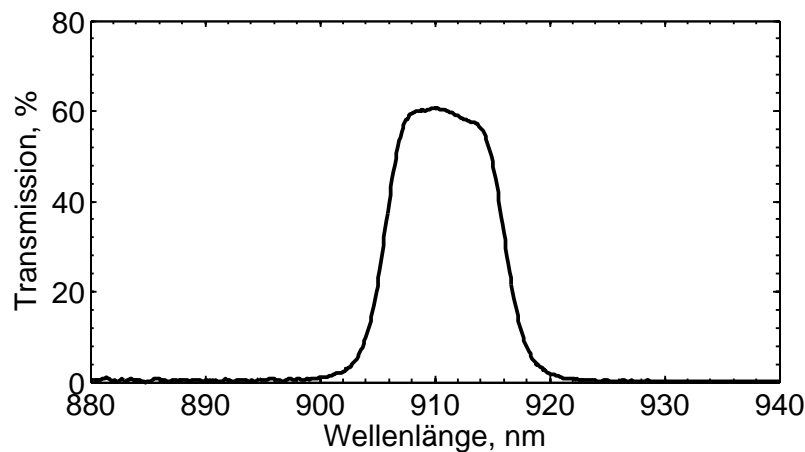


Bild A.10: Transmissionskurve des Bandpassfilters für die Beobachtung der Emission um 910 nm

A.9. Quanteneffizienz des Hochgeschwindigkeitskamerasystems

Bild A.11 zeigt die spektrale Quanteneffizienz des Bildsensors der Hochgeschwindigkeitskamera, während Bild A.12 sowohl die Quanteneffizienz als auch die Sensitivität des vorgeschalteten HiCATT Verstärkers darstellt. Für die Untersuchung der Emissionen bestimmter Spezies ist der Einsatz eines Verstärkers notwendig, da die kurzen Belichtungszeiten der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zu sehr kleinen integralen Intensitäten führen.

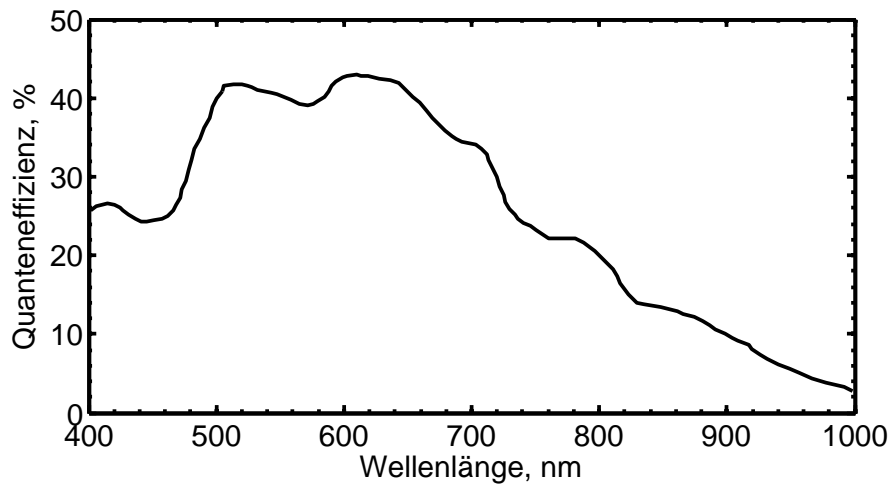


Bild A.11: Quanteneffizienz der Hochgeschwindigkeitskamera [114]

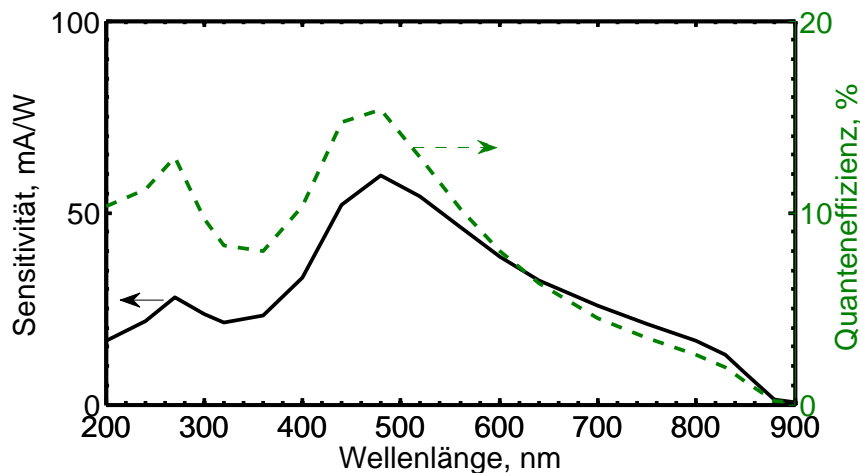


Bild A.12: Sensitivität und Quanteneffizienz des Verstärkers aus Datenblattwerten [115]

A.10. Abschätzung der effektiven Bildungsgeschwindigkeit von CO

Für die Betrachtung möglicher Konsequenzen der Leistungsnachführung des Generators mit 300 Hz wird eine Abschätzung der effektiven Bildungsgeschwindigkeit von CO durchgeführt. Damit soll eine Aussage über die Chemie ermöglicht werden. Spielt sich die Änderung der chemischen Zusammensetzung der Strömung im Bereich der Periodenfrequenz von 3,3 ms ab, die über die Emissionen des Plasmas beobachtet wurde, so sind die in dieser Arbeit gemessenen Ergebnisse lediglich Mittlungen über verschiedene Zustände der Plasmaströmung. Sind die Änderungen jedoch viel langsamer, so könnte man die Strömung als eingefroren betrachten und die Messungen geben Auskunft über die jeweils eingestellte Bedingung und die sich ergebende chemische Zusammensetzung der Plasmaströmung.

Die OES-Ergebnisse am zentralen Messpunkt aller Ergebnisse bei $x=140$ mm zeigen eine fast vollständige Dissoziation im Kern der Strömung. Daraus folgt, dass die Reaktion 1.2: $CO + M \rightarrow O +$

$C + M$ betrachtet werden muss. Durch die Dissoziation sind nur O und C vorhanden. M ist also nur C und O. Es werden die gemessenen Werte der Grundzustandsdichte des Sauerstoffs, der translatorischen Geschwindigkeit und die Vibrationstemperatur der Moleküle, allerdings im Außenbereich der Strömung gemessen, benutzt. Die Temperaturen sind für den erweiterten Arrheniusansatz

$$k_f = CT^s e^{-\frac{A}{RT}} \quad (\text{A.1})$$

von Park [29] notwendig, bei dem T für das geometrische Mittel aus der translatorischen und vibratorischen Temperatur $T = \sqrt{T_{\text{trans}} T_{\text{vib}}}$ steht. Dieses TT_{vib} -Model bezieht die Vibrationstemperatur als für die Dissoziation wichtige Größe bei der Berechnung der Geschwindigkeitskoeffizienten der Hinreaktion mit ein. Weiter sind $C = 3,4 \cdot 10^{17} \text{ m}^3/(\text{kmol s})$ die Arrheniuskonstante, $s = -1$ die Potenz der Temperatur und $\frac{A}{RT} = 129000 \text{ K}$ die mit der universellen Gaskonstanten normierte Aktivierungsenergie, die als Konstanten bei Park [29] in Verbindung mit der entsprechenden Reaktionsgleichung entnommen werden können.

Der Zusammenhang der Geschwindigkeitskoeffizienten der Hin- und Rückreaktion k_f und k_r ist die Gleichgewichtskonstante K [116]

$$K = \frac{k_f}{k_r} \quad (\text{A.2})$$

Diese Gleichgewichtskonstante kann mit einem Polynom in Abhängigkeit von der Temperatur in folgender Form angenähert werden:

$$K = \exp\left[P_1 + P_2 \ln\left(\frac{T}{1000}\right) + P_3 \left(\frac{T}{1000}\right)^{-1} + P_4 \left(\frac{T}{1000}\right)^{-2} + P_5 \left(\frac{T}{1000}\right)^{-3} + P_6 \left(\frac{T}{1000}\right) + P_7 \left(\frac{T}{1000}\right)^2 + P_8 \left(\frac{T}{1000}\right)^3 + P_9 \left(\frac{T}{1000}\right)^4\right] \quad (\text{A.3})$$

Gleichung A.3, zu finden bei Majid [117], ist eine erweiterte Form der Gleichung, die bei Park [116] zu finden ist. Die notwendigen Koeffizienten für die hier betrachteten Reaktionen können Preci [118] entnommen werden, der die Berechnung mit der Methode nach Fertig [119] und Majid [117] durchgeführt hat.

In der Reaktionskinetik erhält man den Chemiequellterm $S_{m,s}$ eines Stoffes s durch die Summation der Reaktionen r mit

$$S_{m,s} = M_s \sum_{r=1}^m v_{s,r} \dot{\omega}_r \quad (\text{A.4})$$

Dabei ist M_s die Molmasse, $v_{s,r} = v''_{s,r} - v'_{s,r}$ der allgemeine Stöchiometriekoeffizient und $\dot{\omega}_r$ die effektive Reaktionsgeschwindigkeit. m steht für die Anzahl der relevanten Reaktionen. Die effektive Reaktionsgeschwindigkeit wird mit

$$\dot{\omega}_r = k_{f,r} \prod_{s=1}^n c_s^{v'_{s,r}} - k_{b,r} \prod_{s=1}^n c_s^{v''_{s,r}} \quad (\text{A.5})$$

berechnet, wobei c_s die Konzentration und n die Anzahl der an der Produktbildung teilnehmenden Stoffe symbolisiert.

Die Berechnung der Bildungsgeschwindigkeit von CO ergibt einen um sechs Größenordnungen kleineren Wert als die gemessene Grundzustandsdichte von O. Das bedeutet, dass pro Sekunde nur eine vernachlässigbar kleine Menge an CO gebildet wird. Demnach kann die Chemie im Kern der Strömung als eingefroren betrachtet werden. Das gilt sowohl bei der Betrachtung der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit von 3,3 km/s als auch der Periodendauer von 3,3 ms (300 Hz). Die Chemie folgt also nicht dem Zyklus der beobachteten Emission. Eine Variation der Temperatur als Parameter von 1000-15000 K ergab lediglich eine Änderung des Ergebnisses von \pm einer Größenordnung und ändert nichts an der Schlussfolgerung der chemisch eingefrorenen Strömung.

Literatur

- [1] Fasoulas, S., “Experimentelle und theoretische Charakterisierung einer hochenthalpen Stickstoffströmung zur Wiedereintrittssimulation,” Dissertation, Universität Stuttgart, 1995.
- [2] Dougherty, M., Owens, W., Meyers, J., and Fletcher, D., “Investigations of Surface-Catalyzed Reactions in a Mars Mixture,” *ESA Special Publication*, Vol. 692, 2011, pp. 139–144.
- [3] Del Papa, S. V., Suess, L., and Shafer, B., “The Development of a CO₂ Test Capability in the NASA JSC Arcjet for Mars Reentry Simulation,” *8th International Planetary Probe Workshop*, Portsmouth, VA, June 2011.
- [4] Boubert, P. and Vervisch, P., “Laser-induced fluorescence measurements of a³PI metastable carbon monoxide in a high enthalpy flow,” *The European Physical Journal D*, Vol. 17, 2001, pp. 43–48.
- [5] Koch, U., Riehmer, J., Esser, B., and Gülhan, A., “Laser Induced Fluorescence and Diode Laser Absorption Spectroscopy Measurements in CO/CO₂ Hypersonic Flow of LBK,” *Proceedings 6th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, ESA SP-659, Versailles, France, 2008.
- [6] Löhle, S., Knapp, A., Auweter-Kurtz, M., and Herdrich, G., “Local Enthalpy Estimation in Plasma Flows Using an Improved Mass Injection Probe,” *AIAA Hypersonics and Space Planes Conference*, AIAA-2009-7301, Bremen, October 2009.
- [7] Vacher, D., da Silva, M. L., André, P., Faure, G., and Dudeck, M., “Radiation from an equilibrium CO₂-N₂ plasma in the [250–850 nm] spectral region: I. Experiment,” *Plasma Sources Science and Technology*, Vol. 17, No. 3, 035012, 2008.
- [8] Rond, C., Bultel, A., Boubert, P., Fryer, C., and Chéron, B. G., “Experimental investigation of a low pressure RF CO₂ plasma: Towards a new chemical kinetic scheme of the martian re-entry,” Prague, Czech Republic, July 15-20, 2007.
- [9] Rond, C., Bultel, A., Boubert, P., and Chéron, B. G., “Spectroscopic measurements of nonequilibrium CO₂ plasma in RF torch,” *Chemical Physics*, Vol. 354, No. 1, 2008, pp. 16–26.
- [10] da Silva, L., Dudeck, M., and Reis, R., “Aerothermodynamics and ground test facilities simulation of planetary entry flows-application to earth, Mars and Titan atmospheric entries,” *Planetary Probe Atmospheric Entry and Descent Trajectory Analysis and Science*, Vol. 544, Lisbon, Portugal, Oct. 2004, pp. 85–92.
- [11] Bykova, N. G. and Kuznetsova, L. A., “Measurements of the temperature of subsonic CO₂ induction plasma flows by analyzing their emission spectra,” *Plasma physics reports*, Vol. 30, No. 11, 2004, pp. 962–970.
- [12] Eichhorn, C., “Über die Mehr-Photonen-Spektroskopie an Xenon zur plasmadiagnostischen Untersuchung elektrischer Weltraumantriebe,” Dissertation, Universität Stuttgart, 2014.

- [13] Löhle, S., “Untersuchung von Wiedereintrittsplasmen mit Hilfe laserinduzierter Fluoreszenzmessungen,” Dissertation, Universität Stuttgart, 2006.
- [14] Endlich, P., “Untersuchungen zur experimentellen Simulation des Eintritts von Raumflugkörpern in die Marsatmosphäre,” Dissertation, Universität Stuttgart, 2007.
- [15] Herdrich, G., “Aufbau, Qualifikation und Charakterisierung einer induktiv beheizten Plasma-windkanalanlage zur Simulation atmosphärischer Eintrittsmanöver,” Dissertation, Universität Stuttgart, 2004.
- [16] Kolesnikov, A. F., “Extrapolation from High Enthalpy Tests to Flight Based on the Concept of Local Heat Transfer Simulation,” *Measurement Techniques for High Enthalpy and Plasma Flows*, No. 8B, VKI, Research and Technology Organization, 1999.
- [17] Grinstead, J. H., Driver, D. M., and Raiche, G. A., “Optical diagnostics development for the Ames arcjet facilities,” *40th Aerospace Science Meeting and Exhibit*, No. 2002-398, Reno, Jan. 2002.
- [18] Lochte-Holtgreven, W., *Plasma Diagnostics*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968.
- [19] Laux, C. O., “Optical Diagnostics and Radiative Emission of Air Plasmas,” Dissertation, Stanford University, 1993.
- [20] da Silva, M. L., Sobbia, R., and Witasse, O., “Mars Express Onboard Tracking of the PHOENIX Entry Plasma Plume: Simulation and Mission Outcome,” *Proceedings of the 3rd International Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry*, Heraklion, Greece, September 2008 (ESA SP-667, January 2009).
- [21] Bose, D., Wright, M. J., and Palmer, G. E., “Uncertainty analysis of laminar aeroheating predictions for Mars entries,” *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 20, No. 4, 2006, pp. 652–662.
- [22] Braun, R. D. and Manning, R. M., “Mars exploration entry, descent, and landing challenges,” *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 44, No. 2, 2007, pp. 310–323.
- [23] Edquist, K. T., Dyakonov, A. A., Wright, M. J., and Tang, C. Y., “Aerothermodynamic Design of the Mars Science Laboratory Heatshield,” *AIAA Thermophysics Conference*, No. 2009-4075, San Antonio, Texas, June 2009.
- [24] Herdrich, G., Marynowski, T., Dropmann, M., and Fasoulas, S., “Mars and Venus Entry Simulation Capabilities of IRS Plasma Wind Tunnel PWK3,” *Applied Physics Research*, Vol. 4, No. 1, 2012, pp. 146–155.
- [25] Gülhan, A., Esser, B., Koch, U., and Hannemann, K., “Mars entry simulation in the arc heated facility L2K,” *Fourth Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, Vol. 487, 2002, pp. 665–672.

-
- [26] Bykova, N., Vasilevkii, S. A., Gordeev, A. N., Kolesnikov, A. F., Pershin, I. S., and Yakushin, M. I., "An induction plasmatron application for simulation of entry into Mars atmosphere," *Environmental Testing for Space Programms*, Vol. 408, 1997, pp. 195–200.
- [27] Kolesnikov, A. F., Pershin, I. S., and Vasil'Evskii, S. A., "Predicting catalycity of Si-based coating and stagnation point heat transfer in high-enthalpy CO₂ subsonic flows for the Mars entry conditions," *Planetary Probe Atmospheric Entry and Descent Trajectory Analysis and Science*, Vol. 544, 2004, pp. 77–83.
- [28] Vacher, D., André, P., and Dudeck, M., "Overview on studies of martian like CO₂-N₂ mixture by inductively coupled plasma torch," *Proceeding of the 3rd International Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry*, ESA, SP-667, Heraklion, Greece, 2008.
- [29] Park, C., Howe, J. T., Jaffe, R. L., and Candler, G. V., "Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions. II-Mars entries," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 8, No. 1, 1994, pp. 9–23.
- [30] Gordon, S. and McBride, B. J., "Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications," *NASA Reference Publication, 1311*, 1994.
- [31] Langmuir, I., "Oscillations in ionized gases," *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, Vol. 14, No. 8, 1928, pp. 627–637.
- [32] Fußmann, G., "Einführung in die Plasmaphysik," *Vorlesung an der Humboldt Universität Berlin*, 2001.
- [33] Demtröder, W., *Experimentalphysik IV, Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, Springer-Verlag Berlin, ISBN 3-540-21451-8, 1998.
- [34] Vincenti, W. G. and Kruger, C. H., *Introduction to Physical Gas Dynamics*, John Wiley & Sons, New York, 1965.
- [35] Mitchner, M. and Kruger, C. H., *Partially ionized gases*, Vol. 8, Wiley New York, 1973.
- [36] Hutchinson, I. H., *Principles of plasma diagnostics*, Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-80389, 2005.
- [37] Lieberman, M. A. and Lichtenberg, A. J., "Principles of plasma discharges and materials processing," *MRS Bulletin*, Vol. 30, 1994, pp. 899–901.
- [38] Frohn, A., *Einführung in die technische Thermodynamik*, Aula-Verlag, ISBN 3-87919-263-4, 1998.
- [39] Löhle, S., Fasoulas, S., and Herdrich, G., *Messverfahren für strömende Plasmen*, Vorlesungsskript, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 2011.
- [40] Fasoulas, S., Stöckle, T., and Auweter-Kurtz, M., "Measurement of Specific Enthalpy in Plasma Wind Tunnels Using a Mass Injection Probe," *32nd AIAA Thermophysics Conference*, AIAA 1997-2496, Atlanta, GA, 1997.

- [41] Löhle, S., Auweter-Kurtz, M., and Eberhart, M., “Local Enthalpy Measurements in a Supersonic Arcjet Facility,” *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 21, No. 4, 2007, pp. 790–795.
- [42] Löhle, S., Steinbeck, A., Herdrich, G., and Fasoulas, S., “Comparison of Local Enthalpy Measurements using a Mass Injection Probe with Properties Deduced from Optical Diagnostics in a pure Oxygen Plasma Flow,” *42nd AIAA Thermophysics Conference*, AIAA-2011-4033, Honolulu, Hawaii, June 27-30, 2011.
- [43] Zoby, E. V., “Empirical Stagnation-Point Heat-Transfer Relation in Several Gas Mixtures at High Enthalpy Levels,” *NASA TN D-4799*, 1968.
- [44] Herzberg, G., *Molecular spectra and molecular structure, 2nd Edition, I. Spectra of diatomic molecules*, van Nostrand Inc., 1950.
- [45] Herzberg, G., *Atomic spectra and atomic structure*, Dover Publications Inc., New York, 1944.
- [46] Demtröder, W., *Experimentalphysik III, Atome, Moleküle und Festkörper*, Springer-Verlag Berlin, ISBN 3-540-21473-9, 1996.
- [47] Demtröder, W., *Laserspektroskopie*, Springer-Verlag Berlin, ISBN 978-3-540-33792-8, 2007.
- [48] Liu, Y., Lin, J., Huang, G., Guo, Y., and Duan, C., “Simple empirical analytical approximation to the Voigt profile,” *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 18, No. 5, 2001, pp. 666–672.
- [49] Olivero, J. J. and Longbothum, R. L., “Empirical Fits to the Voigt Line Width: A Brief Review,” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 17, 1977, pp. 233–236.
- [50] Pfeiffer, B., Fertig, M., Winter, M., and Auweter-Kurtz, M., “PARADE a Programm to Calculate the Radiation of Atmospheric Re-Entry in Different Atmospheres,” *Proceedings of the 1st International Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry*, ESA, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 2003.
- [51] Liebhart, H., Herdrich, G., and Merrifield, J. A., “Advances for Radiation Modeling for Earth Re-entry in PARADE: Application to the STARDUST Atmospheric Entry,” *43rd AIAA Thermophysics Conference*, New Orleans, LA, 2012.
- [52] Demtröder, W., *Laserspektroskopie 2: Experimentelle Techniken*, Vol. 2, Springer-Verlag, ISBN 9783642214462, 2013.
- [53] Payne, M. G., Chen, C. H., Hurst, G. S., and Foltz, G. W., “Advances in Atomic and Molecular Physics,” *Academic Press*, Vol. 17, 1981, pp. 229–274.
- [54] Bamford, D. J., O’Keefe, A., Babikian, D. S., Stewart, D. A., and Strawa, A. W., “Characterization of Arcjet Flows Using Laser-Induced Fluorescence,” *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 9, No. 1, 1995, pp. 26–33.

- [55] Bamford, D. J., Jusinski, L. E., and Bischel, W. K., "Absolute two-photon absorption and three-photon ionization cross sections for atomic oxygen," *Physical Review A*, Vol. 34, No. 1, 1986, pp. 185–198.
- [56] Saxon, R. P. and Eichler, J., "Theoretical calculation of two-photon absorption cross sections in atomic oxygen," *Physical Review A*, Vol. 34, No. 1, 1986.
- [57] Huang, Y.-L. and Gordon, R. J., "The Effect of Amplified Spontaneous Emission on the Measurement of the Multiplet State Distribution of Ground State Oxygen Atoms," *Journal of Chemical Physics*, Vol. 97, No. 9, 1992.
- [58] Alekseev, V. A. and Setser, D. W., "Quenching Rate Constants and Product Assignments for Reactions of Xe ($7p [3/2] 2$, $7p [5/2] 2$, and $6p' [3/2] 2$) Atoms with Rare Gases, CO, H₂, N₂O, CH₄, and Halogen-Containing Molecules," *The Journal of Physical Chemistry*, Vol. 100, No. 14, 1996, pp. 5766–5780.
- [59] Alekseev, V. A. and Setser, D. W., "A pulsed source for Xe ($6s [3/2]$) and Xe ($6s' [1/2]$) resonance state atoms using two-photon driven amplified spontaneous emission from the Xe ($6p$) and Xe ($6p'$) states," *The Journal of Chemical Physics*, Vol. 105, 1996, pp. 4613–4625.
- [60] Goehlich, A., Kawetzki, T., and Döbele, H.-F., "On absolute calibration with xenon of laser diagnostic methods based on two-photon absorption," *Journal of Chemical Physics*, Vol. 108, No. 22, 1998, pp. 9362–9370.
- [61] Niemi, K., Schulz-von-der Gathen, V., and Döbele, H.-F., "Absolute atomic oxygen density measurements by two-photon laser-induced fluorescence spectroscopy in an RF-excited atmospheric pressure plasma jet," *Plasma Sources Science and Technology*, Vol. 14, 2005, pp. 375–386.
- [62] Niemi, K., Schulz-von-der Gathen, V., and Döbele, H.-F., "Absolute Calibration of Atomic Density Measurements by Laser-induced Fluorescence Spectroscopy with Two-photon Excitation," *Journal of Physics D*, Vol. 34, 2001, pp. 2330–2335.
- [63] Döbele, H. F., Mosbach, T., Niemi, K., and Schulz-von der Gathen, V., "Laser-induced fluorescence measurements of absolute atomic densities: concepts and limitations," *Plasma Sources Science Technology*, Vol. 14, No. 2, 2005, pp. 31–41.
- [64] Fletcher, D. G., "Nonintrusive Diagnostic Strategies for Arcjet Stream Characterization," ADP010741, RTO-EN-8, Oct. 1999.
- [65] Amorim, J., Baravian, G., and Jolly, J., "Laser-induced resonance fluorescence as a diagnostic technique in non-thermal equilibrium plasmas," *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 33, No. 9, 2000, pp. R51–R65.
- [66] Georg, A., "Untersuchung pulsformiger modulierter Mikrowellenplasmen in Sauerstoff durch zeitaufgelöste zweiphotonen-laserinduzierte Fluoreszenz," Dissertation, Universität Wuppertal, 2001.

- [67] Marx, B. R., Simons, J., and Allen, L., “The effect of laser linewidth on two-photon absorption rates,” *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, Vol. 11, No. 8, 1978, pp. L273–L277.
- [68] Löhle, S. and Lein, S., “Simultaneous Translational Temperature Measurements of Different Atomic Species in Plasma Flows Using Scanning Fabry-Perot Interferometry,” *Review of Scientific Instruments*, Vol. 83(5):053111, 2012.
- [69] Lein, S., “Entwicklung eines auf Emissionsspektroskopie basierenden Sensorsystems zum Einsatz auf Wiedereintrittsplattformen,” Dissertation, Universität Stuttgart, 2015.
- [70] Eckbreth, A. C., *Laser diagnostics for combustion temperature and species*, Vol. 3, CRC Press, ISBN 2-88449-225-9, 1996.
- [71] Vilbig, F., *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*, Akademische Verlagsges. m.b.H., Frankfurt am Main, 1958.
- [72] GmbH, F. D., *Technische Spezifikation der rf-Kondensatoren und der Triode RS 3300 CJ der PWK3-IPG Energieversorgung*, Fritz Düsseldorf GmbH, 1997.
- [73] Janocha, T., “Designoptimierung der induktiven Plasmaquelle IPG3 (IPG7),” Masterarbeit, Universität Stuttgart, 2013.
- [74] Nawaz, A. and Herdrich, G., “Impact of Plasma Tube Wall Thickness on Power Coupling in ICP Sources,” *Plasma Sciences and Technology*, Vol. 18, No. 4:045018, 2009.
- [75] Löhle, S., *Handbuch zum Experimentieren an Plasmawindkanälen und Testständen für elektrische Antriebe*, Institut für Raumfahrtssysteme, IRS-13-IB03, 2013.
- [76] Auweter-Kurtz, M., Feigl, M., and Winter, M., “Diagnostic Tools for Plasma Wind Tunnels and Reentry Vehicles at IRS,” *AIAA Thermophysics Conference*, RTO AVT/VKI Special Course on Measurement Techniques for High Enthalpy Plasma Flows, RTO-EN-8, AC/323(AVT)TP/23, 1999.
- [77] Fulge, H. and Knapp, A., Eichhorn, C., Wernitz, R., Löhle, S., Fasoulas, S., and Herdrich, G., “Improved Abel Inversion Method for Analysis of Spectral and Photo-Optical Data of Magnetic Influenced Plasma Flows,” *42nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, Honolulu, Hawaii, June 2011.
- [78] Brackmann, U., *Lambdachrome Laser Dyes: Data Sheets, 3. Edition*, Lambda Physik AG, Göttingen, 2000.
- [79] Radiant Dyes Laser, List of Laser Dyes, “Coumarin 47, www.radiant-dyes.com,” 2014.
- [80] Feigl, M., “Experimentelle Untersuchung des Erosionsprozesses von Hitzeschutzmaterialien rückkehrfähiger Raumtransportsysteme mit Hilfe der Methode der laserinduzierten Fluoreszenz,” Dissertation, Universität Stuttgart, 2005.

- [81] Abel, N. H., "Auflösung einer mechanischen Aufgabe," *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, Vol. 1, 1826, pp. 153–157.
- [82] Kramida, A., Ralchenko, Y., and Reader, J., "NIST atomic spectra database (ver. 5.0)," *National Institute of Standards and Technology*, Gaithersburg, MD, 2012.
- [83] Meindl, A., "Charakterisierung einer marsrelevanten CO₂-Plasmaströmung," Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 2014.
- [84] Löhle, S., Lein, S., Eichhorn, C., Herdrich, G., and Winter, M., "Spectroscopic Investigation of an Inductively Heated CO₂ Plasma for Mars entry simulation," *Journal of Technical Physics*, Vol. 50, No. 3, 2009, pp. 233–246.
- [85] Pope, R. B., "Measurements of Enthalpy in Low-Density Arc-Heated Flows," *AIAA Journal*, Vol. 6, No. 1, 1968, pp. 103–110.
- [86] Yee, L., B. H. E. and Woodward, H. T., "Ballistic range measurements of stagnation-point heat transfer in air and in carbon dioxide at velocities up to 18,000 feet per second," *NASA TN D-777*, March, 1961.
- [87] Graber, B. C., Morgan, C. J., and Nerem, R. M., "Hypervelocity stagnation point heat transfer in a carbon dioxide atmosphere," *AIAA Journal*, Vol. 1, No. 9, 1963, pp. 2173–2175.
- [88] Kolesnikov, A. F., Pershin, I. S., Vasil'evskii, S. A., , and Yakushin, M. I., "Study of quartz surface catalycity in dissociated carbon dioxide subsonic flows," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 37, No. 5, 2000, pp. 573–579.
- [89] Marvin, J. G. and Pope, R. B., "Laminar convective heating and ablation in the Mars atmosphere," *AIAA Journal*, Vol. 5, No. 2, 1967, pp. 240–248.
- [90] Gallis, M. A. and Harvey, J. K., "Analysis of Non-Equilibrium in Mars Atmosphere Entry Flows," *30th AIAA Thermophysics Conference*, AIAA-95-2095, San Diego, 1995.
- [91] Millikan, R. C. and White, D. R., "Systematics of Vibrational Relaxation," *The Journal of Chemical Physics*, Vol. 39, No. 12, 1963, pp. 3209–3213.
- [92] Löhle, S., "Beitrag zur Untersuchung des Oxidationsverhaltens von Hitzeschutzmaterialien durch relative Konzentrationsbestimmung von Kohlenmonoxid mit LIF," Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 2001.
- [93] Eberhart, M., "Simulation von Anregungsspektren von laserinduzierten Fluoreszenzmessungen," Studienarbeit, Universität Stuttgart, 2004.
- [94] Playez, M. and Fletcher, D. G., "Free stream test conditions determination in ICP wind tunnels using the TALIF measurement technique," *40th Thermophysics Conference, Fluid Dynamics and Co-located Conferences*, Seattle, Washington, June 2008.
- [95] Löhle, S., Eichhorn, C., Steinbeck, A., Lein, S., Herdrich, G., Röser, H.-P., and Auweter-Kurtz, M., "Oxygen plasma flow properties deduced from laser-induced fluorescence and probe measurements," *Applied Optics*, Vol. 47, 2008, pp. 1837–1845.

- [96] Nomura, S., Löhle, S., Knapp, A., Herdrich, G., and Komurasaki, K., “Combined Laser Absorption Spectroscopy and Laser Induced Fluorescence in High Enthalpy Flow,” *27th International Symposium on Space Technology and Science*, No. 2009-e-15, Tsukuba, Japan, July 2009.
- [97] Löhle, S., Eichhorn, C., and Auweter-Kurtz, M., “Flow Characterization Using Laser-Induced Fluorescence Measurements of Atomic Nitrogen in Inductively Heated Nitrogen Plasma,” *41st AIAA Thermophysics Conference*, No. AIAA-2009-4242, 2009.
- [98] Fletcher, D. G., Lutz, A. J., Meyers, J. M., Owens, W. P., and Uhl, J., “Species and Temperature Gradient Measurements in the Reacting Boundary Layer over ICP Test Samples,” *ESA Special Publication*, Vol. 692, 2011, p. 88.
- [99] Takayanagi, H., Mizuno, M., Fujii, K., Suzuki, T., and Fujita, K., “Arc Heated Wind Tunnel Flow Diagnostics using Laser-Induced Fluorescence of Atomic Species,” *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Orlando, FL, AIAA Paper 2009-1449, 5-8 January 2009.
- [100] Grinstead, J. H., Porter, B. J., and Carballo, J. E., “Flow Property Measurement Using Laser-induced Fluorescence in the NASA Ames Interaction Heating Facility,” *49th Aerospace Science Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 2011-1091, Orlando, FL., January 4-7, 2011, pp. 4–7.
- [101] Feigl, M., Dennis, J. E., Fasoulas, S., and Auweter-Kurtz, M., “Comparison of LIF and Solid Electrolyte Sensor Measurements of Atomic Oxygen in a Plasma Jet,” *38th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, No. 200-0198, Reno, NV, 2000.
- [102] Bischel, W. K., Perry, B. E., and Crosley, D. R., “Detection of fluorescence from O and N atoms induced by two-photon absorption,” *Applied Optics*, Vol. 21, No. 8, 1982, pp. 1419–1429.
- [103] Bruce, M. R., Layne, W. B., Whitehead, C. A., and Keto, J. W., “Radiative lifetimes and collisional deactivation of two-photon excited xenon in argon and xenon,” *The Journal of chemical physics*, Vol. 92, 1990, pp. 2917–2926.
- [104] Eichhorn, C., Fritzsche, S., Löhle, S., Knapp, A., and Auweter-Kurtz, M., “Time-resolved fluorescence spectroscopy of two-photon laser-excited 8p, 9p, 5f, and 6f levels in neutral xenon,” *Physical Review E*, Vol. 80, No. 2, 026401, 2009.
- [105] Miller, J. C., “Two-photon resonant multiphoton ionization and stimulated emission in krypton and xenon,” *Physical Review A*, Vol. 40, No. 12, 1989, pp. 6969–6976.
- [106] Stancu, G. D., Kaddouri, F., Lacoste, D. A., and Laux, C. O., “Atmospheric pressure plasma diagnostics by OES, CRDS and TALIF,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 43, No. 12: 124002, 2010.
- [107] Linow, S., Dreizler, A., Janicka, J., and Hassel, E. P., “Comparison of two-photon excitation schemes for CO detection in flames,” *Applied Physics B*, Vol. 71, No. 5, 2000, pp. 689–696.

-
- [108] Dally, B. B., Masri, A. R., Barlow, R. S., and Fiechtner, G. J., “Two-photon laser-induced fluorescence measurement of CO in turbulent non-premixed bluff body flames,” *Combustion and Flame*, Vol. 132, No. 1, 2003, pp. 272–274.
- [109] Brémare, N., Hyun, S. Y., Studer, D., Boubert, P., Vervisch, P., and Rond, C., “Radiation and Chemistry of CO₂ and Air Inductive Plasmas as Freejets and in Interaction with Samples,” *ESA Special Publication*, Vol. 692, 2011, p. 17.
- [110] Yamada, G., Otsuta, S., Matsuno, T., and Kawazoe, H., “Characteristics of Arc-Heated Plasma Flow for Martian Atmosphere,” *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, AIAA 2012-0363, Nashville, Tennessee, Jan. 2012.
- [111] Vancrayenest, B., Playez, M., Duchêne, L., and Fletcher, D., “Emission spectroscopic measurements in a CO₂ plasma,” *3rd International Symposium Atmospheric Reentry Vehicles and Systems*, Arcachon, France, March 2003, pp. 24–27.
- [112] User Manual ScanMate, Lambda Physik AG, Göttingen, 2001.
- [113] Hamamatsu Photomultiplier Tubes R626-10, R758-10 Data Sheet, 1994.
- [114] Optronis, Bedienungsanleitung Ref. 1830-SU-12-K, <http://www.optronis.com>, 2010.
- [115] Lambert Instruments, Kalibrierblatt des Verstärkers, <http://www.lambertinstruments.com>, 2014.
- [116] Park, C., *Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics*, John Wiley & Sons New York, ISBN 0-471-51093-9, 1989.
- [117] Majid, A., “Two phase flow solver for solid particles in hypersonic Martian entry flows,” Dissertation, Universität Stuttgart, 2011.
- [118] Preci, A., “Variable Modellierung hochenthalper Gasströmungen im thermischen Nichtgleichgewicht mit Anwendung auf den Marseintritt,” Dissertation, Universität Stuttgart, 2014.
- [119] Fertig, M., “Modellierung reaktiver Prozesse auf Siliziumkarbid-Oberflächen in verdünnten Nichtgleichgewichts-Luftströmungen,” Dissertation, Universität Stuttgart, 2005.