

# Entwicklung eines auf Emissionsspektroskopie basierenden Sensorsystems zum Einsatz auf Wiedereintrittsplattformen

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

Vorgelegt von

**Sebastian Lein**

aus Burgstädt

Hauptberichterin: Prof. Dr.-Ing. habil. Monika Auweter-Kurtz  
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Michael Winter  
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Stefanos Fasoulas

Tag der mündlichen Prüfung: 10. April 2015

Institut für Raumfahrtsysteme  
der Universität Stuttgart  
2016



*Ausdauer wird früher oder später belohnt – meistens aber später.*

Wilhelm Busch





# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand weitestgehend während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart. In der Erinnerung an diese Zeit treten insbesondere die vielen am Institut gemeinsam durchlebten Höhen und Tiefen hervor. Die Motivation, (fast) jeden Tag gern am Institut gearbeitet zu haben, kann ich neben der interessanten Thematik mit der ich mich beschäftigen durfte, vor allem auf die gute und freundschaftliche Zusammenarbeit mit meinen Kolleginnen und Kollegen zurückführen. Nennen möchte ich insbesondere die unzähligen Stunden mit Dr.-Ing. Stefan Löhle, Dr.-Ing. Christoph Eichhorn, Dr.-Ing. Hannah Böhrk, Dr.-Ing. Anuscheh Nawaz und Dipl.-Ing. Uwe Bauder zur Diskussion von Vorgehensweisen und Ergebnissen oder bei der gegenseitigen Unterstützung im Plasmawindkanallabor. Mit Herrn Dipl.-Ing. Andreas Steinbeck und Herrn Dr.-Ing. Georg Herdrich verbindet mich darüber hinaus die lange, gemeinsame Arbeit im Rahmen des Projekts EXPERT. Mein großer Dank gilt daher zunächst meinen Kolleginnen und Kollegen. In langen Tagen in Büro oder Labor entwickelten sich zudem einige Freundschaften, wofür ich besonders dankbar bin.

Für die Möglichkeit, meine Tätigkeit am Institut für Raumfahrtsysteme aufnehmen zu können und für die Übernahme des Hauptberichts möchte ich Frau Prof. Dr.-Ing. habil. Monika Auweter-Kurtz danken. Den Herren Prof. Dr.-Ing. Stefanos Fasoulas und Assistant Prof. Dr.-Ing. Michael Winter danke ich für die Übernahme des Mitberichts.

Für die Überlassung der Ergebnisse aus URANUS CFD-Simulationen des EXPERT Wiedereintritts möchte ich mich bei den Herren Dr.-Ing. Markus Fertig und Dr.-Ing. Arianit Preci bedanken. Meinen großen Dank möchte ich zudem Herrn Dipl.-Ing. Manfred Hartling für seine Unterstützung bei Aufbau, Reparatur oder Verwendung benötigter Elektronik aller Art aussprechen.

Dem Institut für Bauweisen- und Konstruktionsforschung des DLR, im Besonderen Herrn Dipl.-Ing. Thomas Reimer, danke ich für die sehr gute und unkomplizierte Zusammenarbeit und Unterstützung im Rahmen des EXPERT Projektes. Besonderer Dank gebührt dabei der Zurverfügungstellung von Bauteilen aus C/C-SiC, welche zum Aufbau des Flugexperiments RESPECT benötigt wurden.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern und vor allem bei meiner Frau für die vielfältige Unterstützung und für ihre Geduld an zahlreichen Abenden und Wochenenden bedanken.



# Inhaltsverzeichnis

Vorwort . . . . .	6
Symbol- und Abkürzungsverzeichnis . . . . .	9
Kurzfassung . . . . .	15
Abstract . . . . .	17
<b>1. Einleitung</b>	<b>19</b>
1.1. Zielsetzung der Arbeit . . . . .	22
1.2. Überblick ähnlicher Flugexperimente . . . . .	22
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>25</b>
2.1. Atmosphärischer Eintritt . . . . .	25
2.2. Energetische Freiheitsgrade . . . . .	27
2.3. Elektromagnetische Strahlung . . . . .	30
2.3.1. Atome . . . . .	32
2.3.2. Moleküle . . . . .	36
2.3.3. Kontinuumsstrahlung . . . . .	40
2.3.4. Anregungsmechanismen . . . . .	41
<b>3. Entwicklung, Aufbau und Qualifikation des Flugexperimentes</b>	<b>43</b>
3.1. Die europäische Wiedereintrittsmission EXPERT . . . . .	43
3.2. Das Flugexperiment RESPECT . . . . .	46
3.2.1. Auslegungsbasis . . . . .	47
3.2.1.1. Systemvorgaben und Spezifikationen . . . . .	47
3.2.1.2. Trajektorie und Wiedereintrittsbedingungen . . . . .	49
3.2.2. Numerische Berechnung der EXPERT Strahlungsumgebung . . . . .	52
3.2.2.1. Ergebnisse und simulierte Spektrometersignale . . . . .	58
3.2.3. Aufbau des Sensorsystems . . . . .	62
3.2.3.1. Sensorkopf 1 . . . . .	64
3.2.3.2. Sensorkopf 2 . . . . .	66
3.2.3.3. Sensorelektronik & Software . . . . .	68
3.2.4. Test, Qualifikations- und Abnahmeprüfung . . . . .	73
3.2.4.1. Schwingungs- und Schockprüfung . . . . .	74
3.2.4.2. Plasmawindkanaltests . . . . .	78
3.2.4.3. Thermal-Vakuumtest . . . . .	88
3.2.4.4. Elektromagnetische Verträglichkeit . . . . .	90
3.2.4.5. Funktionale Qualifikation . . . . .	91
3.2.5. Konzeptvorschlag für die Nachfluganalyse . . . . .	92

<b>4. Plasmawindkanalsimulation des Flugexperimentes</b>	<b>97</b>
4.1. Versuchsaufbau zur Nachstellung des Flugexperimentes . . . . .	97
4.2. Versuchsanlagen und Messtechnik . . . . .	100
4.2.1. Plasmawindkanal PWK4 . . . . .	100
4.2.1.1. Lichtbogengenerator RB3 . . . . .	102
4.2.2. Messverfahren zur Plasmastrahlcharakterisierung . . . . .	105
4.2.2.1. Pitotdruckmessung . . . . .	106
4.2.2.2. Wärmestromdichtemessung . . . . .	107
4.2.2.3. Enthalpiemessung . . . . .	109
4.2.2.4. Fabry-Pérot-Interferometrie . . . . .	111
4.2.2.5. Emissionsspektroskopie . . . . .	122
4.3. Ergebnisse . . . . .	124
4.3.1. Ergebnisse der Plasmastrahlcharakterisierung . . . . .	124
4.3.1.1. Geschwindigkeitsprofil . . . . .	125
4.3.1.2. Temperaturprofil . . . . .	126
4.3.1.3. Enthalpieprofil . . . . .	130
4.3.2. Strömungs- und Strahlungssimulation der Sondenanströmung . . . . .	131
4.3.2.1. Vorgehensweise zur Definition der Einströmprofile für die CFD-Simulation . . . . .	132
4.3.2.2. CFD Simulation der Sondenanströmung . . . . .	137
4.3.2.3. Strahlungssimulation der Sondenanströmung . . . . .	142
<b>5. Zusammenfassung</b>	<b>145</b>
<b>Summary</b>	<b>147</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>149</b>
<b>Anhang</b>	<b>159</b>
<b>A. Konstruktionszeichnungen</b>	<b>161</b>
A.1. RESPECT Elektronikeinheit . . . . .	162
A.2. RESPECT Sensorkopf 1 - Schnittstellenplatzierung . . . . .	171
A.3. RESPECT Sensorkopf 1 . . . . .	172
A.4. RESPECT Sensorkopf 2 . . . . .	178
A.5. Emissionsspektroskopiesonde . . . . .	183
<b>B. Fehlerrechnung Fabry-Pérot-Interferometrie</b>	<b>187</b>
<b>C. Kalibrierung</b>	<b>193</b>
C.1. Wellenlängenkalibrierung . . . . .	193
C.2. Intensitätskalibrierung . . . . .	194
<b>Lebenslauf</b>	<b>197</b>

# Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

## Lateinische Symbole

$a$	Faktor	—
$A$	Fläche	$m^2$
$ASD$	Acceleration Spectral Density	$g^2/Hz$
$c_p$	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	$J/(kg K)$
$c_v$	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen	$J/(kg K)$
$d$	Plattenabstand	$m$
$D$	Durchmesser	$m$
$E$	Energie	$J$
$f$	Brennweite	$m$
$f$	Anzahl der Freiheitsgrade	—
$F$	Finesse	—
$g$	Entartung	—
$h$	Enthalpie, massenspezifisch	$J/kg$
$I$	Intensität	$J/(s m^2)$
$I$	Spektrale Strahldichte	$W/(m^2 sr nm)$
$l$	Bahndrehimpulsquantenzahl	—
$l$	freie Weglänge	$m$
$J$	Gesamtdrehimpulsquantenzahl	—
$L$	charakteristische Länge	$m$
$L$	Gesamtbahndrehimpulsquantenzahl	—
$m$	Masse	$kg$
$\dot{m}$	Massenstrom	$kg/s$
$M$	molare Masse	$kg/mol$
$M$	Oberflächenplanarität	—
$m_l$	Bahndrehimpulsprojektionsquantenzahl	—
$m_M$	absolute Teilchenmasse	$kg$
$m_s$	Bahndrehimpulsprojektionsquantenzahl	—
$Ma$	Machzahl	—
$n$	Brechungsindex	—
$n$	Hauptquantenzahl	—
$n$	Teilchendichte	$1/m^3$
$N$	Teilchenzahl	—

$p$	Druck	$Pa$
$p$	Impuls	$Ns$
$P$	Leistung	$W$
$\dot{q}$	Wärmestromdichte	$W/m^2$
$\dot{Q}$	Wärmestrom	$W$
$r$	Radius	$m$
$R$	Reflexionsgrad	–
$s$	Spinquantenzahl	–
$S$	Gesamtspinquantenzahl	–
$t$	Zeit	$s$
$T$	Temperatur	$K$
$U$	innere Energie	$J$
$v$	Geschwindigkeit	$m/s$
$V$	potentielle Energie	$J$
$x$	Gitterzellenlänge	$m$

## Griechische Symbole

$\alpha$	Winkel zur Strahlachse	$^\circ$
$\beta$	Stoßwinkel	$^\circ$
$\epsilon$	Emissionskoeffizient	$W/(m^3 sr m)$
$\kappa$	Isentropenexponent	–
$\kappa'$	Absorptionskoeffizient, korrigiert für durch Absorption stimulierte Emission	$m^{-1}$
$\lambda$	Wellenlänge	$m$
$\Lambda$	Projektionsquantenzahl	–
$\nu$	Frequenz	$Hz$
$\rho$	Dichte	$kg/m^3$
$\Theta$	charakteristische Temperatur	$K$
$\varphi$	Phasenwinkel	$rad$
$\omega$	Kreisfrequenz	$1/s$
$\xi$	Massenanteil	–
$\psi$	Ortsanteil der Wellenfunktion	
$\Psi$	Wellenfunktion	

## Konstanten

$c$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, $299792458 m/s$
$e$	Elementarladung, $1,602176565 \cdot 10^{-19} C$
$\epsilon_0$	Dielektrizitätskonstante, $8,854187817 \cdot 10^{-12} F/m$
$h$	Plancksches Wirkungsquantum, $6,62606896 \cdot 10^{-34} Js$
$k_B$	Boltzmannkonstante, $1,3806488 \cdot 10^{-23} J/K$
$\mathfrak{R}$	Universelle Gaskonstante, $8,3144621 J/(mol K)$

## Indizes

0	Bezugsgröße, totale Größe
chem	Chemie
D	Defraction, Brechung
D	Dissoziation
D	Dopplerverbreitert
eff	effektiv
el	elektrisch
f	formation, Bildungsenthalpie
F	Flatness, Ebenheit
FK	flacher Kopf
g	gasförmig
G	Gauss
Ges	gesamt
i	Laufvariable
i	Zustand i
Inst	instrumentell
k	Zustand k
K	Kühlmedium
KK	Kugelkopf
l	liquid, flüssig
L	Lorentz
Lö	Löhle
N	Nase
P	Pinhole, Lochblende
R	Rotation
RMS	Root Mean Square, quadratischer Mittelwert
rot	Rotation
s	solid, fest
sp	spontan
Sp	Spiegel
SP	Swann und Pittman
T	transmittiert
therm	thermisch
trans	Translation
V	Voigt
vk	voll-katalytisch
vib	Vibration
w	Wand

## Abkürzungen

APT	Aktiv Passiv Transition
BSUV	Bow Shock UV
CEA	Chemical Equilibrium with Applications
COTS	Commercial off-the-shelf
CCD	Charge-Coupled Device
CFD	Computational Fluid Dynamics
C-SiC	Kohlefaserverstärktes Siliciumcarbid
C/C-SiC	Kohlenstofffasern in keramischer Kohlenstoffmatrix mit SiC Anteilen
CVCV	Coupled Vibration Chemistry Vibration
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
EM	elektromagnetisch
EMV	Elektromagnetische Verträglichkeit
ESA	European Space Agency
EUV	Extremes Ultraviolett
EXPERT	European Experimental Re-Entry Testbed
FEM	Finite-Elemente-Methode
FM	Flugmodell
FPI	Fabry-Pérot-Interferometer
FSB	Freier Spektralbereich
FWHM	Full Width at Half Maximum
GL	Gleichgewicht
HF	Hochfrequenz
ICCD	Intensified Charge-Coupled Device
IP	In plane, In Richtung der Befestigungsebene
IRS	Institut für Raumfahrtsysteme
LIF	Laser-induzierte Fluoreszenz
LTT	Laminar Turbulent Transition
NGL	Nichtgleichgewicht
OBDH	Onboard Data Handling
OOP	Out of plane, In Normalenrichtung der Befestigungsebene
PARADE	Plasma Radiation Database
PAT	Passiv Aktiv Transition
PCDU	Power Control and Distribution Unit
PEEK	Polyetheretherketon
P/L	Payload, Nutzlast
PWK	Plasmawindkanal
QM	Qualifikationsmodell
RESPECT	Re-Entry Spectrometer



SD	Secure Digital
SH	Sensor Head, Sensorkopf
SiC	Siliziumkarbid
SRS	Shock-Response-Spektrum, Schock-Antwort-Spektrum
SU	Sensor Unit, Elektronikeinheit
TAS-I	Thales Alenia Space in Italien
TNGL	Thermisches Nichtgleichgewicht
TPS	Thermal Protection System
URANUS	Upwind Relaxation Algorithm for Nonequilibrium Flows of the University of Stuttgart
UV	Ultra-Violett
UVDE	Ultra-Violett Diagnostics Experiment
VIS	visuell, sichtbarer Bereich des elektromagnetischen Spektrums
VUV	Vakuum Ultraviolett



# Kurzfassung

In der vorliegenden Dissertation wird die Entwicklung eines auf dem Prinzip der Emissionsspektroskopie basierenden Flugexperiments beschrieben, dessen Auslegung sich an den Randbedingungen der EXPERT Mission der europäischen Raumfahrtagentur (ESA) orientiert. Das Ziel des Experiments, wie auch der gesamten Mission, ist die Erforschung des atmosphärischen Eintritts und der damit verbundenen aerothermodynamischen Phänomene. Das in dieser Arbeit entwickelte Spektroskopieexperiment, welches den sichtbaren (VIS) und ultravioletten (UV) Spektralbereich abdeckt, dient in diesem Kontext zur Detektion der während des Wiedereintritts auf den Hitzeschild treffenden elektromagnetischen Strahlung. Die Messdaten des noch ausstehenden Fluges werden Rückschlüsse auf die Chemie- und Strahlungsprozesse im sich vor dem Raumfahrzeug ausbildenden Verdichtungsstoß und dem sich anschließenden Nachstoßgebiet ermöglichen. Zudem sollen die Daten der Untersuchung und Weiterentwicklung von Chemie- und Strahlungsmodellen, wie sie in den numerischen Werkzeugen zur Simulation des atmosphärischen Eintritts verwendet werden, dienen. Die vorliegende Arbeit umfasst die messtechnische Auslegung des Sensorsystems auf Basis von CFD-Simulationen der Kapsel-Anströmung und darauf aufbauenden numerischen Berechnungen der emittierten Strahlung. Im untersuchten Spektralbereich kann gezeigt werden, dass für den Eintritt der EXPERT Kapsel die emittierte Strahlung von Stickstoffmonoxid- und, in geringerem Maße, von Sauerstoff-Molekülbanden dominiert wird. Bezieht man das ebenfalls vorhandene 777 nm Sauerstofftriplett mit ein, lässt sich schließen, dass die zu erwartenden Messdaten primär für die Überprüfung und im Idealfall auch für die Validierung chemischer Reaktionen unter Sauerstoffbeteiligung, inklusive der Bildung von Stickstoffmonoxid (ZELDOVICH Mechanismus), und der Strahlungsmodellierung der entsprechenden Spezies geeignet sind. Darüber hinaus werden der Aufbau, die Funktionsweise und die erfolgreiche Qualifikation des Sensorsystems beschrieben.

Ein zweiter Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Simulation des Flugexperiments in Form von Plasmawindkanalversuchen. Hierfür wurden dem Flugexperiment vergleichbare Messungen durch eine im Plasma-Freistrahlfeld positionierte Sonde vorgenommen. Weitere umfangreiche Versuche erfolgten zur Charakterisierung der Sondenströmung, deren Ergebnisse präsentiert werden. Diese beinhalten Radialprofile der Wärmestromdichte, des Pitotdrucks, der lokalen massenspezifischen Enthalpie, der Strahlgeschwindigkeit und der Translationstemperaturen des im Plasma enthaltenen atomaren Sauerstoffs und Stickstoffs. Die Messungen der Geschwindigkeit und der Temperatur basieren auf dem Prinzip der FABRY-PÉROT-Interferometrie, wobei erstmalig im Rahmen von Plasmawindkanalversuchen ein Messaufbau zum Einsatz kam, welcher die simultane Erfassung mehrerer Spezies ermöglicht. Alle Messungen wurden an einem Luftplasma vorgenommen, welches durch einen thermischen Lichtbogengenerator erzeugt wird. Basierend auf den Freistrahlmessungen konnten Eingabeparameter für die CFD-Simulation der Sondenströmung erzeugt werden. Die Ergebnisse dieser Simulationen werden ebenso präsentiert,

wie die darauf aufbauenden Strahlungssimulationen. Die Diskussion der Ergebnisse beinhaltet den Vergleich mit den im Experiment gemessenen Größen und zeigt, dass eine gute numerische Reproduktion der von den molekularen Spezies emittierten Strahlung erzielt wurde. Damit konnten im PWK-Experiment sowohl die prinzipielle Funktionalität des Flugexperiments als auch eine mögliche Vorgehensweise zur Analyse der Flugdaten demonstriert werden.

# Abstract

In the present thesis, the development of an in-flight experiment, intended for application on re-entry vehicles, which is based on the principle of optical emission spectroscopy, is presented. The design of the experiment is oriented on the boundary conditions of ESA's EXPERT (*European Experimental Re-Entry Testbed*) mission. The experiment, as well as the whole mission, aims on the research of the atmospheric entry and the related aero-thermodynamic phenomena. The optical emission spectroscopy experiment developed in the present work, which covers the visual (VIS) and ultra-violet (UV) spectral range, contributes by measuring the electromagnetic radiation on the heat shield of the re-entry vehicle. The measurement data of the future flight will gain insight in the chemical and radiation processes in the bow shock and post shock regime forming in front of the spacecraft. Furthermore, the collected in-flight data will be used to investigate and further improve the chemical and radiation models applied in the numerical tools used to simulate atmospheric entry. Within this thesis the design of the measurement chain is evaluated based on numerical flow field and radiation simulations of the planned flight trajectory. It is shown, that in case of the EXPERT re-entry, the emitted radiation in the analysed spectral range is dominated by nitrogen monoxide and oxygen molecular bands. Considering also the 777 nm oxygen triplet predicted in the simulated spectra, it is concluded that the expected flight data is primarily suitable to investigate and potentially validate the modelling of chemical reactions involving oxygen, including formation of nitrogen monoxide (ZELDOVICH mechanism) and of the radiation models of the corresponding species. In addition, the design, the functional principle and the successful qualification of the developed sensor system is described.

Further emphasis is laid on the simulation of the new developed in-flight experiment in plasma wind tunnel tests. For this purpose, optical emission spectroscopic measurements based on a plasma wind tunnel probe placed in the centre of a plasma jet were performed, which are representative for the in-flight experiment. In addition, the incident flow on the probe was intensively characterized. All measurements are carried out in an air-plasma generated by a thermal arc jet. The obtained free-stream data includes radial profiles of heat flux density, total pressure, local mass specific enthalpy, free-stream velocity and translational temperatures of the plasma species atomic oxygen and atomic nitrogen. To obtain free-stream velocities and translational temperatures, FABRY-PÉROT-interferometry was applied. Here, a test set-up for the simultaneous observation of several species within a single measurement could be applied for the first time in plasma wind tunnel experiments. Evaluating the free-stream measurements, input parameters for the numerical simulation of the flow field around the optical emission spectroscopy probe were derived. The findings of these computational fluid dynamics (CFD) simulations are presented together with the outcome of the subsequent numerical calculation of the emitted radiation. The discussion of the results includes the comparison with the measured

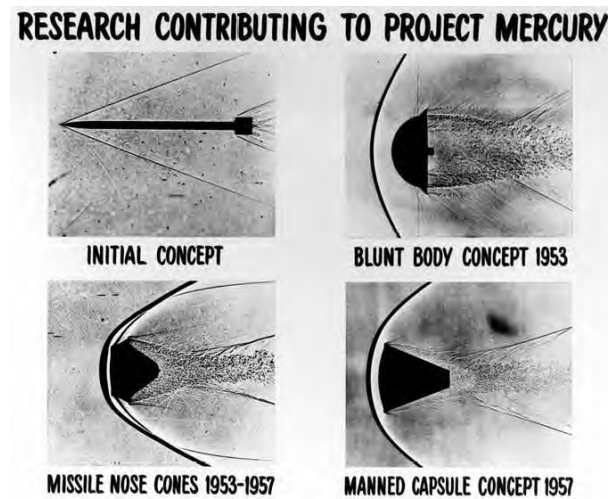
quantities. It is shown, that radiation emitted by the molecular species is well reproduced by the performed numerical simulations. Thus, the plasma wind tunnel experiment does not only successfully demonstrate the fundamental principles of the flight experiment itself, but also the feasibility of the approach proposed for the post-flight analysis of the in-flight measurement data.

# 1. Einleitung

Raumflugkörper, die sich in einer Umlaufbahn um die Erde befinden, sind durch sehr hohe Geschwindigkeiten gekennzeichnet. Diese sind notwendig, um die als Zentripetalkraft wirkende Gravitationskraft und die Zentrifugalkraft im dynamischen Gleichgewicht zu halten. Für den niedrigen, näherungsweise kreisförmigen Erdorbit, wie er für viele Satellitenbahnen, Space Shuttle Missionen oder auch die Internationale Raumstation ISS repräsentativ ist, ist die Bahngeschwindigkeit nur unwesentlich geringer als die erste kosmische Geschwindigkeit, die für die Erde 7,91 km/s beträgt. Will man den Einflussbereich der Erde verlassen, wie es z.B. Explorationsmissionen zu anderen Planeten erforderlich machen, so müssen noch deutlich höhere Geschwindigkeiten erreicht werden. Einen Anhaltspunkt gibt hier die zweite kosmische Geschwindigkeit, die für die Erde mit 11,2 km/s angegeben werden kann. Soll ein Raumflugkörper auf einem Planeten kontrolliert landen, so müssen diese sehr hohen Geschwindigkeiten und die damit verbundenen Energien zwangsläufig bis zum Aufsetzen auf der Oberfläche weitestgehend abgebaut werden. Weist der Himmelskörper, auf dem die Landung stattfinden soll, keine Atmosphäre auf, wie es z.B. für den Mond der Fall ist, so muss die Verzögerung des Raumflugkörpers durch Bremsraketen erreicht werden. Damit ist jedoch ein sehr hoher Aufwand verbunden und es bedingt, dass auch der Treibstoff für das Landemanöver zunächst durch die Trägerrakete beim Start auf die entsprechende Geschwindigkeit beschleunigt werden muss. Bei atmosphärischen Eintritten können dahingegen passive Verfahren zur Abbremsung des Raumflugkörpers eingesetzt werden, welche den Widerstand der Atmosphäre nutzen.

Bei diesen klassischen Eintrittsszenarien wird beim Flug durch die Atmosphäre ein großer Teil der kinetischen und potentiellen Energie des Eintrittskörpers abgebaut bzw. an die umgebende Atmosphäre abgegeben. Dies bedingt jedoch eine starke Aufheizung der Anströmung und die Umwandlung des Atmosphärgases in ein Plasma. Die mit den Prozessen des atmosphärischen Eintritts verbundenen sehr hohen aerothermodynamischen Lasten stellen besondere Ansprüche an die jeweilige Wiedereintrittsplattform, wenn es nicht zu Beschädigung oder Zerstörung des Objektes kommen soll. Konkret bedeutet dies, dass für den kontrollierten atmosphärischen Wiedereintritt ein Hitzeschild zum Schutz des Wiedereintrittskörpers benötigt wird.

Die Verwendung von Hitzeschilden ist bereits seit der Anfangszeit der Raumfahrt gebräuchlich, wobei insbesondere der Wettlauf zwischen den USA und der Sowjetunion um die militärische Vormachtstellung aber auch um die prestigeträchtige Eroberung des Weltalls, welche durch den ersten bemannten Raumflug Juri Gagarins im Jahre 1961 einen vorläufigen Höhepunkt fand, maßgeblich zum schnellen Fortschritt in diesem Bereich beigetragen haben. Auch in der heutigen Zeit ist, neben der militärischen Verwendung z.B. für Interkontinentalraketen, der Bereich der bemannten Raumfahrt ein klassisches Einsatzgebiet von Hitzeschilden. Nach der Einstellung des NASA Space Shuttle Programms betrifft dies gegenwärtig nahezu ausschließlich die regelmäßigen Besatzungswechsel der Internationalen Raumstation mit Hilfe der russischen



**Abb. 1.1** Verdichtungsstoß in Abhängigkeit der Hitzeschildgeometrie [99]

SOJUS Kapseln. Jedoch ist zurzeit auch eine chinesische Raumstation im Aufbau und darüber hinaus befinden sich global betrachtet verschiedene bemannte Missionen zum Mond und zum Mars in der Planung bzw. in frühen Entwicklungsstadien. Aber auch auf dem Gebiet der unbemannten Raumfahrt ist die Notwendigkeit von Hitzeschilden gegeben. Dies betrifft jede Form von Sample-Return Missionen, wie beispielsweise HAYABUSA [57] oder STARDUST [60], welche das Ziel hatten, Asteroiden- beziehungsweise Kometenbestandteile zur Erde zurückzubringen, aber auch den Rücktransport von Experimenten und Proben von der ISS. Hinzu kommen interplanetare Explorationsmissionen, welche die Landung auf einem Planeten beinhalten. In den letzten Jahren war hierbei primär der Mars das Ziel, wobei die Mars Exploration Rover SPIRIT und OPPORTUNITY [59] oder auch der CURIOSITY Rover der Mars Science Laboratory Mission [58] als weithin bekannte Beispiele genannt werden können. Ausgehend vom breiten Einsatzspektrum und der großen Anzahl bereits erfolgreich durchgeführter Missionen, kann angenommen werden, dass die der kritischen Missionsphase des atmosphärischen Wiedereintrittes zugrunde liegenden physikalischen Vorgänge und benötigten Technologien weitgehend verstanden und beherrschbar sind. Die Wechselwirkung der einzelnen Phänomene untereinander und deren akkurate Modellierung im Rahmen der Hitzeschildauslegung stellen jedoch weiterhin Herausforderungen dar.

Eine Vielzahl von aerothermodynamischen Phänomenen und deren Interaktion untereinander sowie mit dem Wiedereintrittsfahrzeug, bestimmen letztendlich in einer komplexen Weise die Lasten, welchen der Hitzeschild widerstehen muss. Beschränkt man sich auf die Wärmelasten, so lassen sich drei wesentliche Wärmestromkomponenten identifizieren: i.) der konvektive Wärmestrom, ii.) der Strahlungswärmestrom und iii.) eine Wärmestromkomponente, welche sich aus der Wechselwirkung des Plasmas mit der Hitzeschildoberfläche auf Basis chemischer Reaktionen ergibt. Die letzte Komponente hängt u.a. stark von den Materialeigenschaften des Hitzeschildes ab, der sogenannten Katalyzität [106], [120]. Eine Minimierung dieser Wärmestromkomponente kann somit durch eine geeignete Materialwahl erfolgen. Der konvektive Wärmestrom ist primär durch die Anströmbedingung definiert. Eine Möglichkeit diese Komponente zu minimieren besteht in einer geeigneten Form der Hitzeschildgeometrie. Nach den Arbeiten von ALLEN und EGGERS im Rahmen des amerikanischen MERCURY Projektes sind stumpfe Hitzeschildgeometrien besser geeignet als spitze Formen [3]. Dies ist durch



---

die strömungsmechanischen Effekte einer Überschallanströmung begründet. Stark vereinfacht ausgedrückt kann bei Überschall- und Hyperschallanströmung das Fluid nicht schnell genug verdrängt werden und wirkt isolierend zum abgehobenen Verdichtungsstoß, in welchem die höchsten Temperaturen herrschen. Dies ist in Abbildung 1.1 illustriert, welche Schattenbilder typischer Stoßverläufe repräsentativer Hitzeschildgeometrien zeigt. Durch den abgehobenen Verdichtungsstoß vergrößert sich jedoch das Volumen des sich zwischen Verdichtungsstoß und Hitzeschildoberfläche befindenden Nachstoßgebietes. Zusammen mit dem Stoß selbst stellt dieses Gebiet eine Quelle elektromagnetischer Strahlung dar. Bei niederenergetischen Wiedereintritten trägt der Strahlungswärmestrom nur unbedeutend zur Belastung des Hitzeschildes bei. Bei hyperbolischen, also von sehr hohen Geschwindigkeiten gekennzeichneten, Wiedereintritten, bei denen sich durch den weit abgehobenen Verdichtungsstoß ein großes strahlendes Volumen ergibt und zudem genügend Energie für eine starke Strahlungsanregung zur Verfügung steht, stellt der strahlungs-basierte Wärmestrom auf das Hitzeschild jedoch eine nicht zu vernachlässigende Größe dar. Beispielsweise wurden während des Wiedereintritts der FIRE II Kapsel im Bereich des Staupunkts Strahlungswärmeflussdichten von bis zu  $3,3 \text{ MW/m}^2$  gemessen [17]. Vergleicht man diesen Wert mit den Messwerten des HEATIN Experimentes von maximal ca.  $1,25 \text{ MW/m}^2$  [32], welches zur Bestimmung der Gesamtwärmestromdichte während des Wiedereintritts der MIRKA Kapsel aus dem niedrigen Erdorbit eingesetzt wurde, so wird die Bedeutung des Strahlungswärmeflusses unmittelbar deutlich. In die letztendlich vom Hitzeschild aufgenommene Strahlungswärme geht zudem der Emissionsgrad der Oberfläche des Schildes ein. Ein geringer Emissionsgrad ist jedoch in der Regel nicht vorteilhaft, da ebenso die von der Oberfläche emittierte Strahlungsleistung linear vom Emissionsgrad abhängig ist. Bei den typischerweise hohen Temperaturen, die ein Hitzeschild während des Wiedereintritts erreicht, stellt die vom Hitzeschild emittierte Strahlungswärme eine signifikante Komponente in der Energiebilanz des Schildes dar, wobei der Emissionsgrad ein wesentlichen Einflussfaktor ist, welcher letztendlich ebenfalls signifikant die Temperatur des Hitzeschildes beeinflusst.

Die detaillierte Vorhersage der Lasten, welche auf einen Hitzeschild wirken, erfolgt anhand numerischer Simulationen. In der Vergangenheit wurden zu diesem Zweck weltweit verschiedene numerische Werkzeuge zur Strömungs- (LAURA [41], [42], DPLR [137], TAU [117], URANUS [33]) und Strahlungssimulation (NEQAIR [68], [103], PARADE [118]) entwickelt. Die verwendeten Simulationsprogramme müssen dabei die verschiedenen komplex gekoppelten Vorgänge von Strömungsmechanik über chemische Reaktionen in der Gasphase bis hin zu den verschiedenen Strahlungsmechanismen abdecken. Die damit verbundene Unsicherheit in der Genauigkeit der Ergebnisse führt im Allgemeinen zu recht hohen Sicherheitsfaktoren bei der Auslegung von Hitzeschilden, was wiederum in einer deutlichen Erhöhung der Masse von oftmals 30%-50% resultiert [92] und entweder durch höhere Startkosten oder zu Ungunsten der Nutzlasten kompensiert werden muss. Die einzige Möglichkeit zur Verringerung der Sicherheitsfaktoren besteht in der Verbesserung von Verlässlichkeit und Genauigkeit, d.h. der Verifikation und Validierung, der numerischen Simulationen.

Die Validierung der numerischen Programme erfolgt durch den Vergleich der Simulationsergebnisse mit Messungen aus geeigneten Testfällen. Da es nicht möglich ist, einen atmosphärischen Wiedereintritt in einer Testanlage unter gleichzeitiger Berücksichtigung aller Einflussparameter repräsentativ nachzustellen, sind Flugexperimente im Rahmen von Wiedereintrittsmissionen letztendlich die einzige umfassende Grundlage zur Überprüfung der Simulationswerkzeuge.

## 1.1. Zielsetzung der Arbeit

Eine Mission, deren primäre Zielstellung die Erforschung des atmosphärischen Wiedereintritts und der damit verbundenen aerothermodynamischen Phänomene ist, ist die EXPERT Mission der europäischen Raumfahrtorganisation ESA [95], [97]. Insbesondere der Aufbau einer Datenbank verschiedener Messgrößen, welche durch verschiedene wissenschaftliche Flugexperimente während des Wiedereintritts der gleichnamigen EXPERT-Wiedereintrittskapsel gewonnen werden sollen, steht im Vordergrund der Missionsziele. Im Rahmen der Nachfluganalyse ist der Vergleich dieser Messdaten mit numerischen Simulationen aber auch Plasmawindkanalexperimenten geplant, so dass eine Validierung der vorhandenen Simulationswerkzeuge bzw. die Identifikation von noch enthaltenen Schwachstellen stattfinden kann.

Das Ziel dieser Arbeit besteht in der Entwicklung eines auf Emissionsspektroskopie beruhenden Flugexperiments, welches die spektral aufgelöste Erfassung des Strahlungsflusses im ultravioletten und sichtbaren Spektralbereich an verschiedenen Punkten des EXPERT Hitzeschildes ermöglichen soll. Diese Messdaten beinhalten detaillierte Informationen über die Zusammensetzung und den energetischen Zustand des Plasmas in Verdichtungsstoß und Nachstoßgebiet. Damit ist die Möglichkeit gegeben, sowohl chemische Prozesse als auch Strahlungsmechanismen während des Wiedereintritts zu untersuchen.

In Kapitel 2 dieser Arbeit wird zunächst ein Überblick über die physikalischen Vorgänge des atmosphärischen Wiedereintritts gegeben. Der Schwerpunkt liegt dabei in der Betrachtung der verschiedenen energetischen Freiheitsgrade, welche eng mit der Beschreibung des Plasmazustandes verknüpft sind. Einer dieser Freiheitsgrade ist die elektronische Anregung, welche letztendlich die Grundlage der Emission elektromagnetischer Strahlung bildet. Des Weiteren wird in Kapitel 2 auf die physikalischen Grundlagen des Flugexperimentes, welche u.a. den Zusammenhang zwischen elektromagnetischer Strahlung und dem energetischen Zustand der emittierenden Spezies beinhalten, eingegangen. Die Entwicklung des Flugexperimentes wird in Kapitel 3 beschrieben, wobei insbesondere auf die Auslegung und den Aufbau des Sensorsystems eingegangen wird. Darüber hinaus wird ein Überblick über die erfolgreiche Flugqualifikation des Experiments für die EXPERT Mission gegeben. Die im Kontext der Entwicklung des Flugexperimentes stehenden Arbeiten sind Gegenstand diverser Publikationen des Autors bzw. von Veröffentlichungen, welche unter Mitwirkung des Autors entstanden sind [50], [70], [75], [76], [77], [78], [111], [119]. Ein weiterer wesentlicher Teil dieser Arbeit ist die Nachstellung des Flugexperimentes im Rahmen von Plasmawindkanalversuchen. Die in diesem Zusammenhang durchgeführten Arbeiten, welche in Anlehnung an die geplante Flugdatenauswertung den Vergleich von im Versuch gewonnenen Emissionsspektren mit numerischen Simulationen der Plasmawindkanalströmung beinhalten, werden in Kapitel 4 beschrieben. Den Abschluss bildet die Zusammenfassung in Kapitel 5, welche einen Überblick der wichtigsten Resultate vermittelt.

## 1.2. Überblick ähnlicher Flugexperimente

In der Vergangenheit wurden nur durch wenige andere Experimente Flugdaten aufgenommen, denen die Messung der vom Plasma emittierten elektromagnetischen Strahlung zugrunde liegt

[75]. An dieser Stelle wird ein kurzer Überblick über die wichtigsten Experimente gegeben, der eine Einordnung des in dieser Arbeit entwickelten Experiments ermöglichen soll.

Als die relevantesten Flugexperimente in diesem Zusammenhang können auch heute noch die bereits in den 1960er Jahren in Vorbereitung des APOLLO-Programms durchgeführten hyperbolischen Wiedereintrittsflüge des NASA Projektes FIRE angesehen werden. Die beiden Wiedereintritte der APOLLO-ähnlichen Kapseln mit einem Nasenradius von 0.935 m erfolgten bei sehr ähnlichen Bedingungen. Der FIRE II Wiedereintritt, bei welchem die Mehrheit der Flugdaten gesammelt wurde, ist in einer Höhe von 122 km durch eine Geschwindigkeit von 11,35 km/s und einen Eintrittswinkel von  $-14,7^\circ$  charakterisiert.

Insgesamt kamen zur messtechnischen Erfassung der Strahlung drei Radiometer, welche den Spektralbereich von 200 nm - 4000 nm abdeckten, und ein Spektrometer mit einer spektralen Auflösung von 4 nm im Wellenlängenbereich von 200 nm - 600 nm (FIRE I), bzw. für FIRE II aufgrund eines Fehlers eingeschränkt auf 300 nm - 600 nm, zum Einsatz [18], [19]. Zwei der drei Radiometerpositionen waren auf der Vorderseite der Kapsel angeordnet. Die dritte Messstelle befand sich auf der Rückseite der Kapsel. Die spektral aufgelösten Messungen erfolgten in Staupunktnähe. Die Messungen, welche von  $N_2^+$  ( $1^{st}$  neg.) und Kontinuumstrahlung dominiert wurden, erfolgten zumindest für FIRE II an drei verschiedenen Abschnitten der Wiedereintrittstrajektorie. Die drei Trajektorienabschnitte ergeben sich aus dem Hitzeschildaufbau, welcher drei im Ablator eingebettete Beryllium-Schichten aufweist. Wurden die Beryllium-Schichten freigelegt, so konnte für eine begrenzte Zeit die vom Plasma emittierte Strahlung ohne Beeinflussung durch Ablationsprodukte gemessen werden. Die Höhenangaben und die zugehörigen Fluggeschwindigkeiten der Messabschnitte sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst. Die herausragende Bedeutung der FIRE Messdaten ist unter anderem daran zu erkennen, dass auch die aktuellen Versionen der NASA Simulationsprogramme LAURA und DPLR, welche bei der Auslegung des Space Shuttle Nachfolgers ORION zum Einsatz kommen, noch gegen diese Messdaten verglichen werden [47]. Aber auch in Europa werden die FIRE Messdaten, wie aktuelle Arbeiten von MERRIFIELD und FERTIG zeigen [96], als Testfall des im ESA Auftrag entwickelten Programms PARADE herangezogen [118]. Obwohl die FIRE II Messdaten als sehr bedeutender Testfall eingeschätzt werden, gibt es Verbesserungsmöglichkeiten für zukünftige Flugexperimente. Ein Nachteil der FIRE Daten liegt in den nicht vollständig bekannten optischen und katalytischen Eigenschaften des verwendeten Hitzeschildes. Für zukünftige Flugexperimente ist somit eine detaillierte Charakterisierung dieser Eigenschaften bei den Vorbereitungen des Experiments als hilfreich einzuschätzen. Darüber hinaus geht aus den Arbeiten von MERRIFIELD und FERTIG hervor, dass bis zu 90 % des Strahlungswärmestroms im Spektralbereich  $< 200$  nm auftreten, weshalb eine Erweiterung des Spektralbereichs in den EUV- und VUV-Bereich für zukünftige Experimente ebenfalls wünschenswert ist. Der Entwurf einer entsprechenden Mission, bei welcher unter anderem die Untersuchung der VUV-Strahlung unter Berücksichtigung von Strömungschemie und Grenzschichteffekten geplant war, wurde im Rahmen der ESA RADFLIGHT Studie entwickelt [52].

Weitere Flugexperimente zur Messung des Strahlungsflusses wurden unter anderem im Rahmen des Bow Shock UV (BSUV) [27] und des eng verwandten UV Diagnostics Experiments (UVDE) [26] durchgeführt. Beide Experimente unterscheiden sich mit einem Nasenradius von 0,1016 m sowohl in der Geometrie des Flugkörpers als auch bei den erreichten Geschwin-

Messperiode	Höhe km	Geschwindigkeit km/s
FIRE I		
1	89,01 - 70,00	11,63 - 11,53
FIRE II		
1	83,75 - 69,80	11,37 - 11,30
2	54,34 - 53,23	10,61 - 10,51
3	41,80 - 40,75	8,20 - 7,74

**Tabelle 1.1** Messperioden Projekt FIRE [16], [17], [18]

digkeiten grundsätzlich gegenüber den FIRE Missionen. Die Anfang der 1990er Jahre mit Höhenforschungsraketen durchgeführten Versuche dienten primär der Messung der vom  $NO\gamma$ -Bandensystem emittierten ultravioletten Strahlung. Die BSUV Messungen fanden bei einer Geschwindigkeit von 3,5 km/s im Höhenbereich zwischen 38 km und 70 km statt, wobei ein Spektrometer im Staupunkt und acht Radiometer mit verschiedenen Sichtlinien zum Einsatz kamen. Mit dem eingesetzten Spektrometer konnte die Strahlung im Spektralbereich von 190 nm - 400 nm mit einer Auflösung von 1 nm aufgenommen werden. Die Radiometer deckten mehrheitlich den Spektralbereich von  $230\text{ nm} \pm 30\text{ nm}$  ab ( $NO\ \gamma$ ). Einzelne Radiometer waren jedoch auch auf die Spektralbereiche  $215\text{ nm} \pm 3\text{ nm}$  ( $NO\ \gamma$ ),  $309\text{ nm} \pm 4\text{ nm}$  (OH) und  $391,2\text{ nm} \pm 1,5\text{ nm}$  ( $N_2^+$  (1<sup>st.</sup> neg.)) ausgelegt. Darüber hinaus wurde eine  $NO$ -gefüllte Ionisationskammer mit  $CaF_2$ -Fenster als Sauerstoffdetektor ( $O\ 130,4\text{ nm}$ ) eingesetzt. Das UVDE Experiment unterschied sich zu BSUV durch eine andere Flugbahn, die auf höhere Geschwindigkeiten hin optimiert wurde. Die Messungen im Rahmen des UVDE Experimentes wurden im Höhenbereich von 110 km bis 62 km bei einer Geschwindigkeit von 5,1 km/s durchgeführt. Auch die Instrumentierung war sehr ähnlich zu BSUV, lediglich die Radiometer wiesen einen etwas schmaleren Spektralbereich auf und waren gezielter auf die Detektion der OH-Strahlung ausgelegt. Als zusätzliche Instrumentierung kam des Weiteren ein VUV Sensor, ausgelegt zur Detektion von Wasserstoff ( $H\ 121,5\text{ nm}$ ), zum Einsatz. Beide Experimente zielten darauf ab, experimentelle Daten bei geringen Geschwindigkeiten und Höhen zu gewinnen, die als Testfall für die ursprünglich zur Simulation von sehr schnellen Anströmungen entwickelten Modelle verwendet werden konnten. Die numerische Nachbildung der BSUV Messdaten war zunächst nur für den niedrigeren Höhenbereich erfolgreich, zeigte aber größere Abweichung zu den Messdaten aus größeren Höhen [84]. Die verschiedenen auf den Messdaten aufbauenden Arbeiten zur Verbesserung der Strahlungsmodellierung wurden unter anderem durch KANNE am Institut für Raumfahrtsysteme durchgeführt und beinhalteten die Berücksichtigung rotatorischen Nichtgleichgewichts, genauere Reaktionsraten für die Bildung von  $NO$  und die elektronische Anregung durch Schwerteilchenstöße [61].

Weitere Strahlungsmessungen mit Radiometern erfolgten im Rahmen von APOLLO 4 und APOLLO 6 [92], [105]. Spektral aufgelöste Messdaten wurden zudem in verschiedenen Flugzeuggestützten Beobachtungsmissionen der Wiedereintritte von STARDUST [136], HAYABUSA [135] und des ATV-1 [91] gesammelt. Darüber hinaus wurde in ähnlicher Weise der Wiedereintritt einer SOJUS-TM Kapsel und des ATV-1 mit Hilfe des Spektroskopieexperiments FIALKA von Bord der Raumstation ISS beobachtet [108].

## 2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst überblicksweise auf die grundlegenden strömungsmechanischen und thermodynamischen Vorgänge des atmosphärischen Eintritts eingegangen. Ein Schwerpunkt der Darstellung liegt auf den energetischen Freiheitsgraden eines Luftplasmas. Die in den verschiedenen Freiheitsgraden gespeicherte Energie trägt zum einen signifikant zur Enthalpie eines Plasmas bei, welche eine zentrale Stellung bei der Auswertung der in Kapitel 4 behandelten Plasmawindkanal-Simulation des in dieser Arbeit entwickelten Flugexperimentes einnimmt. Zum anderen ist, wie in diesem Kapitel gezeigt wird, die Anregung des elektronischen Freiheitsgrades eine Grundvoraussetzung für die Emission elektromagnetischer Strahlung, welche die Messgröße des in Kapitel 3 beschriebenen Flugexperiments darstellt. Da der Begriff der elektromagnetischen Strahlung eine sehr große Bandbreite von Spektralbereichen umfasst, welche auch durch unterschiedliche physikalische Vorgänge gekennzeichnet sind, wird an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich der sichtbare (VIS) und in Teilen der ultraviolette (UV) Bereich des elektromagnetischen Spektrums betrachtet wird. Dieser Teil der elektromagnetischen Strahlung ist allgemein auf Änderungen der Elektronenkonfiguration bzw. der damit verknüpften Energieniveaus von Atomen und Molekülen zurückzuführen. Kapitel 2.3 gibt daher einen Überblick über die theoretische Beschreibung der wichtigsten damit verbundenen Vorgänge.

Für die in diesem Kapitel wiedergegebenen theoretischen Zusammenhänge wurde, soweit nicht gesondert gekennzeichnet, auf die Bücher von DEMTRÖDER [23], GERTHSEN [37], HERZBERG [53] und ANDERSON [4] zurückgegriffen.

### 2.1. Atmosphärischer Eintritt

Beim Wiedereintritt in die Erdatmosphäre durchfliegt ein Rückkehrfahrzeug unterschiedliche Bereiche, welche sich anhand der KNUDSEN-Zahl [34]

$$Kn = \frac{l}{L}, \tag{2.1}$$

die das Verhältnis von mittlerer freier Weglänge  $l$  zu charakteristischer Länge  $L$  beschreibt, gliedern lassen. Die mittlere freie Weglänge ist dabei als die Wegstrecke definiert, die ein Teilchen durchschnittlich zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stoßprozessen zurücklegt. Die charakteristische Länge ist eine repräsentative geometrische Größe, die im Fall eines Wiedereintrittskörpers seinem Nasenradius entspricht. Durch die KNUDSEN-Zahl ergibt sich für eine Wiedereintritts-

trajektorie eine Unterteilung in Dichte- bzw. Höhenbereiche. Üblich ist die Unterteilung in die folgenden durch unterschiedliche physikalische Effekte dominierten Bereiche [34]:

	$Kn < 0,01$	Kontinuumströmung
0,01	$< Kn < 0,1$	Gleitströmung
0,1	$< Kn < 10$	Übergangsbereich
10	$< Kn$	Freie Molekularströmung

Der Trajektorienbereich, für welchen das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Spektroskopieexperiment geeignet ist, wird durch die Kontinuumströmung gekennzeichnet, das heißt die Anströmung des Wiedereintrittskörpers ist durch starke Stoßinteraktion der einzelnen Teilchen geprägt. Liegt der Zustand der Kontinuumströmung vor, kommt es bei Über- und Überschallströmungen, wie sie für den Wiedereintritt charakteristisch sind, d.h. bei MACH-Zahlen  $Ma > 1$ , zur Ausbildung eines Verdichtungsstoßes vor dem Wiedereintrittskörper. Die wichtigsten Vorgänge in diesem Zusammenhang sind in Abbildung 2.1 schematisch zusammengefasst. Über den Verdichtungsstoß erfolgt auf einer räumlich sehr begrenzten Strecke eine starke Änderung der den Strömungszustand beschreibenden makroskopischen Größen. Für eine kompressible Strömung, unter der Annahme eines kalorisch perfekten Gases, lassen sich das Druckverhältnis [4]

$$\frac{p}{p_0} = 1 + \frac{2\kappa}{\kappa + 1}(Ma_0^2 \sin^2 \beta - 1) \quad (2.2)$$

und das Temperaturverhältnis [4]

$$\frac{T}{T_0} = \frac{2\kappa(\kappa - 1)}{(\kappa + 1)^2} Ma_0^2 \sin^2 \beta \quad (2.3)$$

über den Stoß mit den hier wiedergegebenen Beziehungen in Abhängigkeit der MACH-Zahl  $Ma$  und des Stoßwinkels  $\beta$ , welcher dem Winkel zwischen der Strömungsrichtung der Anströmung und dem Stoß entspricht, berechnen. Der Isentropenexponent  $\kappa = c_p/c_v$  entspricht dem Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten und wird hierbei als konstant angenommen. Eine allgemeinere und umfassendere Beschreibung der strömungsmechanischen Vorgänge ist durch die NAVIER-STOKES-Gleichungen gegeben [4], welche häufig die Grundlage zur numerischen Simulation der Strömungen um Wiedereintrittskörper im Kontinuumbereich bilden. Dabei finden neben Zustandsgleichungen Beschreibungen zur Massen-, Impuls- und Energieerhaltung Berücksichtigung. Die Anwendung der NAVIER-STOKES Gleichungen zur numerischen Strömungssimulation mittels des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Programms URANUS wurde u. a. durch GRAU näher beschrieben [44].

Die im Verdichtungsstoß stattfindende Temperaturerhöhung kann zu Maximalwerten deutlich oberhalb von 10000 K führen, wodurch eine hohe konvektive Wärmestromdichte  $q_c$  auf die Oberfläche des Wiedereintrittskörpers wirkt. Durch die teilweise Umwandlung der in translatorischen Freiheitsgraden gespeicherten Energie in die weiteren energetischen Freiheitsgrade erfolgt zwar eine Abkühlung des Fluides bis zur Fahrzeugoberfläche, jedoch sind dadurch weitere Wärmestromkomponenten zu berücksichtigen. Die in chemischen Vorgängen wie beispielsweise

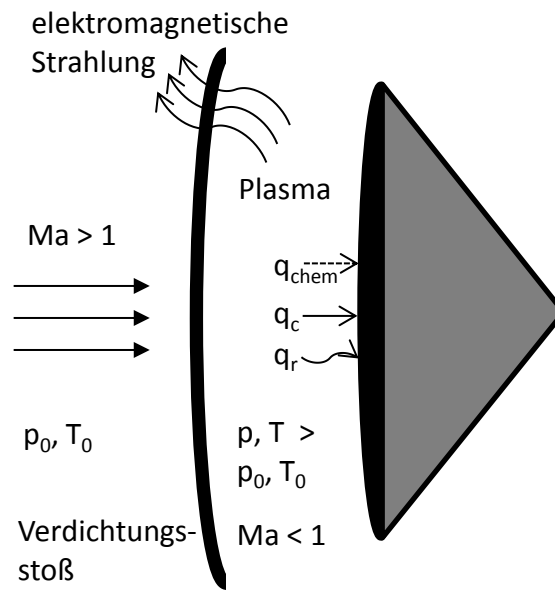
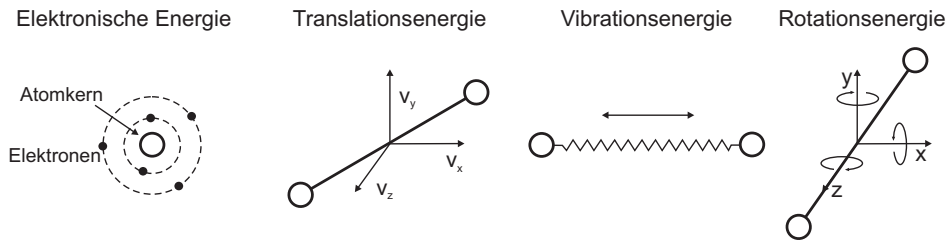


Abb. 2.1 Überschallanströmung eines Wiedereintrittskörpers

der Dissoziation gebundene Energie bedingt, dass durch exotherme Rekombinationsreaktionen an der Fahrzeugoberfläche ein weiterer Wärmeeintragsmechanismus wirksam ist. Die Größe dieses Wärmestromanteils wird maßgeblich durch die *Katalyzität*, eine Materialeigenschaft, bestimmt, welche vereinfacht als eine Wahrscheinlichkeit für die auf der Hitzeschildoberfläche ablaufenden Reaktionen angesehen werden kann [106], [120], [121]. Eine dritte Komponente der Gesamtwärmestromdichte ist der Strahlungswärmefluss  $q_r$ , welcher auf die vom Plasma abgegebene elektromagnetische Strahlung zurückzuführen ist. Insbesondere bei hyperbolischen Wiedereintrittsmanövern trägt diese Komponente signifikant zum Gesamtwärmestrom auf einen Wiedereintrittskörper bei. Dies ist in der relativ hohen Energie begründet, die zur elektronischen Anregung der Plasmaspezies benötigt wird, welche die Grundbedingung zur Strahlungsemission des Plasmas darstellt. Neben dem unter Umständen starken Beitrag des Strahlungswärmeflusses zum Gesamtwärmefluss auf einen Wiedereintrittskörper, nehmen die Strahlungsprozesse starken Einfluss auf die Energiebilanz des Nachstoßgebietes. Da die Strahlungsemission nicht gerichtet stattfindet, kann über diesen Weg bei stark emittierenden Plasmen eine deutliche Energieabfuhr aus dem Nachstoßgebiet erfolgen. Aus diesem Grund ist die sogenannte Strahlungskühlung zur vollständigen Betrachtung der energetischen Flüsse im Strömungsgebiet zwangsläufig zu berücksichtigen. Die Kenntnis der Strahlungsprozesse und deren korrekte Modellierung stellen somit einen entscheidenden Punkt bei der numerischen Strömungssimulation von (hyperbolischen) Wiedereintritten dar.

## 2.2. Energetische Freiheitsgrade

Die durch die Gleichungen 2.2 und 2.3 über den Stoß hinweg beschriebene Erhöhung von Druck und Temperatur ist verbunden mit der Umwandlung kinetischer Energie der Strömung in innere Energie der Teilchen. Darüber hinaus wird Energie durch chemische Prozesse, d.h. Dissoziation, Ionisation und die Bildung weiterer Spezies, gebunden. Zur Speicherung der inneren Energie ste-



**Abb. 2.2** Energetische Freiheitsgrade (basierend auf [37], [67])

hen den einzelnen Teilchen speziesabhängig verschiedene Freiheitsgrade zur Verfügung, wobei ein signifikanter Unterschied zwischen Atomen und Molekülen besteht. Während Atome lediglich Energie in translatorischen Freiheitsgraden und in der elektronischen Anregung speichern können, stehen den Molekülen darüber hinaus vibratorische und rotatorische Freiheitsgrade zur Verfügung. Dies ist in Abbildung 2.2 illustriert. Da die für diese Arbeit relevanten Luftplasmen keine nennenswerten Anteile von Molekülen enthalten, die aus mehr als zwei Atomen bestehen, kann zur vereinfachenden Beschreibung auf das gezeigte Hantelmodell zurückgegriffen werden. Die Translationsenergie von Atomen und Molekülen entspricht der Bewegungsenergie der BROWNSCHEN Bewegung, d.h. der im Gegensatz zur kollektiven Strömungsrichtung ungerichteten Bewegung der einzelnen Teilchen. Durch die Möglichkeit der Bewegung in drei Raumrichtungen ergeben sich somit drei Translationsfreiheitsgrade. Für zweiatomige Moleküle kommen entsprechend Abbildung 2.2 zwei Rotationsfreiheitsgrade und ein Schwingungsfreiheitsgrad hinzu. Hierbei ist zu beachten, dass die Vibration bei zweiatomigen Molekülen nur bei hohen Temperaturen signifikant zur inneren Energie beiträgt, für niedrige Temperaturen jedoch vernachlässigt werden kann. Für ein ideales Gas mit  $N$  Teilchen im thermischen Gleichgewicht kann unter Vernachlässigung der elektronischen Anregung die innere Energie [35]

$$U_{therm} = \frac{f}{2} N k_B T \quad (2.4)$$

in Abhängigkeit der Temperatur  $T$  und der Anzahl der Freiheitsgrade  $f$  der Teilchen angegeben werden.  $k_B$  stellt die BOLTZMANN-Konstante dar. Über den Verdichtungsstoß hinweg werden zunächst die translatorischen Freiheitsgrade angeregt und im Rahmen des sogenannten Relaxationsprozesses erfolgt die Verteilung der Energie auf die weiteren verfügbaren energetischen Freiheitsgrade. Ein wesentlicher Mechanismus des Relaxationsprozesses sind dabei Stöße der Teilchen untereinander. Gleichung 2.4 liegt dabei das Gleichverteilungsgesetz zugrunde, dass bei der Gleichgewichtstemperatur  $T$  jedem Freiheitsgrad die gleiche Energie zuschreibt. Darüber hinaus werden bei dieser auf Statistiken beruhenden Betrachtungsweise Verteilungsfunktionen zugrunde gelegt, welche die Verteilung der Energie innerhalb eines Freiheitsgrades beschreiben. Für ein Gas oder Plasma im Gleichgewicht, d.h. unter der Bedingung, dass ausreichend Stöße stattfinden, wird die Zustandsverteilung bzw. Energieverteilung innerhalb eines Freiheitsgrades durch die BOLTZMANN-Verteilung

$$f(E) = \frac{g}{Q(T)} e^{-E/k_B T} \quad (2.5)$$

beschrieben. Die Temperatur stellt dabei den die Verteilung bestimmenden Parameter dar.  $Q(T)$  ist die Zustandssumme und  $g$  die Entartung, welche angibt wie oft ein Zustand gleicher



Energie vorliegen darf. Für die Geschwindigkeitsverteilung, welche der Translationsenergie zugrunde liegt, kann daraus noch die MAXWELL-Verteilung [34]

$$f(v) = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/2k_B T} \quad (2.6)$$

abgeleitet werden.

Die der Gleichung 2.4 zugrunde liegenden Voraussetzungen sind jedoch im Verdichtungsstoß nicht zwangsläufig gegeben, so dass eine detailliertere Betrachtung der einzelnen Freiheitsgrade notwendig ist. Insbesondere die Möglichkeit des thermischen Nichtgleichgewichts, bzw. der Nicht-Gleichverteilung der Energie auf die einzelnen Freiheitsgrade, muss im Hinblick auf die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Wiedereintritts- und Plasmawindkanalströmungen berücksichtigt werden. Die massenspezifische Energie eines Systems im thermischen und chemischen Nichtgleichgewicht

$$E = E_{trans} + E_{rot} + E_{vib} + E_{el} + E_{chem} \quad (2.7)$$

kann aus der Summe der einzelnen energetischen Beiträge berechnet werden. Dabei kann für jeden energetischen Freiheitsgrad und jede Spezies  $i$  eine unterschiedliche Temperatur angenommen werden. In Anlehnung an die innere Energie sind in Gleichung 2.7 keine kinetischen Energieanteile, die aus der makroskopischen Strömungsbewegung resultieren, enthalten.

Für die Translations- und Rotationsenergie kann weiterhin der in Gleichung 2.4 angegebene Zusammenhang

$$E_{trans} + E_{rot} = \sum_i \frac{f_i}{2} N_i k_B T_i \quad (2.8)$$

angenommen werden. Für atomare Spezies gilt dabei  $f = 3$  und für zweiatomige, molekulare Spezies durch Berücksichtigung der Rotationsfreiheitsgrade  $f = 5$ . Durch die Aufsummierung kann thermisches Nichtgleichgewicht zwischen den einzelnen Spezies  $i$  berücksichtigt werden.

Die Vibrationsenergie kann nach VINCENTI und KRUGER bei Annahme eines harmonischen Oszillators durch [131]

$$E_{vib} = \sum_i N_i k_B \frac{\Theta_i}{e^{\frac{\Theta_i}{T_{vib_i}}} - 1} \quad (2.9)$$

angenähert werden. Neben der Anregungstemperatur treten in Gleichung 2.9 die speziesabhängigen charakteristischen Vibrationstemperaturen  $\Theta$  auf, welche für die molekularen Spezies eines Luftplasmas in Tabelle 2.1 zusammengestellt sind.

Die in der elektronischen Anregung der Atome gespeicherte Energie [131]

$$E_{el} = \sum_i N_i k_B \Theta_{el_i} \frac{\frac{g_{1_i}}{g_{0_i}} e^{\frac{\Theta_{el_i}}{T_{el_i}}}}{1 + \frac{g_{1_i}}{g_{0_i}} e^{-\frac{\Theta_{el_i}}{T_{el_i}}}} \quad (2.10)$$

Spezies	$\Theta [K]$	$\Theta_{el} [K]$	$g_0$	$g_1$	$\Delta h_f^0 [MJ/kg]$
$N_2$	3395				0
$O_2$	2274				0
$NO$	2740				2,994
$N$		27685	4	10	33,304
$O$		229	5	3	15,154
$N_2^+$	3175				53,356
$O_2^+$	2741				35,580
$NO^+$	3419				32,784
$N^+$					133,423
$O^+$					97,279
$e^-$					0

**Tabelle 2.1** Spezieskonstanten zur Berechnung der Energieanteile [20], [89], [131]

wird in Abhängigkeit der charakteristischen Temperatur der elektronischen Anregung  $\Theta_{el}$  und den Entartungsgraden  $g$  berechnet. Die dafür benötigten Größen sind ebenfalls in Tabelle 2.1 angegeben.

Wie bereits erwähnt, führt die Änderung des thermodynamischen Zustandes zu einer Änderung der Zusammensetzung des Gases bzw. Plasmas. Die in den Prozessen zur Entstehung weiterer Spezies, insbesondere in Dissoziation und Ionisation, gebundene Energie kann signifikante Anteile der Gesamtenergie einnehmen. Die Berechnung erfolgt auf Basis der Zusammensetzung, d.h. den Massenanteilen  $\xi$  der einzelnen Spezies und deren Bildungsenthalpien  $\Delta h_f^0$ , wie durch die Gleichung [4]

$$E_{chem} = \sum_i \xi_i m \Delta h_{f_i}^0 \tag{2.11}$$

beschrieben. Die Bildungsenthalpie stellt dabei die benötigte Energie zur Bildung der jeweiligen Spezies aus den chemischen Elementen unter Standardbedingungen dar.

## 2.3. Elektromagnetische Strahlung

Die Messgröße der klassischen optischen Emissionsspektroskopie (OES) ist elektromagnetische Strahlung im sichtbaren und in daran anschließenden Spektralbereichen und wird daher umgangssprachlich als *Licht* bezeichnet. Die Grundlagen der Strahlungsemission werden im Folgenden näher erläutert. Die in diesem Kapitel, einschließlich der Unterkapitel, beschriebenen Zusammenhänge wurden, soweit nicht anders gekennzeichnet, dem Buch Experimentalphysik 3 von DEMTRÖDER entnommen [23].

Nach dem heutigen Verständnis besitzt *Licht* sowohl einen Wellencharakter, welcher durch die MAXWELL-Gleichungen beschrieben wird [37], als auch einen Teilchencharakter. Dieser kommt in der von PLANCK aufgestellten Hypothese zum Ausdruck, dass Energieübertragung durch Strahlung bzw. zwischen elektromagnetischen Wellen und Materie nur in festgelegten

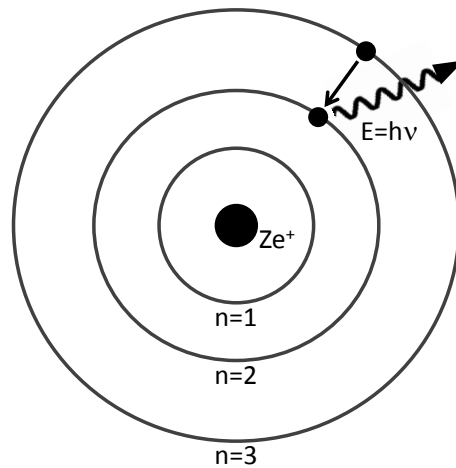


Abb. 2.3 Atommodell nach BOHR

Schritten, sogenannten Quanten, stattfinden kann. Die Energie eines Quants bzw. Photons ist durch [107]

$$E = h\nu = h\frac{c}{\lambda} \quad (2.12)$$

definiert, wobei  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\nu$  die Frequenz bzw.  $\lambda$  die entsprechende Wellenlänge der Strahlung darstellen.

Das Nebeneinander beider Aspekte wurde unter dem Begriff *Welle-Teilchen-Dualismus* bekannt, welcher dem *Licht* Eigenschaften beider Theorien zugesteht. Grundlegende Überlegungen, welche die Vereinbarkeit beider Aspekte beinhalten, wurden von DE BROGLIE angestellt, welcher durch seine Beschreibung von Materiewellen einen Zusammenhang zwischen Teilchen- und Wellencharakter und damit auch eine Verbindung zu den durch MAXWELL aufgestellten Gleichungen zur Beschreibung elektromagnetischer Wellen schafft. Nach DE BROGLIE besitzen auch massebehaftete Teilchen eine Wellennatur, wobei ihnen die Wellenlänge [22]

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (2.13)$$

in Abhängigkeit ihres Impulses  $p$  zugeordnet werden kann. Gleichung 2.13 schafft somit einen Zusammenhang zwischen den dem Teilchencharakter zugeordneten Größen Masse und Geschwindigkeit, welche den Impuls repräsentieren, und der dem Wellencharakter zugehörigen Wellenlänge.

Die durch Gleichung 2.12 ausgedrückte Vorstellung, dass Strahlung oder elektromagnetische Wellen nur diskrete Energiebeträge transportieren können, findet sich auch im Atommodell nach BOHR wieder [23]. Dieses Atommodell gilt als erstes Modell, das Bestandteile der Quantenmechanik berücksichtigt, welche das heutige Verständnis der Strahlungsentstehung prägt. In der Beschreibung nach BOHR besteht ein Atom aus einem positiv geladenen Atomkern, welcher durch ein oder mehrere negativ geladene Elektronen auf Kreisbahnen umlaufen wird. Diese Vorstellung ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt. Wechselt ein Elektron von einer höher gelegenen auf eine niedriger gelegene Kreisbahn wird Energie in Form von Strahlung

abgegeben, wobei die Energiedifferenz immer diskreten Werten entspricht, welche sich aus den einzelnen Bahnen zugehörigen Energieniveaus ergibt. Diese Vorstellung entspricht weitgehend dem auch heute noch gültigen Verständnis. Im Rahmen dieses Modells postulierte BOHR, dass die Elektronen sich nur auf ausgewählten Bahnen bewegen dürfen, auf welchen sie auch keine Energie durch Abstrahlung elektromagnetischer Wellen verlieren. Ein weiteres Postulat betrifft den Bahnübergang der Elektronen, den sogenannten Quantensprung, welcher ebenfalls nicht durch die klassische Physik zu erklären ist. Die Energiedifferenz eines solchen Übergangs wird in BOHRs Modell durch Absorption oder Emission von elektromagnetischer Strahlung begleitet, wobei die Wellenlänge durch Gleichung 2.12 definiert ist. Das von BOHR entworfene Modell ist jedoch nicht widerspruchsfrei zu den Theorien der klassischen Mechanik und der Elektrodynamik, welche für beschleunigte Ladungen, wie sie durch die Elektronen in BOHRs Modell repräsentiert werden, die Emission elektromagnetischer Wellen vorhersagen.

Eine Lösung dieser Problematik basiert auf den Theorien DE BROGLIES. Nach Gleichung 2.13 kann auch den Elektronen im Atommodell nach BOHR eine Wellenlänge zugeordnet werden. Unter der Bedingung, dass die Wellenlänge ein ganzzahliges Vielfaches der Kreisbahnlänge ist, bildet sich eine stehende Welle aus, so dass die Ladungsverteilung für jeden Zeitpunkt identisch ist. Dadurch erklärt sich, dass unter diesen Bedingungen keine Energie abgestrahlt wird. Basierend auf diesen Vorstellungen entwickelte SCHRÖDINGER die Beschreibung der Elektronenzustände als Wellenfunktionen  $\Psi$ . In Abhängigkeit der Ortskoordinaten, der Masse  $m$  des betrachteten Teilchens bzw. Elektrons und der Zeit lautet die SCHRÖDINGER-Gleichung [53]

$$-\frac{\hbar^2}{8\pi^2m} \left( \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} \right) + V\Psi = \frac{\hbar}{2\pi} \frac{d\Psi}{dt}, \quad (2.14)$$

die in dieser Form für Einkörpersysteme gilt. Setzt man die Wellenfunktion  $\Psi$  in der Form

$$\Psi = \psi e^{-2\pi i(E/\hbar)t}, \quad (2.15)$$

an, kann Gleichung 2.14 in die zeitunabhängige Form [53]

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2m}{\hbar^2} (E - V) \psi = 0 \quad (2.16)$$

umgeformt werden, welche den Ortsanteil  $\psi$  der Wellenfunktion in Abhängigkeit der Gesamtenergie  $E$  und der potentiellen Energie  $V$  beschreibt. Mit der Randbedingung, dass die Wellenfunktion normierbar ist, ist Gleichung 2.16 nur für bestimmte Werte von  $E$ , den sogenannten Eigenwerten, lösbar. Die zugehörigen Wellenfunktionen stellen die Eigenfunktionen des Systems dar, welche übertragen auf das Atommodell die stehenden Wellen der Elektronen repräsentieren.

### 2.3.1. Atome

Die Wellenfunktionen, deren Betragsquadrat die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des zugehörigen Elektrons beschreibt, werden in der Quantenmechanik für ein Atom durch die vier Quantenzahlen  $n$ ,  $l$ ,  $m_l$ , und  $m_s$  repräsentiert [23]. Die diskreten Energieniveaus der Elektronen

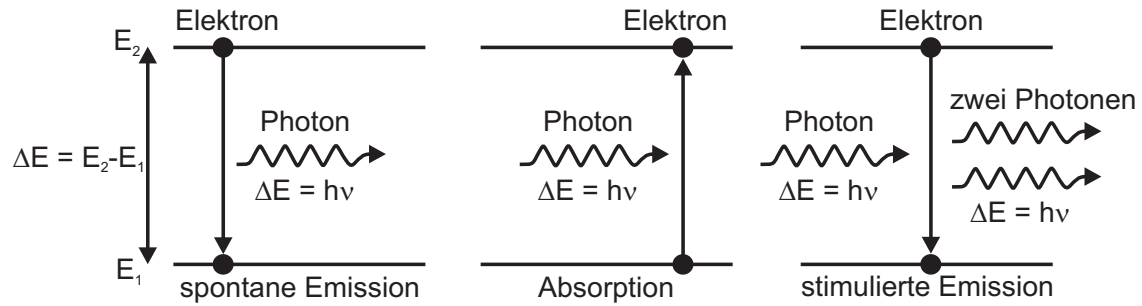


Abb. 2.4 Spontane Emission, Absorption und stimulierte Emission

entsprechen den Eigenwerten der SCHRÖDINGER-Gleichung (Gleichung 2.16). Allgemein werden die Energieniveaus durch die Hauptquantenzahl  $n$  beschrieben, welche übertragen auf das Atommodell der Anzahl der Perioden der den Kreisbahnen zugehörigen stehenden DE BROGLIE-Wellen entspricht. In der Regel gibt es zu jedem Eigenwert der SCHRÖDINGER-Gleichung mehrere Eigenfunktionen. Eine Differenzierung der Eigenfunktionen ist anhand der weiteren Quantenzahlen möglich. Die Bahndrehimpulsquantenzahl  $l$  eines Elektrons bestimmt den Betrag des Bahndrehimpulsvektors  $|\mathbf{l}| = \sqrt{l(l+1)}h/(2\pi)$  bzw. die *Form* des Orbitals.  $l$  kann Werte im Bereich  $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$  annehmen. Eine weitere Quantenzahl ist die Bahndrehimpulsprojektionsquantenzahl  $m_l$  mit dem Wertebereich  $-l$  bis  $+l$ , so dass für jeden Wert von  $l$  die Anzahl der Zustände gleicher Energie  $(2l+1)$  beträgt. Die Bahndrehimpulsprojektionsquantenzahl beschreibt den auf die z-Achse (definiert entsprechend der z-Komponente der SCHRÖDINGER-Gleichung) projizierten Anteil des Bahndrehimpulses  $l_z = m_l h/2\pi$ . Hinzu kommt noch die Spinquantenzahl  $s$ , welche den Betrag des Eigendrehimpulsvektors eines Elektrons  $|\mathbf{s}| = \sqrt{s(s+1)}h/(2\pi)$  definiert. Die Projektion des Elektronenspins auf die z-Achse wird durch die Spinprojektionsquantenzahl  $m_s$  repräsentiert, welche die Werte  $m_s = \pm 1/2$  einnehmen kann. Eine willkürliche Kombination der vier Quantenzahlen ist u. a. durch das PAULI-Prinzip ausgeschlossen, welches besagt, dass ein durch die vier Quantenzahlen gekennzeichnetter Zustand nur von einem Elektron besetzt werden kann. Dadurch besteht die Möglichkeit, die maximale Anzahl von Elektronen einer Elektronenschale auf Basis der Quantenzahlen zu berechnen.

Für Atome mit mehreren Elektronen koppeln die einzelnen Bahndrehimpulse  $\mathbf{l}_i$  zum Gesamtbahndrehimpuls  $\mathbf{L} = \sum \mathbf{l}_i$ , wobei gilt  $|\mathbf{L}| = \sqrt{L(L+1)}h/(2\pi)$ . Analog gilt für den Elektronenspin  $\mathbf{S} = \sum \mathbf{s}_i$  und  $|\mathbf{S}| = \sqrt{S(S+1)}h/(2\pi)$ .  $L$  ist hierbei die Gesamtbahndrehimpulsquantenzahl und  $S$  die Gesamtspinquantenzahl. Unter Berücksichtigung verschiedener Kopplungsfälle ergibt sich aus Gesamtbahndrehimpuls und Gesamtspin der Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle  $\mathbf{J}$ . In der in diesem Zusammenhang stehenden Spin-Bahn-Kopplung wird die energetische Entartung der Zustände für unterschiedliche  $\mathbf{J}$  aufgehoben, woraus sich die Feinstrukturkomponenten eines Multipletts ergeben. Darüber hinaus kann die Entartung eines Zustands, welche die Besetzungsdichte und darüber auch die Intensität einer Emissionslinie beeinflusst, aus der Gesamtdrehimpulsquantenzahl mit  $2J+1$  abgeleitet werden.

Der Übergang eines Elektrons von einem energetisch höheren Niveau auf ein energetisch tieferes Niveau ist durch das Aussenden eines Photons bzw. elektromagnetischer Strahlung begleitet. Der Elektronenübergang kann dabei entweder spontan stattfinden oder es kommt durch In-

Auswahlregel	Bemerkung
$\Delta l = \pm 1$	für 1-Elektronensysteme
$\Delta L = \pm 1$	für Mehrelektronensysteme bei L-S-Kopplung
$\Delta M = 0, \pm 1$	
$\Delta S = 0, \pm 1$	Ausnahmen für große Spin-Bahn-Kopplung möglich
$\Delta J = 0, \pm 1$	$J = 0 \rightarrow J = 0$ verboten

**Tabelle 2.2** Quantenmechanische Auswahlregeln für Dipolübergänge [23]

teraktion mit einem weiteren Photon zur stimulierten Emission. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, dass ein Photon absorbiert wird und ein Elektron einen höher angeregten Zustand einnimmt. Diese drei Vorgänge sind in Abbildung 2.4 zusammengefasst. Die Quantenmechanik gibt für die Summe aller denkbaren Übergänge jedoch Einschränkungen vor, welche unter dem Begriff Auswahlregeln zusammengefasst sind. Auf die Herleitung der Auswahlregeln soll nicht näher eingegangen werden, eine Übersicht der Auswahlregeln ist jedoch in Tabelle 2.2 gegeben. Da durch die nicht-kontinuierliche Natur der Quantenzahlen die Elektronen nur diskrete Energieniveaus einnehmen können, ist auch die Energiedifferenz der an einem Übergang beteiligten Zustände mit diskreten Werten verbunden. Dadurch ergeben sich die charakteristischen Linien von Emissionsspektren. Die Intensität einer Emissionslinie ist proportional zur Anzahl der entsprechenden elektronischen Übergänge pro Zeiteinheit. Allgemein können drei grundlegende Mechanismen im Zusammenhang mit diesen Übergängen definiert werden, die in Abbildung 2.4 dargestellt sind [23].

Die Absorption eines Photons durch ein Atom (oder Molekül) bewirkt, dass ein Elektron einen höher angeregten Zustand einnimmt. Es gilt dabei, wie für die Emission, der durch Gleichung 2.12 beschriebene Zusammenhang. Die Wahrscheinlichkeit des Absorptionsvorganges [23]

$$W_{ki} = B_{ki}\omega_\nu(\nu)t \quad (2.17)$$

wird durch den EINSTEIN-Koeffizienten der Absorption  $B_{ki}$ , die spektrale Energiedichte  $\omega_\nu(\nu)$  des umgebenden Strahlungsfeldes und das betrachtete Zeitintervall  $t$  beschrieben.

Die Wahrscheinlichkeit für die spontane Emission eines Photons, welche den Umkehrprozess der Absorption darstellt, kann in Abhängigkeit des EINSTEIN-Koeffizienten der spontanen Emission  $A_{ik}$  mit [23]

$$W_{ik}^{sp} = A_{ik}t, \quad (2.18)$$

angegeben werden.  $A_{ik}$  nimmt hierbei die Funktion einer Zerfallsrate ein.

Ein weiterer Mechanismus, der zur Emission eines Photons führt ist die stimulierte Emission. Bei der stimulierten Emission wird der Elektronenübergang durch die Interaktion mit einem Photon äquivalenter Energie ausgelöst. Das emittierte Photon ist durch gleiche Richtung und gleiche Phase in Bezug auf das stimulierende Photon gekennzeichnet, womit dieser Mechanismus eine Grundlage des Laserprinzips darstellt.

Die Wahrscheinlichkeit der stimulierten Emission [23]

$$W_{ik}^{st} = B_{ik}\omega_\nu(\nu)t \quad (2.19)$$

ist, wie die Absorption, von der spektralen Energiedichte des umgebenden Strahlungsfeldes und dem EINSTEIN-Koeffizienten  $B_{ik}$  abhängig.

Für einen Gleichgewichtszustand gilt, dass sich auch Emission und Absorption im Gleichgewicht befinden [23].

$$B_{ki}\omega_\nu(\nu)N_k = (A_{ik} + B_{ik}\omega_\nu(\nu))N_i \quad (2.20)$$

$N_i$  und  $N_k$  stellen hierbei die Anzahl der Teilchen im entsprechenden Zustand dar. Für thermisches Gleichgewicht kann dies anhand der BOLTZMANN-Verteilung [23]

$$\frac{N_i}{N_k} = \frac{g_i}{g_k} e^{-(E_i - E_k)/kT} = \frac{g_i}{g_k} e^{-h\nu/k_B T} \quad (2.21)$$

angeben werden. Über die Entartungszahlen  $g_i$  und  $g_k$  wird in Gleichung 2.21 berücksichtigt, dass Zustände gleicher Energie  $E$  mehrfach besetzt sein können. Aus Gleichung 2.20 und 2.21 lässt sich ableiten, dass die drei EINSTEIN-Koeffizienten nicht unabhängig voneinander sind. Beschreibt man zudem die spektrale Strahldichte mit Hilfe des PLANCK'schen Strahlungsgesetzes, können für die Koeffizienten die folgenden Zusammenhänge aufgestellt werden [23]:

$$B_{ik} = \frac{g_k}{g_i} B_{ki} \quad (2.22)$$

$$A_{ik} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{ik} \quad (2.23)$$

Der EINSTEIN-Koeffizient für die spontane Emission ist proportional zu  $\nu^3$  und damit sehr stark frequenzabhängig. Das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für induzierte und spontane Emission ist somit ebenfalls frequenzabhängig. Für den sichtbaren Bereich der elektromagnetischen Strahlung, wie er im Alltag von Bedeutung ist, aber auch für die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Plasmen, ergibt sich aus den in diesem Kapitel aufgezeigten Zusammenhängen, dass der Beitrag der spontanen Emission im Vergleich zur stimulierten Emission deutlich dominiert.

Bei der quantenmechanischen Betrachtung eines Atoms kann die mit der Frequenz  $\omega_{ik}$  abgestrahlte mittlere Leistung, analog zum klassischen Dipol, durch [23]

$$\bar{P}_{ik} = \frac{4}{3} \frac{\omega_{ik}^4}{4\pi\epsilon_0 c^3} |M_{ik}|^2 \quad (2.24)$$

berechnet werden. Dabei wird der Mittelwert des klassischen elektrischen Dipolmoments durch  $2|M_{ik}|^2$  ersetzt.  $M_{ik}$  wird als Übergangsmatrixelement bezeichnet, dessen Betragsquadrat proportional zur Wahrscheinlichkeit eines Übergangs ist.  $\epsilon_0$  stellt die Dielektrizitätskonstante

des Vakuums dar. Behandelt man ein Atom als klassischen Oszillator, mit einem Elektron, das zwischen den beiden Zuständen  $i$  und  $k$  schwingt, kann das Übergangsmatrixelement [23]

$$M_{ik} = e \int \psi_i^* \mathbf{r} \psi_k d\tau \quad (2.25)$$

aus den Wellenfunktionen  $\psi$  der Zustände berechnet werden, wobei  $\mathbf{r}$  der Ortsvektor des Elektrons mit der Elementarladung  $e$  ist und  $d\tau$  ein Volumenelement beschreibt.

Die abgestrahlte Leistung einer Gruppe von Atomen  $P = N_i \bar{P}_{ik}$  ergibt sich durch Multiplikation mit der Anzahl der Teilchen  $N_i$  im Zustand  $i$ . Alternativ gilt für die emittierte Leistung [23]

$$P_{ik} = N_i A_{ik} h\nu_{ik}. \quad (2.26)$$

Aus dem Vergleich der Gleichungen 2.24 und 2.26 lässt sich der EINSTEIN-Koeffizient der spontanen Emission [23]

$$A_{ik} = \frac{2}{3} \frac{e^2 \omega_{ik}^3}{\epsilon_0 c^3 h} \left| \int \psi_i^* \mathbf{r} \psi_k d\tau \right|^2 \quad (2.27)$$

ableiten, womit unter Berücksichtigung der Gleichungen 2.22 und 2.23 alle EINSTEIN-Koeffizienten bekannt sind.

Die emittierte Strahlungsleistung kann in Abhängigkeit der Teilchenzahl mittels Gleichung 2.26 und Gleichung 2.27 berechnet werden. Der Zusammenhang zwischen der Energie der beteiligten Zustände eines Übergangs und der Frequenz bzw. der Wellenlänge der emittierten Strahlung ist durch Gleichung 2.12 gegeben. Sind die Wellenfunktionen der an einem elektronischen Übergang beteiligten Zustände bekannt, können somit sowohl die spektrale Position als auch die abgestrahlte Leistung bestimmt werden.

### 2.3.2. Moleküle

Die Strahlungsentstehung durch elektronische Übergänge innerhalb eines Moleküls beruht prinzipiell auf den gleichen Zusammenhängen, wie sie für Atome in den vorangegangenen Abschnitten beschrieben wurden. Obwohl Molekülbanden, im Gegensatz zu den in der Regel spektral separiert auftretenden atomaren Emissionslinien, auflösungsbedingt oft als kontinuierlich erscheinen, bestehen diese jedoch auch aus einer Vielzahl nah beieinander liegender einzelner Linien. Aus Gleichung 2.12 lässt sich schließen, dass benachbarte Linien einer Molekülbande somit durch Übergänge mit sehr ähnlichen Energieunterschieden gekennzeichnet sind. Der qualitative Unterschied in Emissionsspektren von Atomen und Molekülen lässt sich auf das Vorhandensein weiterer energetischer Freiheitsgrade zurückführen, welche deutlich enger gestaffelt sind als die bereits betrachteten elektronischen Niveaus. Es handelt sich hierbei um die gleichen energetischen Freiheitsgrade, wie sie in Kapitel 2.2 im Zusammenhang mit der inneren Energie bereits angesprochen wurden. Durch die Beschränkung auf zweiatomige Moleküle kann, zur Verdeutlichung der zusätzlichen molekularen Freiheitsgrade, wiederum auf das in Abbildung 2.2



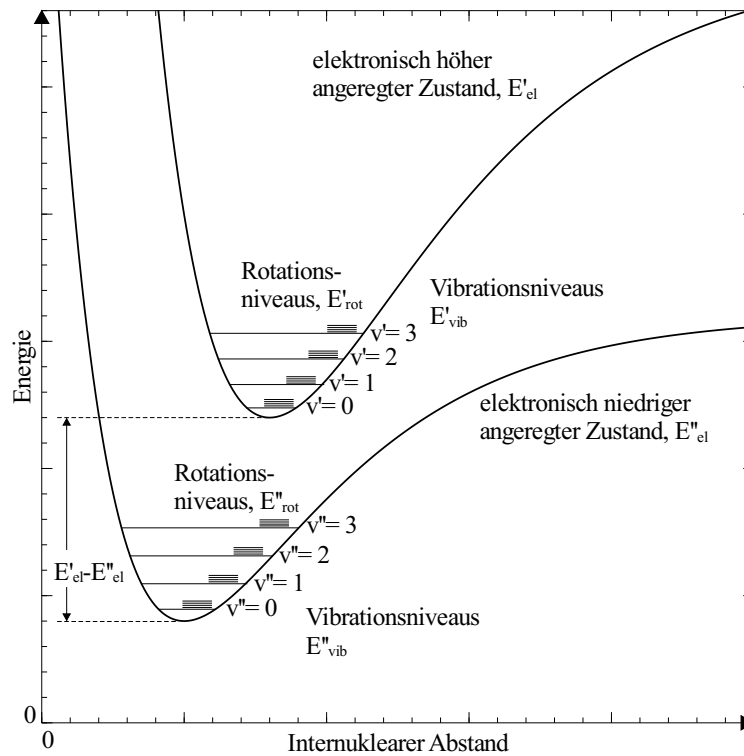


Abb. 2.5 MORSE-Potential

gezeigte Hantelmodell zurückgegriffen werden. Moleküle können, entsprechend der Abbildung, Energie zusätzlich in Schwingungs- und Rotationsfreiheitsgraden speichern. Die Gesamtenergie eines Moleküls setzt sich also, neben elektronischen und translatorischen Anteilen, auch aus vibratorischen und rotatorischen Anteilen zusammen.

Die Summe der mittleren kinetischen und potentiellen Energie der Elektronen und der Kernabstoßung kann durch eine Potentialfunktion in Abhängigkeit des Kernbindungsabstandes  $R$  beschrieben werden. Eine geeignete Form, dieses Potential mathematisch auszudrücken, ist das MORSE-Potential [23]

$$E_{pot} = E_D [1 - e^{-a(R-R_e)}]^2, \quad (2.28)$$

dessen Verlauf beispielhaft in Abbildung 2.5 dargestellt ist. Das Minimum des Potentials stellt sich für den internuklearen Gleichgewichtsabstand  $R_e$  der beiden Atomkerne ein. Der Anstieg des Potentials zu kleineren Abständen hin ist durch die größer werdende Abstoßung der beiden positiv geladenen Atomkerne begründet. Zu größeren Abständen hin steigt das Potential ebenfalls an, bis bei Erreichen der Dissoziationsenergie  $E_D$  die Molekülbindung aufgehoben wird. Quantenmechanisch wird der elektronisch angeregte Zustand eines zweiatomigen Moleküls durch die Quantenzahlen  $n$ ,  $S$  und  $\Lambda$  beschrieben, wobei die Projektionsquantenzahl  $\Lambda$  den auf die Molekülachse projizierten Anteil des Gesamtbahndrehimpulses der Elektronenhülle beschreibt ( $\Lambda = |2\pi L_z/h|$ ). Wie bei der Betrachtung der Atome ist  $n$  die Hauptquantenzahl und  $|S|$  der Betrag des Gesamtspins aller Elektronen.

Neben der durch das elektronische Potential beschriebenen Energie ist jedoch auch die kinetische Energie der beiden Atomkerne zu berücksichtigen, welche durch Vibrations- und

Rotationsbewegungen gegeben sind. Die Betrachtung der Kernbewegungen kann dabei vor dem Hintergrund einer effektiven bzw. zeitlich gemittelten Elektronenverteilung stattfinden, da die BORN-OPPENHEIMER-Näherung aufgrund der deutlich unterschiedlichen Zeitskalen für Elektronen- und Atomkernbewegung eine separierte Beschreibung erlaubt. Rotation und Vibration müssen jedoch gekoppelt betrachtet werden, wobei für die Rotation ein durch die Vibration sich beständig ändernder Kernbindungsabstand berücksichtigt werden muss. Da die Gesamtenergie im Molekül konstant ist, ändern sich somit im schwingenden Rotator permanent die Anteile der einzelnen Energiefreiheitsgrade. Auf Basis der zugrunde liegenden Potentialfunktion lässt sich aus der SCHRÖDINGER-Gleichung die Schwingungsenergie eines Moleküls bestimmen. Während für das Potential des harmonischen Oszillators eine exakte Lösung möglich ist, können für einen anharmonischen Oszillator, wie er durch das MORSE-Potential gegeben ist, die Schwingungstermwerte  $(E/hc)$  [23]

$$G_{vib}(\nu) = 2h\omega_e\left(\nu + \frac{1}{2}\right) - 2h\omega_e x_e\left(\nu + \frac{1}{2}\right)^2 + \dots \quad (2.29)$$

nur als Reihenentwicklung in Abhängigkeit der Vibrationsquantenzahl  $\nu$  und der Anharmonizitätsfaktoren  $\omega_e$  und  $\omega_e x_e$  angegeben werden. Für die Rotationsenergie sind insbesondere die Rotationsrichtungen senkrecht zur Molekülachse entscheidend (x und y Achse in Abbildung 2.2), die Rotation um die Molekülachse kann in der Regel vernachlässigt werden. Für das starre Hantelmodell lässt sich die Rotationsenergie [23]

$$E_{rot} = \frac{1}{2}I\omega^2 = \frac{\mathbf{J}^2}{2I} \quad (2.30)$$

abgeleitet aus den Gesetzen der klassischen Mechanik aus dem Trägheitsmoment  $I$  und der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$ , bzw. aus dem Betragsquadrat des Drehimpulses  $|\mathbf{J}^2| = (J(J+1))h/(2\pi)$  berechnen.  $J$  stellt in diesem Zusammenhang die Rotationsquantenzahl dar. Da die Rotation des Moleküls eine Vergrößerung des Atomabstandes mit sich bringt, muss die Rotationsenergie auch die damit verbundene potentielle Energie berücksichtigen. Berücksichtigt man zudem, dass der Abstand der beiden Atome nicht starr ist und eine Kopplung zur Vibration des Moleküls besteht, ergibt sich für die Rotationstermwerte [23]

$$F_{rot}(J, \nu) = B_\nu J(J+1) - D_\nu J^2(J+1)^2 \quad (2.31)$$

mit der Rotationskonstante

$$B_\nu = \frac{h}{8\pi^2 c M R_e^2} - \alpha_e \left( \nu + \frac{1}{2} \right) \quad (2.32)$$

und der Zentrifugalaufweitungskonstante

$$D_\nu = \frac{h^3}{32\pi^4 c k M^2 R_e^6} - \beta_e \left( \nu + \frac{1}{2} \right). \quad (2.33)$$

Die in den Rotationskonstanten enthaltenen Wichtungsfaktoren  $\alpha_e$  und  $\beta_e$  sind sehr viel kleiner als der jeweils erste Term in den Gleichungen 2.32 und 2.33, welcher den Rotationskonstanten

ohne Vibrationskopplung entspricht. Beide Konstanten sind von der reduzierten Masse  $M$  und dem Gleichgewichtsabstand der beiden Atome  $R_e$  abhängig.

Aus den Energiedifferenzen zwischen den möglichen elektronischen, vibratorischen und rotatorischen Zuständen, lassen sich alle charakteristischen Elemente eines Emissionsspektrums ableiten. Abbildung 2.5 gibt einen qualitativen Überblick über die energetischen Unterschiede der verschiedenen Freiheitsgrade. Allgemein kann angenommen werden  $\epsilon_{el} \gg \epsilon_{vib} \gg \epsilon_{rot}$ . Dem im Rahmen dieser Arbeit betrachteten UV/VIS-Spektralbereich liegen grundsätzlich elektronische Übergänge zugrunde. Für die Moleküle ist zu berücksichtigen, dass dabei auch eine Änderung der Energie der weiteren energetischen Freiheitsgrade wahrscheinlich ist, was zur Entstehung der charakteristischen Molekülbanden führt. Bei Molekülen mit elektrischem Dipolmoment ist auch die Beobachtung reiner Rotations- bzw. Rotations-Vibrationsübergänge möglich. Diese sind jedoch durch deutlich geringere Energiedifferenzen gekennzeichnet, wodurch die zugehörigen Spektren nach dem in Gleichung 2.12 beschriebenen Zusammenhang in langwelligeren Spektralbereichen liegen.

Die Intensität einer Rotations-Vibrationslinie hängt, wie die Intensität einer atomaren Emissionslinie, von der Übergangswahrscheinlichkeit des Übergangs und der Besetzungsdichte des oberen Energieniveaus ab. Die Übergangswahrscheinlichkeit ist, wie bei der Betrachtung der Atome, vom Übergangsmatrixelement [23]

$$M_{ik} = \int \psi_i^* \mathbf{p} \psi_k d\tau_{el} d\tau_N \quad (2.34)$$

abhängig. Um dem komplexeren Aufbau von Molekülen Rechnung zu tragen, muss eine Darstellung des Dipoloperators  $\mathbf{p}$  verwendet werden, welche sowohl von den Elektronen- als auch von den Atomkernkoordinaten abhängig ist. Aus diesem Grund erfolgt auch die Integration über Elektronen- und Atomkernkoordinaten. Aufgrund der BORN-OPPENHEIMER-Näherung lassen sich die Gesamtwellenfunktionen  $\psi$  in Gleichung 2.34 auch als Produkt der elektronischen Wellenfunktion  $\psi_{el}$  und der Kernwellenfunktion  $\chi_N$  ausdrücken. Dies führt zu einem rein elektronischen Anteil des Übergangsmatrixelementes, welcher letztendlich in die Übergangswahrscheinlichkeit eingeht. Weitere Einflussfaktoren der Übergangswahrscheinlichkeit sind der FRANCK-CONDON-Faktor und der HÖNL-LONDON-Faktor.

Mit Hilfe des FRANCK-CONDON-Prinzips kann die Wahrscheinlichkeit des Übergangs zwischen verschiedenen Schwingungszuständen unterschiedlich elektronisch angeregter Zustände bestimmt werden. Dem FRANCK-CONDON-Prinzip liegt wiederum die BORN-OPPENHEIMER-Näherung zugrunde, nach welcher der elektronische Übergang so schnell stattfindet, dass während des Übergangs von konstanten Atomkernpositionen ausgegangen werden kann. Übertragen auf Abbildung 2.5 bedeutet dies, dass ein elektronischer Übergang entlang einer senkrechten Linie verläuft. Durch den elektronischen Übergang erfahren die Atome somit plötzlich ein verändertes Potential. Die Wahrscheinlichkeit eines Übergangs steigt, wenn die Anpassung der Kernbewegung an das neue Potential möglichst einfach erfolgen kann. Dies ist der Fall, wenn die Vibrationswellenfunktionen beider Zustände möglichst ähnlich sind, z.B. beide ein Maximum an der entsprechenden Position aufweisen. Quantenmechanisch wird dies

durch den FRANCK-CONDON-Faktor [23]

$$FC(\nu_i, \nu_k) = \left| \int \psi_{vib}(\nu_i) \psi_{vib}(\nu_k) dR \right|^2 \quad (2.35)$$

ausgedrückt, der dem Betragsquadrat des Überlappungsintegrals der Schwingungswellenfunktionen  $\psi_{vib}$  der beteiligten Zustände entspricht.

Der dritte Einflussfaktor ist der HÖNL-LONDON-Faktor [23]

$$HL(J_i, J_k) = \left| \int Y_{J_i}^{M_i} Y_{J_k}^{M_k} \hat{\mathbf{p}} \sin\vartheta d\vartheta d\varphi \right|^2, \quad (2.36)$$

der von den Rotationsdrehimpulsen und ihrer Orientierung im Raum abhängig ist. Bei  $Y$  handelt es sich um DUNHAM-Konstanten, welche das Molekülpotential beschreiben und  $\hat{\mathbf{p}}$  stellt den Einheitsvektor in Richtung des Dipolmoments dar. Der HÖNL-LONDON-Faktor nimmt Einfluss auf die räumliche Verteilung der Strahlung. Darüber hinaus wird durch diesen Faktor die Aufteilung der Intensität auf die verschiedenen Rotationszweige (P, Q, R) einer Bande beschrieben.

Für die Intensität einer Emissionslinie gilt [23]

$$I(n_i, \nu_i, J_i \Leftrightarrow n_k, \nu_k, J_k) \propto |M_{ik}^{el}|^2 FC(\nu_i, \nu_k) HL(J_i, J_k), \quad (2.37)$$

womit deutlich wird, dass eine Emissionslinie nur existiert, wenn keiner der drei Faktoren den Wert null annimmt. Die Intensitätsverteilung über verschiedene Emissionslinien ergibt die bekannte Struktur eines Molekülspektrums, die sich wie folgt zusammenfassen lässt:

Für jeden elektronischen Übergang existiert ein Bandensystem aus einer Vielzahl von Vibrationsbanden ( $\nu_i'' \Leftrightarrow \nu_k'$ ). Die relative Intensitätsverteilung innerhalb der Vibrationsbanden wird durch die FRANCK-CONDON-Faktoren beschrieben. Darüber hinaus existieren innerhalb einer jeden Schwingungsbande eine Vielzahl von Rotationslinien ( $J_i'' \Leftrightarrow J_k'$ ), deren Intensitätsverteilung von den HÖNL-LONDON-Faktoren und den Besetzungsdichten der entsprechenden Zustände abhängt.

### 2.3.3. Kontinuumstrahlung

Neben der Strahlung in Form diskreter Emissionslinien, welche aus dem Übergang zwischen zwei Energieniveaus eines Atoms oder Moleküls herrührt, existiert auch die sogenannte Kontinuumstrahlung. Im Gegensatz zu den in den vorangegangenen Kapiteln betrachteten Übergängen, bei denen das betrachtete Elektron sowohl vor als auch nach dem Übergang an einen Atomkern gebunden ist, basiert die Kontinuumstrahlung auf Wechselwirkungen mit freien Elektronen. Je nach Bindung des Elektrons in den zugrunde liegenden Strahlungsmechanismen kann die Kontinuumstrahlung weiter in *frei-frei* und *frei-gebunden* Strahlung unterteilt werden. Die *frei-frei* Strahlung ist auch unter dem Begriff Bremsstrahlung bekannt. Sie entsteht wenn geladene Teilchen wie beispielsweise Elektronen oder Ionen eines Plasmas interagieren, wodurch es zu einer

Beschleunigung bzw. Abbremsung des geladenen Teilchens kommt [23], [118]. Wird ein freies Elektron durch ein Ion gebunden, wird die dabei frei werdende Energie ebenfalls in Form eines Photons abgestrahlt. In diesem Fall spricht man von *frei-gebunden* Strahlung. Dieser Mechanismus stellt den Umkehrprozess zur Photo-Ionisation dar [23], [118]. Im Zusammenhang mit den hier genannten Prozessen spricht man von kontinuierlicher Strahlung, da die ungebundenen Elektronenzustände nur einer extrem feinen Quantelung unterliegen und damit bei Betrachtung einer ausreichend großen Zahl von Übergängen ein quasi kontinuierliches Spektrum entsteht.

### 2.3.4. Anregungsmechanismen

Für die Anregung eines Atoms oder Moleküls sind zwei verschiedene Mechanismen entscheidend, die Strahlungsanregung und die Stoßanregung [23].

Die Stoßanregung erfolgt durch Kollision zweier Teilchen miteinander, wobei Teile der kinetischen Energie der beteiligten Stoßpartner in die weiteren energetischen Freiheitsgrade übertragen werden. Betrachtet man ein Atom, steht als weiterer Freiheitsgrad nur die elektronische Anregung zur Verfügung. Zudem ist zu berücksichtigen, dass bei Stößen mit ausreichend hoher Energie die Ionisation des Teilchens erfolgen kann. Nach den Gesetzen der klassischen Mechanik ist ein Stoßprozess, das heißt der Energieaustausch zwischen den beteiligten Stoßpartnern, besonders effektiv, wenn beide Teilchen eine möglichst ähnliche Masse aufweisen. Übertragen auf die hier betrachteten Prozesse, die eine Änderung des Zustandes eines Elektrons betreffen, bedeutet dies, dass die Kollisionen mit Elektronen in Plasmen mit ausreichend hoher Elektronendichte eine dominante Rolle einnehmen. Nach den Arbeiten von PARK kann davon ausgegangen werden, dass Stöße mit freien Elektronen bis zu sieben Größenordnungen effektiver sind, als Stöße zwischen Schwerteilchen [104]. Analog zu chemischen Reaktionen können sowohl die elektronische Anregung als auch die Ionisation durch Raten, welche die Geschwindigkeit des Prozesses angeben, beschrieben werden. Konkrete Angaben zu den Geschwindigkeitsraten dieser Prozesse können für ein Luftplasma ebenfalls den Arbeiten von PARK entnommen werden [104]. Bei der Betrachtung von Molekülen müssen, neben der elektronischen Anregung, auch die Vibrations- und Rotationsanregung berücksichtigt werden. Dies führt dazu, dass in die Definition der Geschwindigkeitsraten eines elektronischen Übergangs alle theoretisch möglichen Vibrations- und Rotationszustände eingehen. Die Wahrscheinlichkeit der verschiedenen vibratorischen Übergänge wird dabei durch das in Kapitel 2.3.2 erläuterte FRANCK-CONDON-Prinzip berücksichtigt. Des Weiteren besteht bei Stoßprozessen unter Beteiligung von Molekülen die Möglichkeit der Dissoziation, welche bei Molekülen eine deutlich höhere Wahrscheinlichkeit aufweist als die Ionisation.

Für die Strahlungsanregung sind die in Kapitel 2.3.1 beschriebenen EINSTEIN-Koeffizienten, erweitert um einen zusätzlichen Koeffizienten für die Photo-Ionisation, entscheidend, welche die Wahrscheinlichkeit elektronischer Übergänge bei Strahlungsprozessen angeben.

In einem Gleichgewichtszustand stehen auch die hier beschriebenen Prozesse und deren Umkehrprozesse miteinander im Gleichgewicht, d.h. die Besetzungsdichte der einzelnen Zustände kann, analog zur Bestimmung der Zusammensetzung eines Stoffgemisches, anhand von Raten-gleichungen unter Berücksichtigung der individuellen Geschwindigkeitsfaktoren der einzelnen Prozesse bestimmt werden.



# 3. Entwicklung, Aufbau und Qualifikation des Flugexperimentes

In diesem Kapitel wird die Entwicklung des auf einem Vorschlag von WINTER basierenden Sensorsystems RESPECT beschrieben [132]. Das in dieser Arbeit entstandene Flugexperiment wurde im Rahmen der EXPERT Mission der Europäischen Raumfahrtagentur (ESA) entwickelt. Das Sensorsystem ist somit primär für einen Einsatz auf der gleichnamigen EXPERT Wiedereintrittskapsel ausgelegt. Da sich wesentliche Auslegungsgrundlagen eines Sensorsystems aus der Mission ergeben, folgt zunächst eine Übersicht über das EXPERT Projekt. Im Anschluss werden Auslegung, Aufbau und Qualifikation des Flugexperiments beschrieben.

Die Entwicklung des Flugexperiments RESPECT ist zudem Gegenstand weiterer Publikationen des Autors bzw. von Veröffentlichungen, welche unter Mitwirkung des Autors entstanden sind [50], [70], [75], [76], [77], [78], [111], [119].

## 3.1. Die europäische Wiedereintrittsmission EXPERT

Um die beim Wiedereintritt auf ein Thermalschutzsystem wirkenden Lasten vorherzusagen, werden im Allgemeinen numerische Programme eingesetzt, welche die komplexen Bedingungen des atmosphärischen Wiedereintritts simulieren können. Da es zur Zeit nicht möglich ist, eine repräsentative Fahrzeugumströmung unter gleichzeitiger Berücksichtigung aller signifikanten Parameter in Versuchsanlagen wie Plasmawindkanälen, Stoßrohren oder ballistischen Freifluganlagen nachzustellen, kann eine Validierung der numerischen Programme auf dieser Basis nur eingeschränkt erfolgen [14]. Messdaten aus Flugexperimenten, wie sie während der EXPERT Mission der ESA gewonnen werden sollen, stellen somit eine äußerst wertvolle Komplementierung der verfügbaren Datenbasis dar.

Bei der EXPERT Mission der ESA handelt es sich um ein Programm zur Erforschung der Aerothermodynamik des atmosphärischen Wiedereintritts im Rahmen eines Flugversuches. Der wesentliche Bestandteil des Programms ist die gleichnamige Wiedereintrittskapsel EXPERT, das *European Experimental Re-Entry Testbed* [97]. Das Fahrzeug stellt in erster Linie eine Plattform für verschiedene wissenschaftliche Nutzlasten zur Untersuchung der beim Eintritt in eine Atmosphäre auftretenden aerothermodynamischen Phänomene dar. Die 14 sich an Bord von EXPERT befindenden Sensorsysteme dienen im Allgemeinen der Schaffung einer umfangreichen und zusammenhängenden Datenbasis von unterschiedlichen Messgrößen eines realen Wiedereintrittsfluges, welche als Testfall zur Validierung und Verifizierung numerischer Werkzeuge wie Strömungs- und Strahlungssimulationsprogrammen herangezogen werden kann. Im Speziellen

zielen die verschiedenen Nutzlasten unter anderem auf die Verbesserung des Verständnisses von Transitionseffekten wie Laminar-Turbulent Transition und Passiv-Aktiv/Aktiv-Passiv Transition, Katalyzität, Realgaseffekten, Stoß-Grenzschicht Interaktion und der Zusammensetzung von Grenzschicht und Nachstoßgebiet ab.

Als sogenannte Referenz-Nutzlasten der EXPERT Mission wurden die Experimente

- P/L01 Flush Air Data System - FADS (HTG),
- P/L02 Pyrometric Instrumentation for Nose Heating - PYREX (IRS),
- P/L04 / P/L05 Laminar to Turbulent Transition Characterisation (CIRA / VKI),
- P/L06 / P/L07 Shock Wave Boundary Layer Interaction (DLR / CIRA),
- P/L10 Shock Layer Chemistry via Emission Spectroscopy - RESPECT (IRS),
- P/L12 Base Flow Characterisation (ALTA),
- P/L13 Skin Friction Measurement (HTG) und
- P/L15 Sharp Hot Structure Experiment (CIRA)

ausgewählt, welche von verschiedenen europäischen Institutionen entwickelt wurden [28]. Darüber hinaus sind weitere Experimente eingeplant, wovon an dieser Stelle nur die ebenfalls am IRS entwickelte Nutzlast PHLUX (*Pyrometric Heat fLUX eXperiment*) genannt werden soll [78], [106], [119].

Über die wissenschaftlichen Ziele hinaus sollen mit EXPERT auch aus technologischer Sicht fortschrittliche Konzepte im Bereich der TPS Materialien und Sensorik angewendet werden. Mit dem Zielstellungsschwerpunkt im Bereich der Forschung stellt EXPERT im Rahmen der ESA Strategie zur Entwicklung rückkehrfähiger Fahrzeuge eine Vorstufe zu Experimentalfahrzeugen und Demonstratoren wie beispielsweise IXV dar, welche primär der Technologieerprobung und Validierung dienen [113].

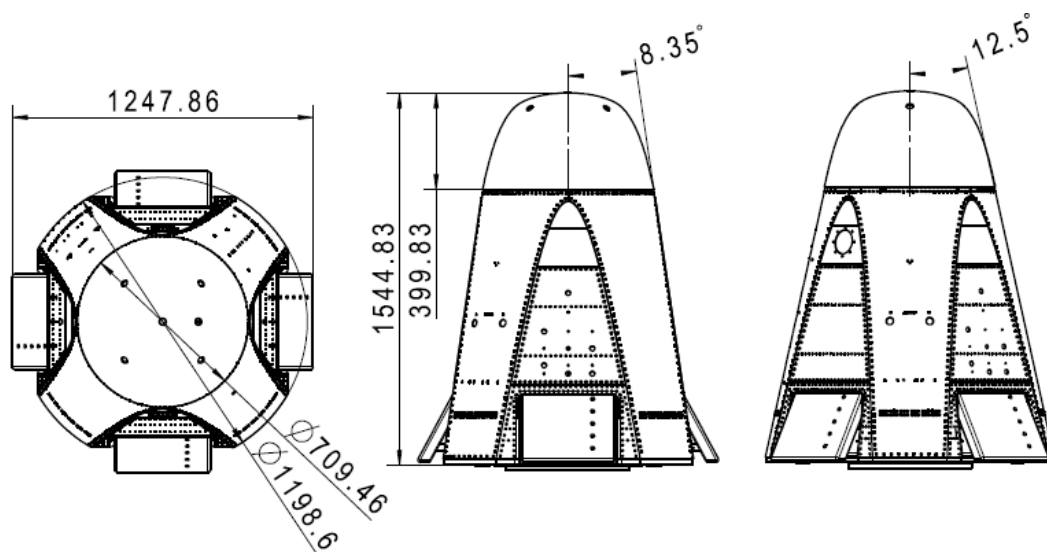
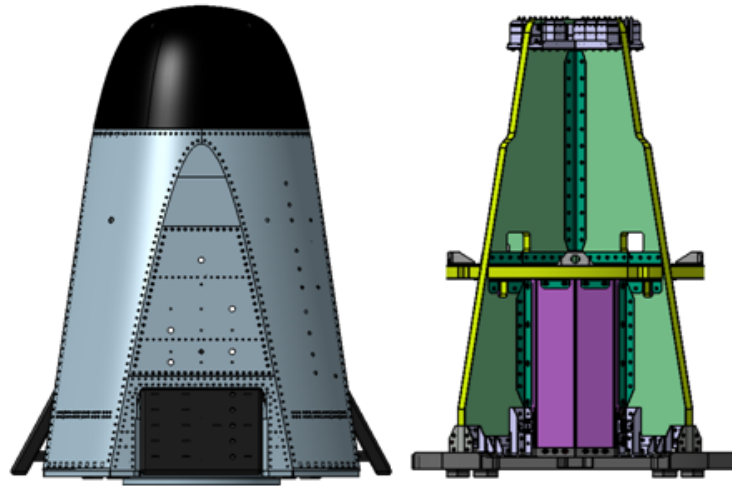


Abb. 3.1 EXPERT Fahrzeuggeometrie [126]





**Abb. 3.2** EXPERT Aufbau, TPS (links) und Kaltstruktur (rechts), (CAD-Modell [126])

Bei EXPERT handelt es sich, wie Abbildung 3.1 zur Fahrzeuggeometrie zeigt, um eine Kapsel mit einer Länge von circa 1,6 m und einem maximalen Durchmesser von circa 1,2 m. Die letztendlich gewählte Geometrie KHEOPS V4.4B besteht aus einer elliptischen, abgeflachten Nasenkappe und einem konischen Körper mit vier abgeflachten Seitenflächen an welchen jeweils eine Klappe befestigt ist [95]. Die Masse des Fahrzeugs wird mit 436 kg angegeben, wobei Nutzlasten von insgesamt 41 kg enthalten sind. Der Aufbau der Kapsel lässt sich, wie in Abbildung 3.2 dargestellt, grob in eine innere (Kalt-)Struktur und ein äußeres Thermalschutzsystem gliedern. Das Thermalschutzsystem lässt sich weiter in zwei Bereiche unterteilen. Der vordere, thermal hoch belastete Bereich, wird durch ein keramisches Hitzeschutzschild aus  $C/C - SiC$  repräsentiert. Der hintere, in thermaler Hinsicht geringer belastete Bereich der Kapsel wird durch ein metallisches Hitzeschutzschild aus PM1000, einer oxiddispersionsverfestigten (ODS) Superlegierung auf Nickel-Chrom-Basis, geschützt. Die innere Struktur der Kapsel besteht im Wesentlichen aus zwei auf einer Bodenplatte stehenden, sich im Winkel von  $90^\circ$  schneidenden Wänden aus Aluminium in Sandwich-Bauweise und einem weiteren Zwischenboden. Die Kaltstruktur ist der primäre strukturelle Unterbau für die verschiedenen Nutzlasten und die zentral verfügbare Service-Ausrüstung, wie beispielsweise Stromversorgung und Bordcomputer mit angeschlossenem zentralem Datenspeicher [28], [113].

Die Auslegung und der Aufbau der EXPERT Kapsel und der sich darauf befindenden Experimente basieren auf einem Startscenario mit einer russischen Rakete vom Typ VOLNA. Die Trajektorie des geplanten Wiedereintrittes der EXPERT Kapsel wird durch eine ballistische Flugbahn beschrieben. Nach Abbildung 3.3, welche den Missionsablauf des EXPERT Fluges zeigt, beginnt der Wiedereintritt der Kapsel 331 s nach dem Start. Dieser Punkt der Flugbahn ist durch eine Höhe von 100 km, einer Geschwindigkeit von  $v = 5000$  m/s und einen Flugbahnwinkel von  $\gamma = 5,5^\circ$  charakterisiert [126]. In einer Höhe von 16,6 km, 458 s nach dem Start, wird die Landephase durch Auslösung eines ersten Fallschirms eingeleitet, welche durch das Aufsetzen im Kura Testgelände auf der Halbinsel Kamtschatka abgeschlossen wird. Es soll darauf hingewiesen werden, dass nach Fertigstellung des Flugmodells der EXPERT Kapsel inklusive aller zugehörigen Experimente weitere alternative Startmöglichkeiten durch die ESA untersucht wurden. Diese Arbeit bezieht sich jedoch ausschließlich auf die ursprünglich geplante und hier beschriebene Trajektorie.

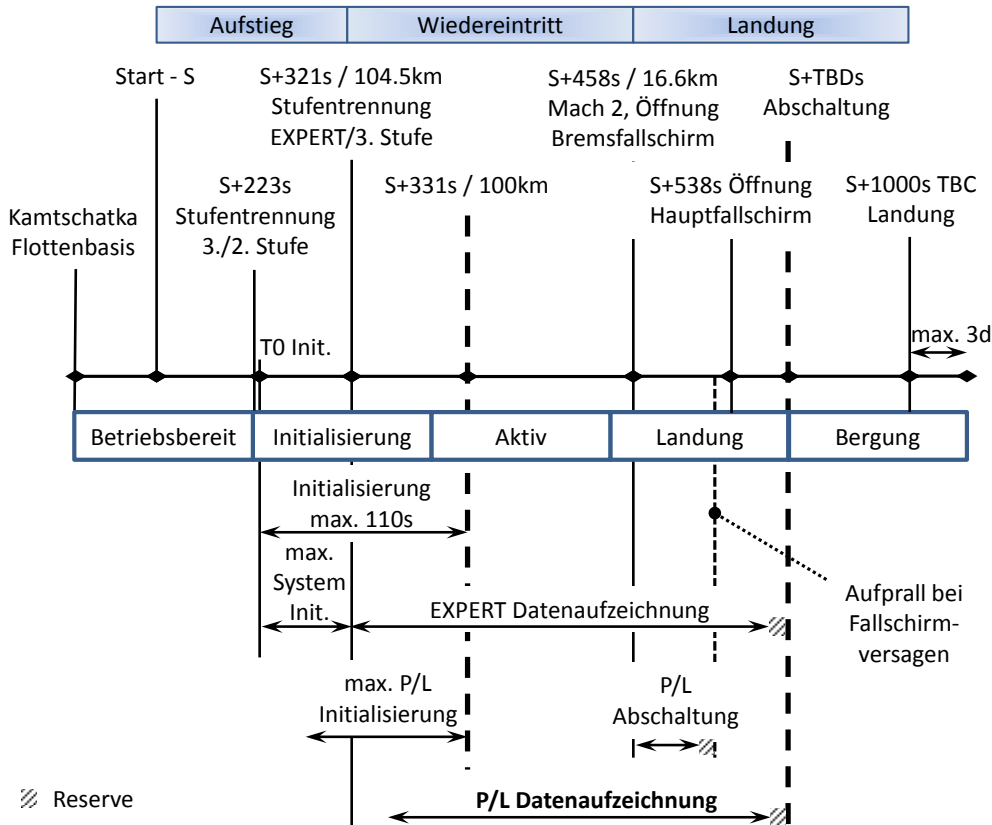
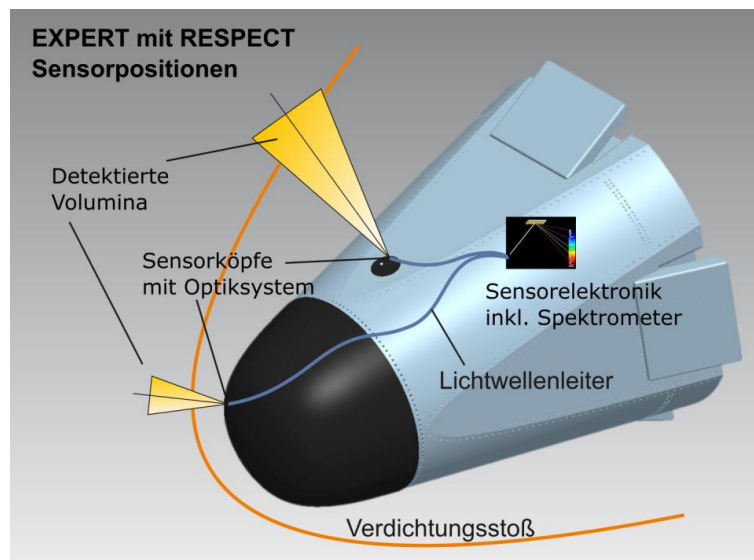


Abb. 3.3 Ablaufplan der EXPERT Mission (basierend auf [126])

### 3.2. Das Flugexperiment RESPECT

Wie bereits im vorangestellten Kapitel ausgeführt, zielt das EXPERT Programm darauf ab, ein besseres Verständnis der aerothermodynamischen Phänomene des atmosphärischen Wiedereintritts und der sich daraus ergebenden Lasten auf ein Thermalschutzsystem eines Wiedereintrittskörpers zu erlangen. Diese Lasten resultieren aus dem hochenthalpen Strömungszustand des Plasmas im Nachstoßgebiet und der Grenzschicht, welcher wiederum primär durch die Anströmbedingungen und die Fahrzeuggeometrie definiert wird. Neben den mechanischen Drucklasten bestimmen insbesondere die thermischen Lasten das Design eines TPS. Sowohl der konvektive als auch der strahlungsbasierte Teil des Wärmeflusses, welcher für die EXPERT Mission sehr gering ausfällt, und der Anteil, welcher sich aus chemischen Reaktionen an der TPS Oberfläche ergibt, stehen in engem Zusammenhang mit der Zusammensetzung und dem Anregungszustand des Plasmas. Für die Konzeption eines Wiedereintrittskörpers werden diese Lasten im Allgemeinen durch numerische Simulation der Fahrzeugumströmung bestimmt, so dass eine genaue Kenntnis der aerothermodynamischen Prozesse und deren möglichst repräsentative Modellierung für die präzise Auslegung eines Thermalschutzsystems unabdingbar sind.

Eine Methode, Informationen über Zusammensetzung und Anregungszustand eines Plasmas zu erhalten, stellt die Emissionsspektroskopie dar, welche als plasmadiagnostisches Messprinzip dem Sensorsystem RESPECT, dem *Re-Entry Spectrometer*, zugrunde liegt. Die beiden Messpositionen des Sensorsystems auf der EXPERT Kapsel sind in Abbildung 3.4 schema-



**Abb. 3.4** Schematische Darstellung des RESPECT Flugexperiments auf EXPERT (nach [132])

tisch dargestellt. Ziel des Sensorsystems ist es, während des Wiedereintritts an beiden Positionen kontinuierlich Spektren der vom Plasma im ultravioletten (UV) und sichtbaren (VIS) Bereich ausgesendeten elektromagnetischen Strahlung spektral aufgelöst aufzuzeichnen. Durch Analyse der Emissionsspektren lassen sich dann die gewünschten Informationen extrahieren. Der Vergleich dieser Emissionsspektren mit numerisch berechneten Spektren ermöglicht die Untersuchung und Weiterentwicklung der in der Numerik implementierten Chemie- und Strahlungsmodelle ohne die Einschränkungen, die bei Experimenten in Bodentestanlagen durch die nur unvollständige Reproduktion der komplexen Bedingungen eines atmosphärischen Eintritts gegeben sind. Da der EXPERT Wiedereintritt in der Erdatmosphäre erfolgt, stehen hierbei die chemischen Vorgänge innerhalb eines Luftplasmas und die Strahlungsmodellierung der darin enthaltenen Spezies im Vordergrund.

### 3.2.1. Auslegungsbasis

Bei der Auslegung des Flugexperiments RESPECT musste eine Vielzahl von Kriterien eingehalten werden, die das letztendlich entwickelte Sensorsystem maßgeblich mitbestimmen haben. Da RESPECT von Anfang an auf den EXPERT Flug abgestimmt entwickelt wurde, stellten die systemseitig geltenden Anforderungen und Spezifikationen unumgängliche Auslegungskriterien dar. Über die systemtechnischen Anforderungen hinaus erfolgte auch die messtechnische Auslegung abgestimmt auf den EXPERT Flug und die dafür vorgesehene Trajektorie.

#### 3.2.1.1. Systemvorgaben und Spezifikationen

Bereits zu Beginn der Hardwareentwicklung im Rahmen des EXPERT Programms standen eine Fülle von Parametern und Kriterien fest, welche bei der Entwicklung zu berücksichtigen waren. Da es nicht zielführend ist, alle Vorgaben eines solch komplexen Projektes hier vollständig wiederzugeben, soll an dieser Stelle nur auf die wichtigsten Kriterien eingegangen werden, welche

Anforderung	Spezifikation
max. Systemmasse	3,1 kg
max. Größe Elektronikeinheit	130 mm × 200 mm × 100 mm
max. Größe Sensorköpfe	Ø 42 mm x 125 mm
max. elektrische Leistung	22 W
Versorgungsspannung	28 V ± 5 V
Datenschnittstelle	2 x RS422 @ 115,2 kbit/s

**Tabelle 3.1** Systemtechnische Anforderungen [21]

für die Kompatibilität des Sensorsystems mit der Wiedereintrittskapsel ausschlaggebend sind. Naheliegender ist, zumal es sich um Flughardware eines Raumfahrtprojektes handelt, dass sowohl die Masse als auch das Volumen beziehungsweise die Größe der einzelnen Sensorsystemkomponenten Beschränkungen unterliegen. Darüber hinaus sind auch die Budgets der systemseitig bereitgestellten elektrischen Leistung und der Speicherkapazität des Onboard-Datenspeichers limitiert. Weitere essentielle Randbedingungen ergeben sich aus der vorgegebenen Einbauposition des Sensorsystems. Zum einen wird dadurch der verfügbare Einbauraum mit den dazugehörigen Schnittstellen definiert, zum anderen ergeben sich aus der Einbauposition die verschiedenen Lasten, auf die das Flugexperiment ausgelegt sein muss. Die Spezifikationen aller Schnittstellen mit der Kapsel müssen eindeutig definiert und genau eingehalten werden, um Inkompatibilitäten zu vermeiden. In diese Kategorie fallen eine Vielzahl von Kriterien. Diese reichen von eher offensichtlich erscheinenden Anforderungen, wie passenden Geometrien, über die Spezifikationen der Schnittstellen für Elektronik und Kommunikation, bis hin zu den abstrakten Definitionen der mechanischen und thermalen Schnittstellen. Darüber hinaus bestimmt die Position der Sensorköpfe maßgeblich die zu erwartenden Messsignale. Eine Übersicht der wichtigsten systemseitig vorgegebenen Spezifikationen ist in Tabelle 3.1 zusammengefasst [21]. Auf die Spezifikationen der thermischen und mechanischen Schnittstellen soll an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden, da diese weitestgehend in die in Kapitel 3.2.4 beschriebenen Qualifikationsanforderungen übertragen sind. Weitere Anforderungen, insbesondere die Dauer verschiedener Missionsphasen wie beispielsweise der zu erwartenden Messperiode, lassen sich aus dem in Abbildung 3.3 dargestellten Missionsablauf ableiten.

Zu den oben aufgeführten, systemtechnisch bedingten Anforderungen kommt im Fall eines wissenschaftlichen Flugexperimentes die Spezifikation der zu erfassenden Messdaten hinzu. Für die durch das Flugexperiment RESPECT aufzuzeichnenden Emissionsspektren wurden im Vorfeld Anforderungen an den spektralen Messbereich und die spektrale Auflösung gestellt. Darüber hinaus wurde die minimale Messfrequenz am Trajektorienpunkt der maximalen Strahlungs-

Anforderung	Spezifikation
Spektraler Messbereich	200 nm - 800 nm
Spektrale Auflösung / FWHM	< 2,7 nm
Höhenbereich	35 km < h < 80 km
Messfrequenz	> 10 Hz bei maximalem Strahlungsfluss

**Tabelle 3.2** Messtechnische Anforderungen [71], [115]

dichte im entsprechenden spektralen Messbereich definiert. Der Grund dafür ist, dass sich die Messfrequenz über die Sinkgeschwindigkeit der Kapsel in eine Höhenauflösung umrechnen lässt. Des Weiteren wurde der Höhenbereich, den das Flugexperiment abdecken soll, vorgegeben. Die Spezifikationen der messtechnischen Anforderungen sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

### 3.2.1.2. Trajektorie und Wiedereintrittsbedingungen

Die Trajektorie des EXPERT Wiedereintritts stellt die wichtigste Grundlage der messtechnischen Auslegung des Flugexperiments dar. In Verbindung mit der Fahrzeuggeometrie bestimmt die Flugbahn im entscheidenden Maße, neben mechanischen und thermischen Lasten, den Strahlungsfluss auf das Fahrzeug, welcher die Messgröße des Experiments RESPECT darstellt.

Die Trajektorie des EXPERT Fluges ist in Abbildung 3.5 zusammen mit den Trajektorien der in der Vergangenheit durchgeführten Wiedereintrittsflüge mit Flugexperimenten zur Erfassung des Strahlungsflusses FIRE II [19], BSUV [27] und UVDE [26], eingezeichnet. Darüber hinaus sind die Trajektorien der Space Shuttle Mission STS5 [65] und der MIRKA Kapsel [32] angeführt, welche zu Vergleichszwecken die bisher häufigste Wiedereintrittskategorie, die Rückkehr aus dem niedrigen Erdorbit, repräsentieren.

Bei BSUV und UVDE handelt es sich um Flugexperimente mit Höhenforschungsraketen. UVDE kann als schnelleres Nachfolgeexperiment zu BOWSHOCK UV verstanden werden, bei welchem während der Aufstiegsphase im Höhenbereich von 38 km bis 70 km bei einer Geschwindigkeit von circa 3,5 km/s emissionsspektroskopische Messungen durchgeführt wurden [27]. Der ungewöhnliche Verlauf der UVDE Trajektorie im oberen Höhenbereich, ist durch eine nach dem Aufstieg geplante Beschleunigungsphase zum Erreichen der anvisierten Wiedereintrittsgeschwindigkeit von 5,1 km/s zu erklären. Aus Abbildung 3.5 ist sofort ersichtlich, dass es sich bei EXPERT, aufgrund der geringen Geschwindigkeiten, um einen vergleichsweise niederenergetischen Wiedereintritt handelt. Die Enthalpie in der Anströmung ist im Vergleich zu hypersonischen Wiedereintritten wie FIRE II ungefähr um den Faktor fünf geringer, aber auch im Vergleich zu Wiedereintritten aus dem niedrigen Erdorbit ist die EXPERT Flugbahn durch deutlich geringere Enthalpien gekennzeichnet, so dass eine Vergleichbarkeit mit diesen Wiedereintrittsszenarien nicht durchgehend gegeben ist. Höhere Wiedereintrittsgeschwindigkeiten, wie sie für eine Rückkehr aus einer niedrigen Erdumlaufbahn repräsentativ sind, waren ursprünglich im Rahmen zwei weiterer EXPERT Flüge geplant. Diese Flüge mit Wiedereintrittsgeschwindigkeiten von  $v = 6$  km/s und  $v = 7$  km/s wurden jedoch bereits zu einem früheren Zeitpunkt aus Budgetgründen gestrichen, so dass für die Auslegung nur die hier gezeigte Trajektorie relevant ist.

Betrachtet man in Abbildung 3.5 die Trajektorienabschnitte der im Rahmen von FIRE II und UVDE durchgeführten Messungen des Strahlungsflusses, zeigt sich, dass die EXPERT Flugbahn mit den geplanten Messungen im durchgehenden Höhenbereich von 80 km bis mindestens 35 km wesentlich zur Komplementierung der vorhandenen Datenbasis beiträgt. Im Vergleich zu FIRE II deckt EXPERT ungefähr den gleichen Höhenbereich ab, jedoch bei deutlich geringeren Enthalpien. Im Gegensatz dazu zeigt Abbildung 3.5 in Teilen nahezu identische Trajektorien für EXPERT und UVDE. Ein direkter Vergleich in diesem Trajektorienabschnitt ist jedoch trotz-

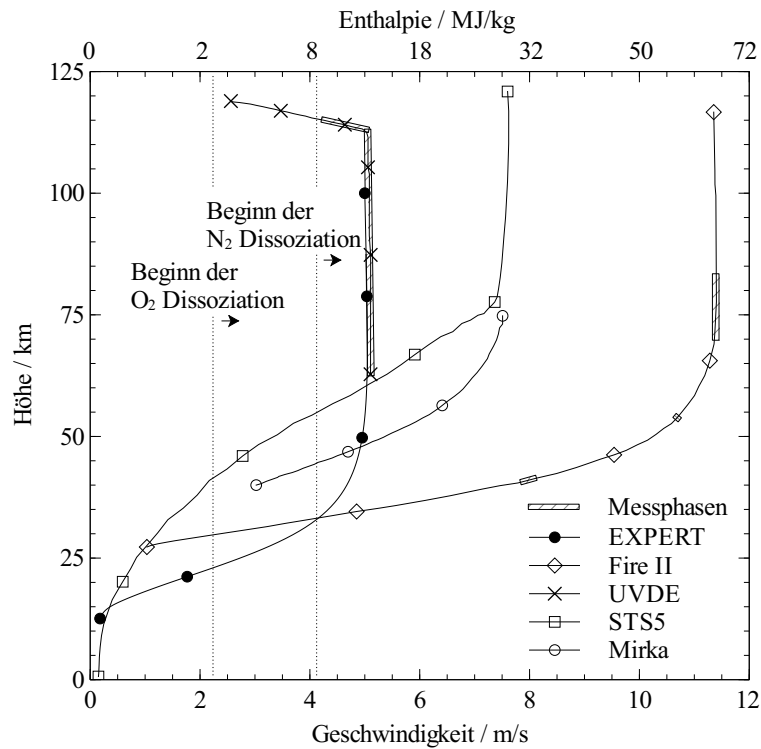


Abb. 3.5 EXPERT Trajektorie im Vergleich

dem nur bedingt möglich, weil sich Fahrzeuggeometrie und somit auch Stoßgeometrie deutlich unterscheiden. Die EXPERT Kapsel mit ihrem größeren Nasenradius stellt dabei prinzipiell die repräsentativere Geometrie für einen stumpfen Wiedereintrittskörper dar. Hinzu kommt, dass sich die Messstrecke der EXPERT Trajektorie zu niedrigeren Höhen und geringeren Geschwindigkeiten hin fortsetzt, womit auch in Bezug auf UVDE eine wesentliche Erweiterung der vorhandenen Datenbasis gegeben ist. In diesem Bereich der Trajektorie kreuzt die EXPERT Flugbahn klassische Wiedereintrittstrajektorien aus dem niedrigen Erdorbit, wie die dargestellten MIRKA oder STS5 Flugbahnen, was diesem Trajektorienabschnitt zusätzliche Bedeutung verleiht. Stellt man neben den Trajektorien auch die messtechnischen Parameter der eingesetzten Sensorsysteme gegenüber, wie in Kapitel 1.2 zusammengefasst, so wird zudem deutlich, dass RESPECT einen größeren Spektralbereich bei vergleichbarer (UVDE) oder sogar deutlich besserer (FIRE II) spektraler Auflösung abdeckt, so dass sich auch bei dieser Betrachtung eine Vervollständigung der vorhandenen Datenbasis ergibt [17], [26]. Insbesondere die Erfassung des 777 nm Sauerstofftripletts und weiterer atomarer Emissionslinien im umgebenden Spektralbereich durch das RESPECT Sensorsystem stellen eine wesentliche Erweiterung im Hinblick auf Validierung und Weiterentwicklung von Chemie- und Strahlungsmodellen anhand von Flugversuchsdaten dar.

Neben der Möglichkeit den entsprechenden Spektralbereich messtechnisch zu erfassen, stellt die Existenz der zu beobachtenden Spezies eine grundlegende Voraussetzung dar. Bezogen auf das Flugexperiment RESPECT, sind die Geschwindigkeiten des EXPERT Wiedereintritts dafür gerade noch ausreichend. Berechnet man über die Geschwindigkeit die entlang der Trajektorie zu erwartende Enthalpie der Anströmung, lässt sich daraus, unter der groben Annahme, dass über den Verdichtungsstoß hinweg die kinetische Enthalpie vollständig in thermische und

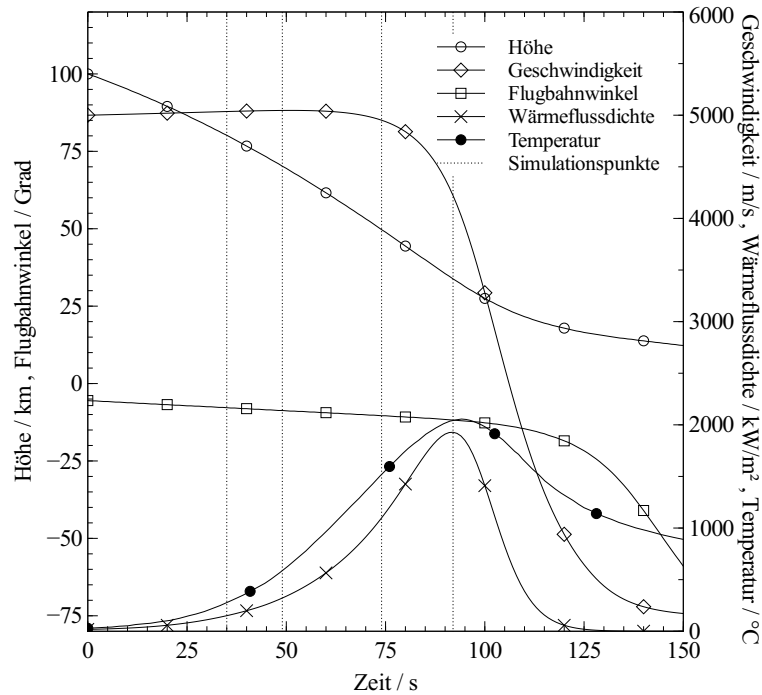


Abb. 3.6 EXPERT Trajektoriendaten (Datenbasis [123], [126])

chemische Enthalpie umgewandelt wird, abschätzen, in welchen Trajektorienbereichen es zur Dissoziation des in der Atmosphäre enthaltenen Sauerstoffs und Stickstoffs kommt. Wie in Abbildung 3.5 dargestellt, ist für die EXPERT Flugbahn mit dissoziiertem Sauerstoff für Geschwindigkeiten größer 2 km/s - 2,5 km/s zu rechnen, was dem gesamten Höhenbereich oberhalb 20 km - 25 km und somit einem Großteil der Trajektorie entspricht. Für atomaren Stickstoff ist die Bildungsenthalpie deutlich höher, so dass im Vergleich zu Sauerstoff nur bei höheren Geschwindigkeiten beziehungsweise Enthalpien Stickstoff in dissoziierter Form zu erwarten ist. Die Grenzen verschieben sich für Stickstoff auf circa 4 km/s, was dem Höhenbereich oberhalb von 30 km - 35 km entspricht. Da die hier beschriebenen Grenzen ungefähr den Beginn der einsetzenden Dissoziation kennzeichnen, kann bei Geschwindigkeiten bis maximal 5 km/s nur von geringfügiger Dissoziation des vorhandenen Stickstoffs ausgegangen werden, wohingegen für Sauerstoff nach dieser Abschätzung nahezu vollständige Dissoziation angenommen werden kann. Die Flugbahn ist somit geeignet, Bedingungen zu generieren, die es erlauben, primär die chemischen Prozesse eines 5-Komponenten Luftmodells aus  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NO$ ,  $N$  und  $O$  mit Schwerpunkt Sauerstoffchemie, zu untersuchen. Die Beschränkung auf fünf Komponenten ergibt sich aus den verhältnismäßig niedrigen Enthalpieniveaus, welche eine signifikante Ionisation der vorhandenen Spezies nicht zulassen. Detaillierte Aussagen über die Zusammensetzung des beim Wiedereintritt entstehenden Plasmas, die über die hier gemachten Abschätzungen hinausgehen, lassen sich am besten aus numerischen Simulationen der Fahrzeugumströmung und darauf aufbauenden Strahlungssimulationen gewinnen. Diese Simulationen bilden die Grundlage für die messtechnische Auslegung des Sensorsystems. Die Trajektorienpunkte, für die eine detaillierte Simulation im Rahmen der Auslegung erfolgte, sind in Abbildung 3.6 markiert. Die angewandte Vorgehensweise und die erzielten Ergebnisse der Simulationen sind im nachfolgenden Kapitel 3.2.2 beschrieben.

A	B	C	D	$\rho_0$	$v_0$
$1,103 \times 10^8$	-0,5	0,5	3,15	$1,23021 \text{ kg/m}^3$	$7924,8 \text{ m/s}$

**Tabelle 3.3** Koeffizienten Wärmeflussdichteberechnung nach DETRA-KEMP-RIDDELL [25], [62]

Neben der grundlegenden Bedeutung für die messtechnische Auslegung des Sensorsystems, können aus den Trajektorien- und Geschwindigkeitsprofilen des EXPERT Wiedereintritts. Aus Flughöhe beziehungsweise Dichte  $\rho$  und Geschwindigkeit  $v$  kann nach DETRA, KEMP und RIDDELL die Wärmestromdichte  $\dot{q}$  im Staupunkt für ein Raumfahrzeug mit dem Nasenradius  $r_N$  durch [25]

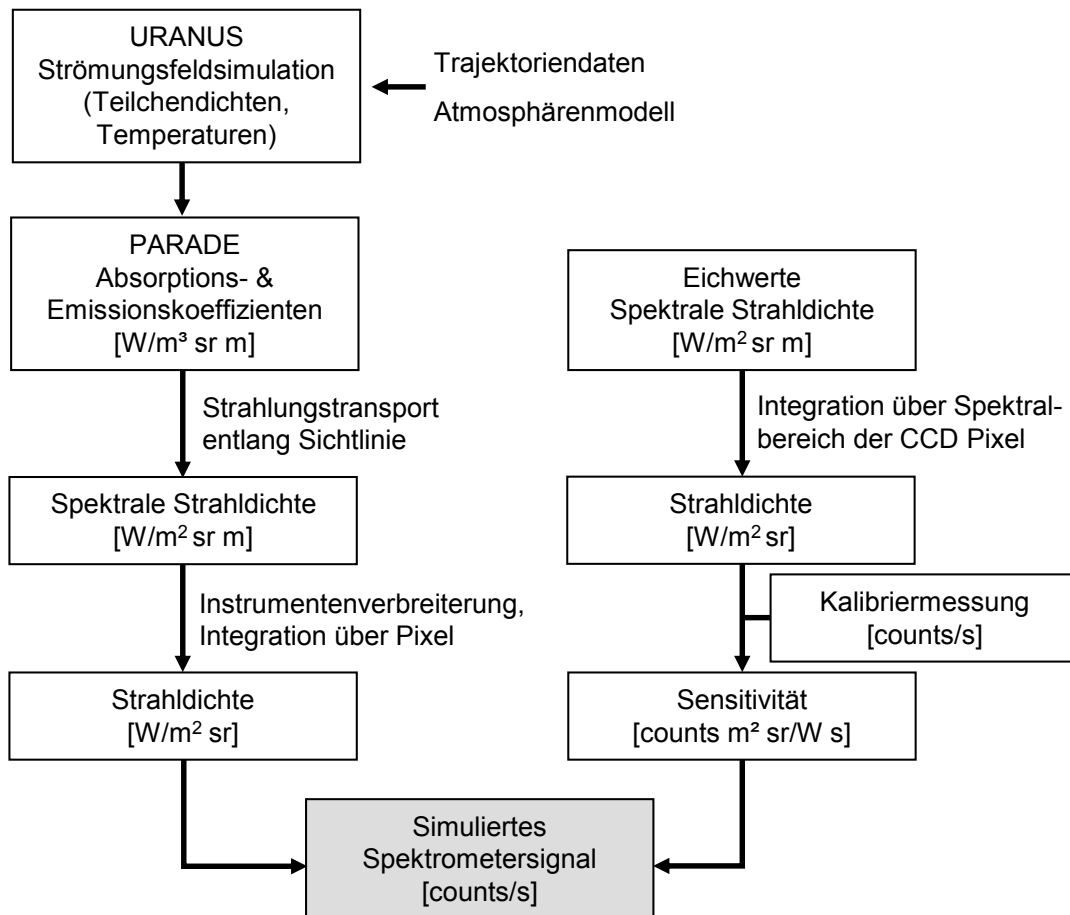
$$\dot{q} = Ar_N^B \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^C \left(\frac{v}{v_0}\right)^D \left(\frac{h_\infty - h_w}{h_\infty - h_{w300K}}\right) \quad (3.1)$$

abgeschätzt werden. Die für Gleichung 3.1 benötigten Koeffizienten und die Referenzdichte  $\rho_0$  sowie die Referenzgeschwindigkeit  $v_0$  sind in Tabelle 3.3 angegeben. Das sich daraus ergebende Wärmestromdichteprofil des Staupunkts ist zusammen mit den verwendeten Trajektorien- und Geschwindigkeitsprofilen in Abbildung 3.6 dargestellt. Für die Berechnung wurde der Enthalpieterm unter der Annahme, dass die an der Fahrzeugwand herrschenden Enthalpien  $h_w$  im Vergleich zur Enthalpie in der Anströmung  $h_\infty$  vernachlässigbar sind, gleich 1 gesetzt. Für den EXPERT Wiedereintritt ergibt sich nach Gleichung 3.1 ein Maximalwert der konvektiven Wärmeflussdichte von  $1,9 \text{ MW/m}^2$ , welcher in 34 km Höhe erreicht wird. Der Anteil des Strahlungswärmeflusses kann bei EXPERT aufgrund der geringen Geschwindigkeiten vernachlässigt werden. Die so abgeschätzte Wärmeflussdichte gibt einen Anhaltspunkt für die thermische Belastung des im Staupunktbereich positionierten Sensorkopfes des RESPECT Systems. Die Lasten für den zweiten Sensorkopf lassen sich auf diese Weise nicht abschätzen, da er sich zu weit vom Staupunkt entfernt befindet. Zudem ist in Abbildung 3.6 der erwartete Temperaturverlauf an der Oberfläche des RESPECT Sensorkopf1 dargestellt, welcher aus Finite-Elemente-Analysen der EXPERT Nasenkappe stammt, die das DLR in einer späteren Projektphase durchgeführt hat [123]. Neben den thermischen Lasten können anhand der Trajektorien- und Geschwindigkeitsprofile auch Teile der mechanischen Lasten abgeschätzt werden. Aus dem Geschwindigkeitsprofil lassen sich die Beschleunigungskräfte ableiten, welche aufgrund der beim Flug durch die Atmosphäre eintretenden Verzögerung der Kapsel auftreten. Für EXPERT ergeben sich dabei statische Lasten von maximal 15 g, welche ebenfalls bei der Auslegung des Sensorsystems zu berücksichtigen sind.

### 3.2.2. Numerische Berechnung der EXPERT Strahlungsumgebung

Die Auslegung des RESPECT Sensorsystems in messtechnischer Hinsicht, d. h. die Anpassung der Sensitivität des Sensorsystems an die zu erwartenden Strahlungsintensitäten, beruht auf der Simulation von Spektrometersignalen [76]. Diese werden auf Basis der numerisch berechneten, während des EXPERT Wiedereintritts erwarteten elektromagnetischen Strahlung und einer Transferfunktion, welche durch die Kalibrierung der Hardware gewonnen wird, erzeugt.





**Abb. 3.7** Methodik der Erzeugung simulierter Spektrometersignale (basierend auf [132])

Die dabei angewandte und in Abbildung 3.7 dargestellte Methodik basiert auf der von WINTER vorgeschlagenen Vorgehensweise zur Erzeugung simulierter Spektrometersignale [132]. Der linke Zweig in Abbildung 3.7 beschreibt die notwendigen numerischen Berechnungen, wie CFD-Simulationen des Strömungsfeldes um die EXPERT Kapsel und Strahlungssimulationen an verschiedenen Punkten der Trajektorie, sowie die Weiterverarbeitung der numerischen Ergebnisse. Den Ergebnissen dieser Simulationsrechnungen werden die benötigten Eingangsparameter für die Strahlungssimulation entnommen. Auf Basis der räumlich aufgelösten Angaben zu Plasmaszusammensetzung, d.h. Teilchendichten der einzelnen Spezies, und Anregungstemperaturen, welche den in Kapitel 2.3 erläuterten energetischen Freiheitsgraden entsprechen, wird die Strahlungsemission berechnet. Abschließend erfolgt eine Strahlungstransportrechnung, um die vom Sensorkopf erfasste spektrale Strahldichte zu bestimmen. Der rechte Zweig des Schemas zeigt die Schritte zur Generierung der Transferfunktion aufbauend auf der Intensitätskalibrierung der Hardware, welche in Anhang C dokumentiert ist. Die Überlagerung der für die Position des Sensorkopfes bestimmten Strahldichte mit der Kalibrierfunktion ergibt letztendlich die simulierten Spektrometersignale. Eine detailliertere Beschreibung der einzelnen Schritte und der verwendeten Programme erfolgt in den weiteren Abschnitten dieses Kapitels.

Zur Auslegung des RESPECT Experiments ist eine akkurate Vorhersage der Gas- beziehungsweise Plasmaszusammensetzung und der Anregungstemperaturen entlang der EXPERT Wiedereintrittstrajektorie erforderlich. Da die dafür benötigten Simulationsrechnungen vergleichs-

Höhe [km/s]	$v_\infty$ [km/s]	$Ma_\infty$ [-]
34,14	4,27	13,75
49,93	4,97	14,99
70,39	5,05	17,13
79,95	5,04	17,97

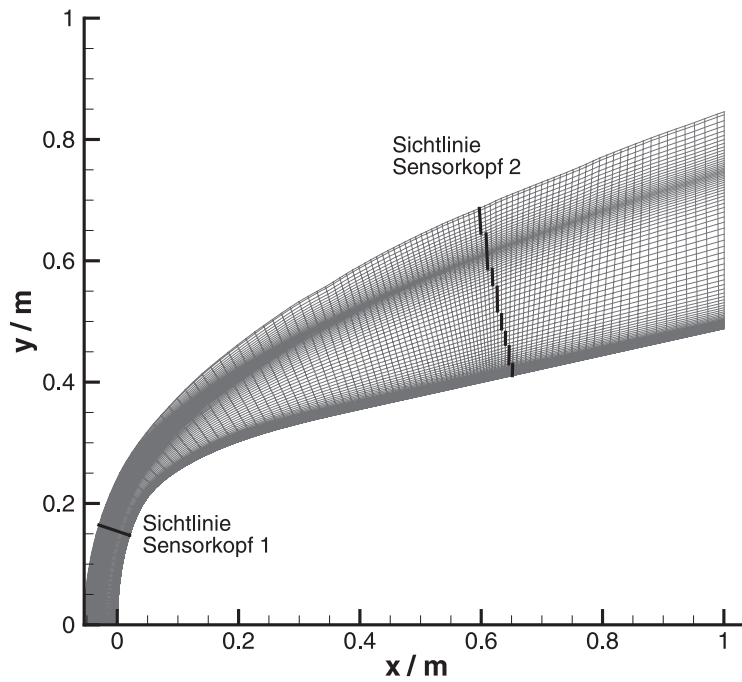
**Tabelle 3.4** Anströmbedingungen der simulierten Trajektorienpunkte (Datenbasis [126])

weise aufwändig sind, wurde die Fahrzeugumströmung nur für einzelne Trajektorienpunkte numerisch simuliert. Die Anströmbedingungen der ausgewählten Trajektorienpunkte in 34 km, 50 km, 70 km und 80 km Höhe sind in Tabelle 3.4 aufgelistet und entsprechen den in Abbildung 3.6 eingezeichneten Markierungen.

Zur Simulation des Strömungsfeldes um die EXPERT Kapsel wurde das am IRS entwickelte Programm URANUS (Upwind Relaxation Algorithm for Nonequilibrium Flows of the University of Stuttgart), ein Code für hypersonische Nichtgleichgewichtsströmungen, herangezogen [33]. Die Berechnung erfolgt auf Basis der NAVIER-STOKES Gleichungen für Strömungen im thermischen und chemischen Nichtgleichgewicht, welche vollständig gekoppelt und vollständig implizit gelöst werden. Zur Beschreibung der chemischen Zusammensetzung greift URANUS auf ein 11-Komponenten Luftmodell mit den Spezies  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NO$ ,  $N$ ,  $O$ ,  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$ ,  $N^+$ ,  $O^+$  und  $e^-$  zurück. Die Kopplung zwischen Chemie- und Multitemperatur-Gasphasenmodell geschieht mittels eines CVCV-Modells, wobei die berücksichtigten Temperaturen die Translationstemperaturen von Schwerteilchen und Elektronen sowie Vibrations- und Rotationstemperaturen für  $N_2$ ,  $O_2$  und  $NO$  sind. Die Transportkoeffizienten für Wärmeleitung, Viskosität und Diffusion werden entsprechend der CHAPMAN-ENSKOG Methode berechnet.

Die Oberfläche des umströmten Körpers wurde entsprechend der Kapselgeometrie in verschiedene Bereiche unterteilt, so dass unterschiedliche Modelle für die Gas-Oberflächen-Interaktion in den Rechnungen berücksichtigt werden konnten. Dies erhöht insbesondere im oberen Teil der EXPERT Trajektorie die Genauigkeit, da dort eine ausgeprägt dissoziierte, laminare Nichtgleichgewichtsströmung vorliegt, welche zu signifikanten katalytischen Reaktionen führt. Auf  $C/C - SiC$  Oberflächen, wie beispielsweise der Nase der EXPERT Kapsel, wurden die Gas-Oberflächen-Interaktionen Adsorption, Desorption und dissoziative Adsorption sowie ELEY-RIDEAL und LANGMUIR-HINSHAW Reaktionen berücksichtigt [31]. Auf PM1000 Oberflächen, wie dem konischen Körper der EXPERT Kapsel, wurde dahingegen ein globales Katalysemodell angewendet [111].

Die URANUS CFD-Simulationen des EXPERT Wiedereintritts basieren zum einen auf den Trajektorienparametern, wie der Geschwindigkeit der Kapsel, zum anderen auf Daten eines Atmosphärenmodells, welchem die benötigten Informationen zu statischem Druck und Massendichten und Temperaturen der einzelnen Spezies entnommen werden, wobei in der Anströmung von vollständigem thermischen Gleichgewicht ausgegangen wird. Im Rahmen des EXPERT Projektes wurde das MSIS-E-90 Atmosphärenmodell als Referenzmodell gewählt, das auch den Trajektorienberechnungen zugrunde liegt [48], [66]. Aus Trajektorienparametern und Atmosphärenmodell lassen sich alle benötigten Größen zur Generierung der Anströmprofile gewinnen. Die URANUS Rechnungen wurden für alle vier Trajektorienpunkte auf einem Gitter mit 116 x 92 Zellen aus-



**Abb. 3.8** URANUS Simulationsgitter für 50 km Trajektorienpunkt [76]

geführt. Abbildung 3.8 zeigt exemplarisch das Gitter der Rechnung des 50 km Trajektorienpunktes. Deutlich ist der adaptive Charakter des Gitters zu erkennen, welcher sich durch eine höhere Zelldichte in Bereichen starker Gradienten, wie Stoß und Grenzschicht, auszeichnet. Zusätzlich sind die Sichtlinien der beiden RESPECT Sensorköpfe eingezeichnet, welche durch jeweils 92 Gitterzellen gebildet werden.

In den Abbildungen 3.9 bis 3.14 sind die für die nachfolgenden Berechnungen der vom Plasma emittierten Strahlung relevanten Ergebnisse der 34 km, 50 km und 70 km Trajektorienpunkte, welche aus von FERTIG und PRECI durchgeführten Simulationen der EXPERT Umströmung extrahiert wurden, über dem Abstand zur Fahrzeugoberfläche aufgetragen [76], [111]. Die Abbildungen zu den einzelnen Trajektorienpunkten umfassen jeweils Anregungstemperaturen und Teilchendichten entlang der Sichtlinien von Sensorkopf 1 (SH1) und Sensorkopf 2 (SH2). Die entsprechenden Daten für den 80 km Trajektorienpunkt sind nicht angegeben, da sich herausgestellt hat, dass in 80 km Höhe nicht genügend Strahlung zur Detektion durch das RESPECT Sensorsystem entsteht.

Abbildung 3.9, Abbildung 3.11 und Abbildung 3.13 zeigen die Anregungstemperaturen und Molanteile der verschiedenen Spezies entlang der Sichtlinie von Sensorkopf 1, welcher sich in der Nähe des Staupunkts der EXPERT Kapsel befindet. Der sich in der Anströmung ausbildende Stoß kann leicht anhand der starken Gradienten in einer Entfernung von circa 4-5 cm von der Oberfläche identifiziert werden. Der Stoß ist in allen drei Simulationen gut ausgeprägt, wobei er sich insbesondere für die Trajektorienpunkte in 34 km und 50 km Höhe als scharfe, dünne und dicht anliegende Stoßfront abzeichnet. Neben der Translationstemperatur der Schwerteilchen und der Rotationstemperatur steigt auch die Vibrationstemperatur von  $NO$  im Stoß sehr stark an, um direkt nach dem Stoß auf das Temperaturniveau von Translationstemperatur der Elektronen und Vibrationstemperatur von  $N_2$  und  $O_2$  zu fallen, so dass für diese beiden Trajektorienpunkte im Nachstoßgebiet im Bereich von Sensorkopf 1 nahezu thermisches Gleichgewicht

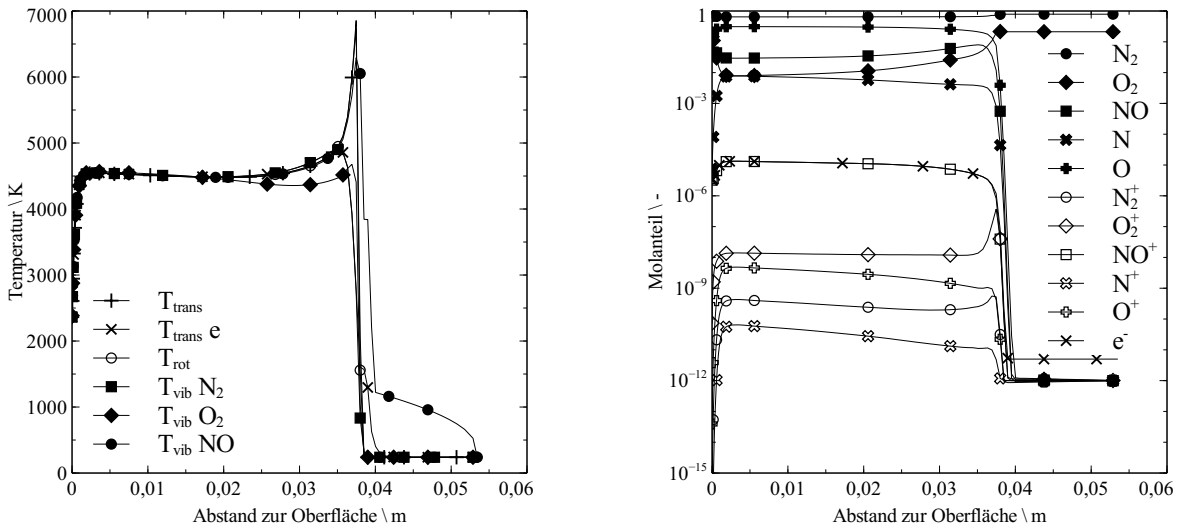


Abb. 3.9 Temperaturen und Molanteile Sichtlinie SH1, 34 km Höhe (nach FERTIG und PRECI) [76]

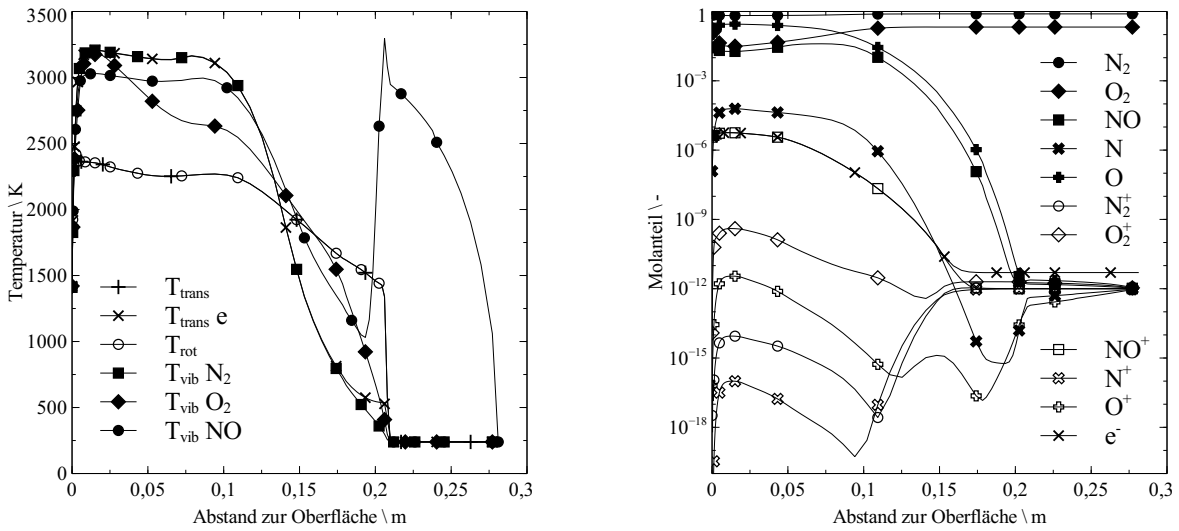


Abb. 3.10 Temperaturen und Molanteile Sichtlinie SH2, 34 km Höhe (nach FERTIG und PRECI) [76]

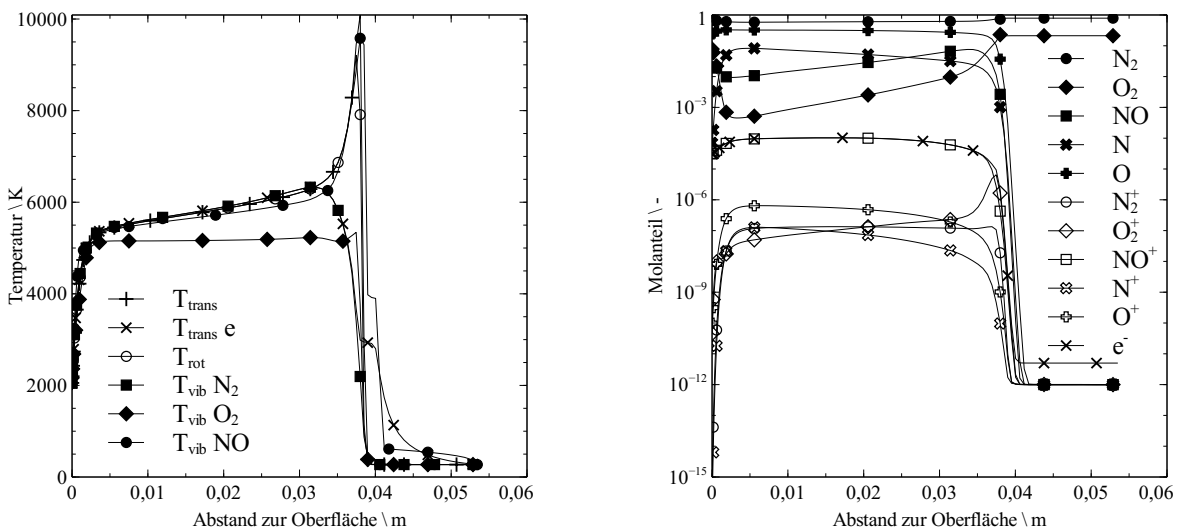


Abb. 3.11 Temperaturen und Molanteile Sichtlinie SH1, 50 km Höhe (nach FERTIG und PRECI) [76]

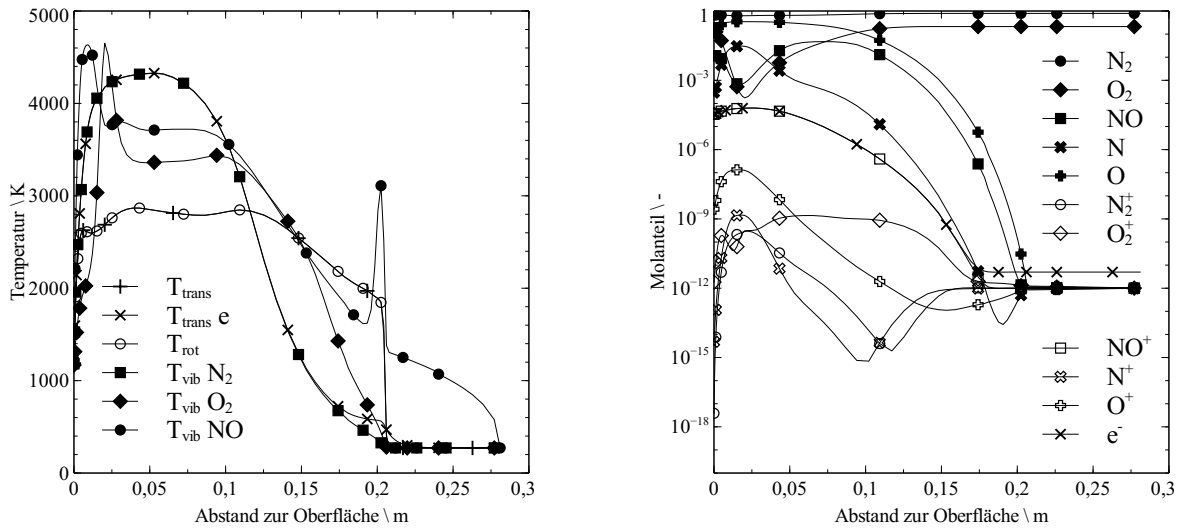


Abb. 3.12 Temperaturen und Molanteile Sichtlinie SH2, 50 km Höhe (nach FERTIG und PRECI) [76]

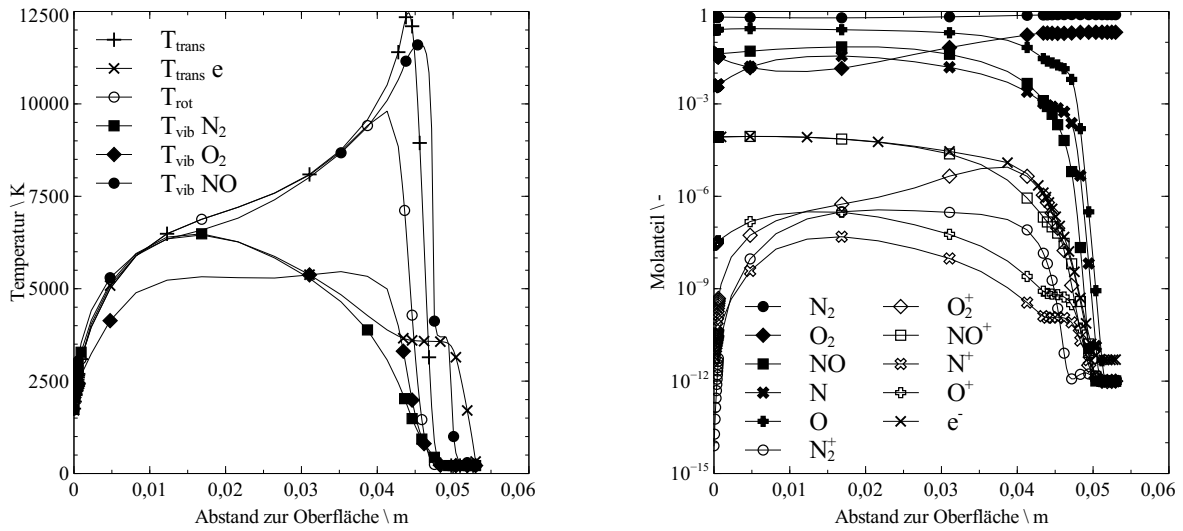


Abb. 3.13 Temperaturen und Molanteile Sichtlinie SH1, 70 km Höhe (nach FERTIG und PRECI) [76]

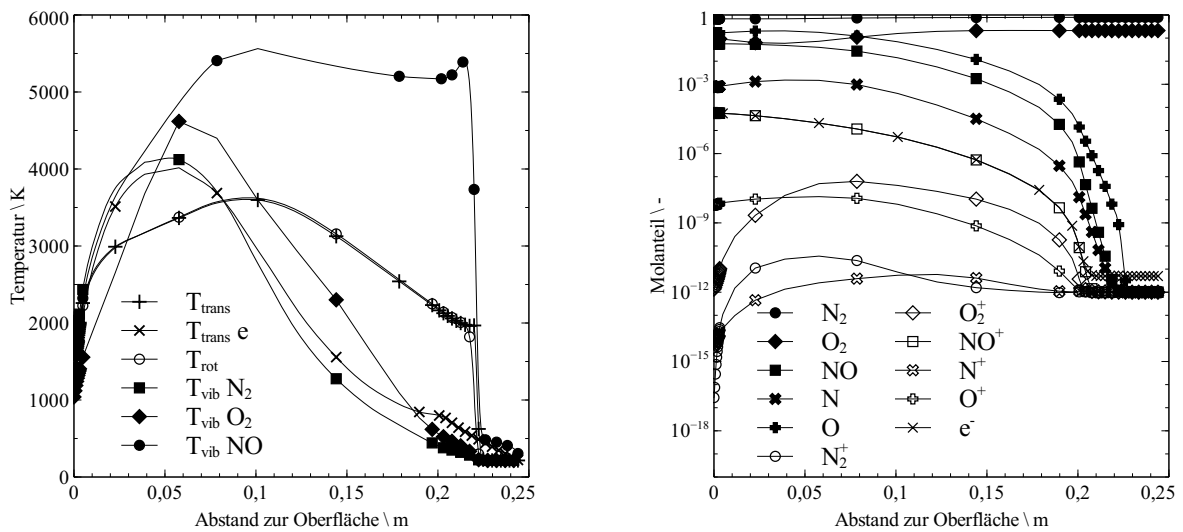


Abb. 3.14 Temperaturen und Molanteile Sichtlinie SH2, 70 km Höhe (nach FERTIG und PRECI) [76]

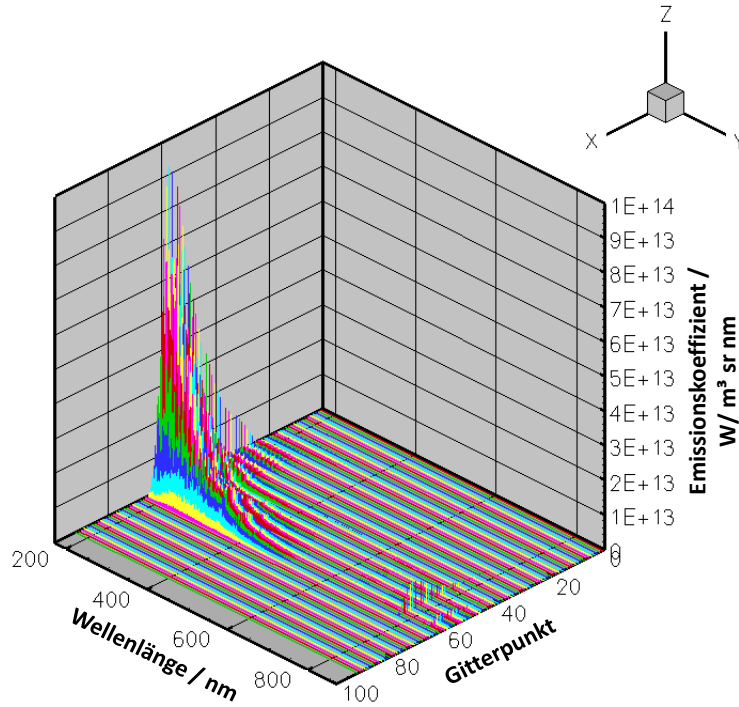
herrscht. In der Grenzschicht fallen alle Temperaturen weiter bis zur Oberflächentemperatur ab. Der besonders starke Anstieg der Translations- und Rotationstemperatur im Stoß ist darauf zurückzuführen, dass diese Freiheitsgrade leicht anzuregen sind. Die Simulation für 70 km Höhe zeigt zwar einen weniger scharfen Stoß, der jedoch im Vergleich zu 34 km und 50 km Höhe noch einmal deutlich höhere Temperaturen von bis zu 13000 K aufweist. Darüber hinaus unterscheidet sich die 70 km Simulation qualitativ auch dadurch, dass auch entlang der Sichtlinie von Sensorkopf1 thermisches Gleichgewicht erst vergleichsweise nah an Oberfläche der Kapsel erreicht wird. Beide Phänomene lassen sich durch die geringere Dichte in 70 km Höhe erklären, durch welche Nichtgleichgewichtseffekte gefördert werden. Der in allen Simulationen vorhandene Anstieg der *NO* Vibrationstemperatur noch vor dem Stoß ist ein bekanntes Problem der numerischen Verfahren, welches aufgrund der niedrigen *NO* Teilchendichten in der Anströmung nur unwesentlichen Einfluss auf die Strahlungssimulation hat und damit in Kauf genommen werden kann.

In den Abbildungen 3.9 bis 3.14, welche die Molanteile der verschiedenen Luft- beziehungsweise Luft-Plasma-Spezies auf der Sichtlinie der beiden Sensorköpfe zeigen, ist die Dissoziation von  $N_2$  und  $O_2$  über den Stoß hinweg zu erkennen. Dabei wird deutlich, dass die Dissoziation von  $O_2$  im Vergleich zu  $N_2$  wesentlich stärker ausfällt. Dies deckt sich mit den in Kapitel 3.2.1.2 vorgenommenen Abschätzungen und ist mit der im Vergleich zu  $N_2$  nur ungefähr halb so großen Bindungsenthalpie von  $O_2$  begründet. Darüber hinaus werden in Stoß und Nachstoßgebiet weitere Spezies, zusätzlich zu  $N$  und  $O$ , gebildet, wobei *NO* den größten Anteil unter diesen weiteren neu gebildeten Spezies einnimmt. In der Zusammensetzung bleibt  $N_2$  auch im Nachstoßgebiet die dominierende Komponente. Aufgrund der hohen Dissoziation von  $O_2$ , wird dieses allerdings als zweithäufigste Komponente durch *NO*,  $O$  und in höheren Trajektorienabschnitten auch durch  $N$  ersetzt. Zusätzlich bildet sich auch  $NO^+$ , welches hier die Hauptquelle für Elektronen im Plasma darstellt. Darüber hinaus entstehen in geringem Ausmaß, im Rahmen des 11-Komponenten Luftmodells, die weiteren ionisierten Spezies  $O_2^+$ ,  $N_2^+$ ,  $O^+$  und  $N^+$ .

Für Sensorkopf2 gelten im Wesentlichen die gleichen Prinzipien wie für Sensorkopf1, obwohl der Stoß hier deutlich weniger ausgeprägt ist. Aus diesem Grund sind die Temperaturen sowohl im Stoß als auch im Nachstoßgebiet wesentlich geringer als in der Nähe des Staupunkts im Bereich von Sensorkopf1. Des Weiteren zeigen die Simulationen für diese Position, im Gegensatz zu Sensorkopf1, ausgeprägtes thermisches Nichtgleichgewicht. Aus diesen Beobachtungen lässt sich ableiten, dass an der Position von Sensorkopf2 mit einem geringeren Strahlungsfluss gerechnet werden kann.

#### 3.2.2.1. Ergebnisse und simulierte Spektrometersignale

Basierend auf den Ergebnissen der Strömungssimulation für die Teilchendichten und Anregungstemperaturen der einzelnen Spezies wurden im Anschluss mit Hilfe des Programms PARADE spektral aufgelöste Absorptions- und Emissionskoeffizienten für die Gitterzellen entlang der Sichtlinien der beiden RESPECT Sensorköpfe berechnet. PARADE arbeitet dabei grundsätzlich, sowohl für atomare als auch molekulare Spezies, linienweise, wobei die spektrale Position anhand des Energieunterschieds der beteiligten Energieniveaus eines Übergangs bestimmt wird. Die Berechnung der Intensität der atomaren Emissionslinien erfolgt auf Basis



**Abb. 3.15** Emissionskoeffizienten entlang der Sichtlinie des Sensorkopf 1, 50 km Höhe [76]

der Besetzungsdichte des oberen Energieniveaus und tabellarisierten EINSTEIN-Koeffizienten. Die Besetzungsdichte aller Energieniveaus wird dabei als im Gleichgewicht bzw. BOLTZMANN-verteilt angenommen. Für molekulare Spezies wird die Linienintensität ebenfalls anhand der Besetzungsdichte des oberen Energieniveaus und in Abhängigkeit von Energiedifferenz und Übergangswahrscheinlichkeit des Übergangs, welche durch das elektronische Übergangsmoment und HÖNL-LONDON-Faktoren bestimmt wird, berechnet. Neben der Strahlung aus Elektronenübergängen zwischen zwei gebunden Zuständen berücksichtigt PARADE auch Kontinuumsstrahlung, die aus *frei - gebunden* und *frei - frei* Übergängen resultiert. Für eine detailliertere Beschreibung des Simulationsprogramms wird auf die zugehörige Dokumentation verwiesen [118].

Abbildung 3.15 zeigt exemplarisch, räumlich und spektral aufgelöst, die entlang der Sichtlinie von Sensorkopf 1 für den 50 km Trajektorienpunkt berechneten Emissionskoeffizienten. Gitterpunkt 1 repräsentiert den der EXPERT Oberfläche nächstgelegenen Punkt, Gitterpunkt 92 liegt stromaufwärts des Stoßes. Es wird deutlich, dass der Großteil der emittierten Strahlung im Stoß und im unmittelbar angrenzenden Teil des Nachstoßgebiets entsteht. Auf eine Kopplung der Strahlungsberechnungen mit den Strömungssimulationen konnte aufgrund der sehr geringen Strahlungsflüsse verzichtet werden. Die Strahlungsberechnungen mit PARADE wurden auf  $N_2$ ,  $N_2^+$ ,  $NO$ ,  $O_2$ ,  $N$ ,  $N^+$ ,  $O$  und  $O^+$  beschränkt, da sich gezeigt hat, dass die restlichen Spezies des 11-Komponenten Luftmodells, wie auch  $N$ ,  $N^+$  und  $O^+$ , quasi nicht zum Gesamtergebnis beitragen. Auf die Berücksichtigung von  $NO^+$  musste verzichtet werden, da zum Zeitpunkt der Berechnungen kein Modell dieser Spezies in PARADE implementiert war. Die in PARADE zur Verfügung stehenden Übergänge der in den Strahlungsrechnungen berücksichtigten molekularen Spezies sind in Tabelle 3.5 aufgelistet. Zusätzlich wurde Kontinuumsstrahlung einbezogen und die Simulationen beinhalten ebenfalls physikalische Effekte wie den STARK-Effekt oder die

Spezies	Übergang	Bezeichnung
$N_2$	$B^3\Pi \longrightarrow A^3\Sigma$	First Positive
	$C^3\Pi \longrightarrow B^3\Pi$	Second Positive
	$b^1\Sigma \longrightarrow X^1\Sigma$	Birge-Hopfield 2
$N_2^+$	$B^2\Sigma \longrightarrow X^2\Sigma$	First Negative
	$A^2\Pi \longrightarrow X^2\Sigma$	Meinel
$O_2$	$B^3\Sigma \longrightarrow X^3\Pi$	Schuhmann-Runge
$NO$	$B^2\Pi \longrightarrow X^2\Pi$	$\beta$
	$A^2\Sigma \longrightarrow X^2\Pi$	$\gamma$
	$C^2\Pi \longrightarrow X^2\Pi$	$\delta$
	$D^2\Sigma \longrightarrow X^2\Pi$	$\epsilon$

**Tabelle 3.5** In PARADE zur Verfügung stehende Übergänge [118]

DOPPLER-Verbreiterung, die zur Aufweitung der Emissionslinien führen. Die Apparateverbreiterung des Sensorsystems wurde in einem separaten C-Programm berücksichtigt, welches die Linienbreiten der PARADE Simulation unter Berücksichtigung des bei diesem Aufbau dominierenden Verbreiterungsmechanismus, der instrumentellen Linienverbreiterung, anpasst. Die Anpassung der Linienbreite basiert auf im Rahmen einer Kalibrierung ermittelten Instrumentenparametern und erfolgt ohne Änderung der spektral integrierten Gesamtenergie einer Linie. Darüber hinaus muss dem integrierenden Charakter des Messverfahrens Rechnung getragen werden. Der Strahlungstransport entlang einer Sichtlinie wird allgemein durch die Strahlungstransportgleichung beschrieben. Unter Annahme lokalen thermischen Gleichgewichts und konstanter thermodynamischer Bedingungen innerhalb des durch eine Gitterzelle beschriebenen Plasmavolumens, kann die Strahlungstransportgleichung basierend auf LAUX in den Ausdruck [68]

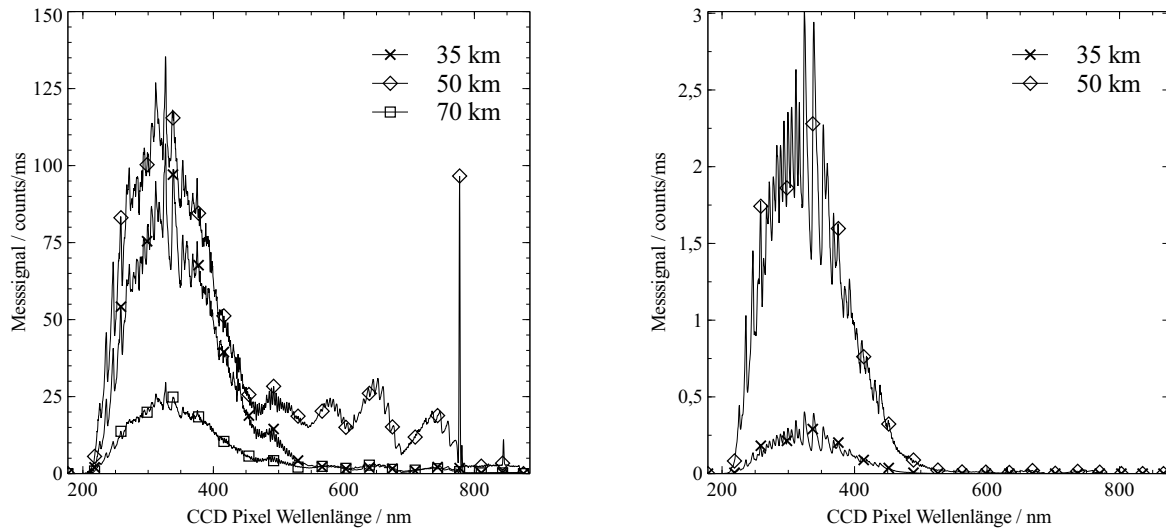
$$I_n(\lambda) = \frac{\epsilon_n(\lambda)}{\kappa'_n(\lambda)} \left[ 1 - e^{(-\kappa'_n(\lambda)x)} \right] + I_{n-1}(\lambda)e^{(-\kappa'_n(\lambda)x)} \quad (3.2)$$

umgeformt werden. Gleichung 3.2 ist geeignet, den Strahlungstransport auf Basis der Emissionskoeffizienten  $\epsilon_n$  und Absorptionskoeffizienten  $\kappa'$  entlang der  $n$  Gitterzellen der Länge  $x$  einer Sichtlinie zu berechnen.

An die Berechnung des Strahlungstransports, deren Ergebnis die spektrale Strahldichte an der Position des Sensorkopfes darstellt, schließt sich die Integration über die spektrale Breite der einzelnen Pixel des CCD Detektors an. Um simulierte Spektrometersignale zu generieren, wurden diese Daten mit der mittels Intensitätskalibrierung erhaltenen Kalibrierfunktion zusammengeführt. Die Ergebnisse dieser Prozedur sind die in Abbildung 3.16 gezeigten zu erwartenden Messsignale des RESPECT Sensorsystems für die ausgewählten EXPERT Trajektorienpunkte.

Für alle simulierten Trajektorienpunkte lässt sich die Aussage treffen, dass die Emissionsspektren durch  $O_2$  und  $NO$  Molekülbanden dominiert sind, welche sich im Spektralbereich  $< 450$  nm zeigen. Die Simulation des Spektrums für Sensorkopf 1 des Trajektorienpunktes in 50 km Höhe enthält darüber hinaus Beiträge von  $N_2$  in Form ausgeprägter Molekülbanden im Spektralbereich zwischen 450 nm und 800 nm. Das Vorkommen starker atomarer Emissionslinien ist auf

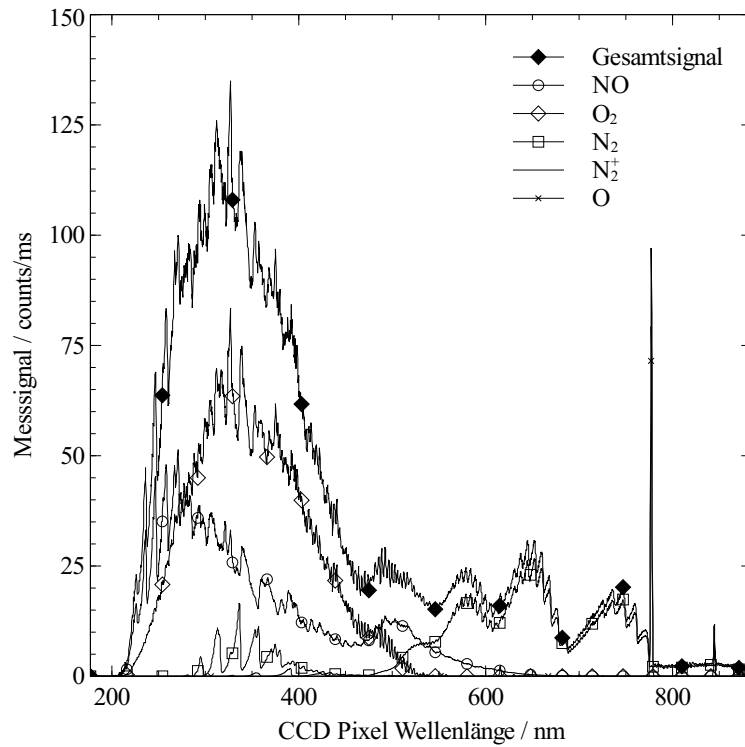




**Abb. 3.16** Simulierte Spektrometersignale für Sensorkopf 1 (links) und Sensorkopf 2 (rechts) [76]

das 777 nm Triplet des Sauerstoffs beschränkt, welches in den Simulationen für Sensorkopf 1 für 50 km und 70 km Höhe deutlich zu erkennen ist. Im Spektrum für 50 km Höhe sind zudem die Sauerstofflinien bei 844 nm sichtbar. Für den 50 km Trajektorienpunkt sind das zu erwartende Messsignal und die Einzelbeiträge der dominierenden Spezies in Abbildung 3.17 dargestellt.

Da die numerisch erzeugten Messsignale direkt auf der Kalibrierung des Sensorsystems aufbauen, das heißt, die Sensitivität des Gesamtsystems berücksichtigen, kann aus den Ergebnissen direkt auf den Höhenbereich, in dem Messungen möglich sind, geschlossen werden. In Abbildung 3.16 sind die zu erwartenden Messsignale pro Belichtungszeiteinheit dargestellt. Berücksichtigt man, dass bei Erreichen von 4096 counts, entsprechend 12 Bit, die Sättigung des Sensorsystems eintritt, kann aus den Simulationen ebenfalls auf die benötigten Belichtungszeiten geschlossen werden. Für den Messkanal mit Sensorkopf 1 kann für alle simulierten Trajektorienpunkte mit Ausnahme des 80 km Punktes davon ausgegangen werden, dass genügend Strahlung für ein messbares Spektrometersignal entsteht. Die mittels der Simulationen ermittelten Belichtungszeiten, um den zur Verfügung stehenden Dynamikbereich von 4096 counts abzüglich einer Sicherheitsreserve möglichst gut auszunutzen, variieren dabei von ungefähr 10 ms in 50 km Höhe bis 100 ms in 70 km Höhe. Für den zweiten Messkanal mit Sensorkopf 2 ergibt sich, dass nur im Trajektorienbereich mit maximalem Strahlungsfluss, welcher sich den Simulationen zufolge in 50 km Höhe befindet, Emissionen ausreichender Signalstärke auftreten, da die maximale Belichtungszeit aus systemtechnischen Gründen auf 242 ms begrenzt ist. Die im Vergleich zu Messkanal 1 geringe Signalstärke ist hauptsächlich durch die vorgegebene Position des Sensorkopfes weit stromabwärts des Staupunktes und dem dort nur schwach ausgeprägten Stoß begründet. Mit der Festlegung auf das ausgewählte Spektrometer und damit auch auf den darin verbauten Detektor, verbleibt als weitere maßgebliche Möglichkeit zur Beeinflussung der Signalstärke nur das in Kapitel 3.2.3 beschriebene Design der Sensorköpfe mit den darin enthaltenen Blenden. Für Sensorkopf 2 wurde, wie beschrieben, der größte systemseitig erlaubte Durchmesser für die Öffnung im Thermalschutzsystem gewählt, so dass an dieser Stelle keine weitere Steigerung der Sensitivität des Sensorsystems möglich ist. Somit muss für Messkanal 2 die Beschränkung auf den Höhenbereich um 50 km Höhe in Kauf genommen werden. Aus den vorhergesagten Spektrometersignalen für Sensorkopf 1 lässt sich dahingegen die Schlussfolge-

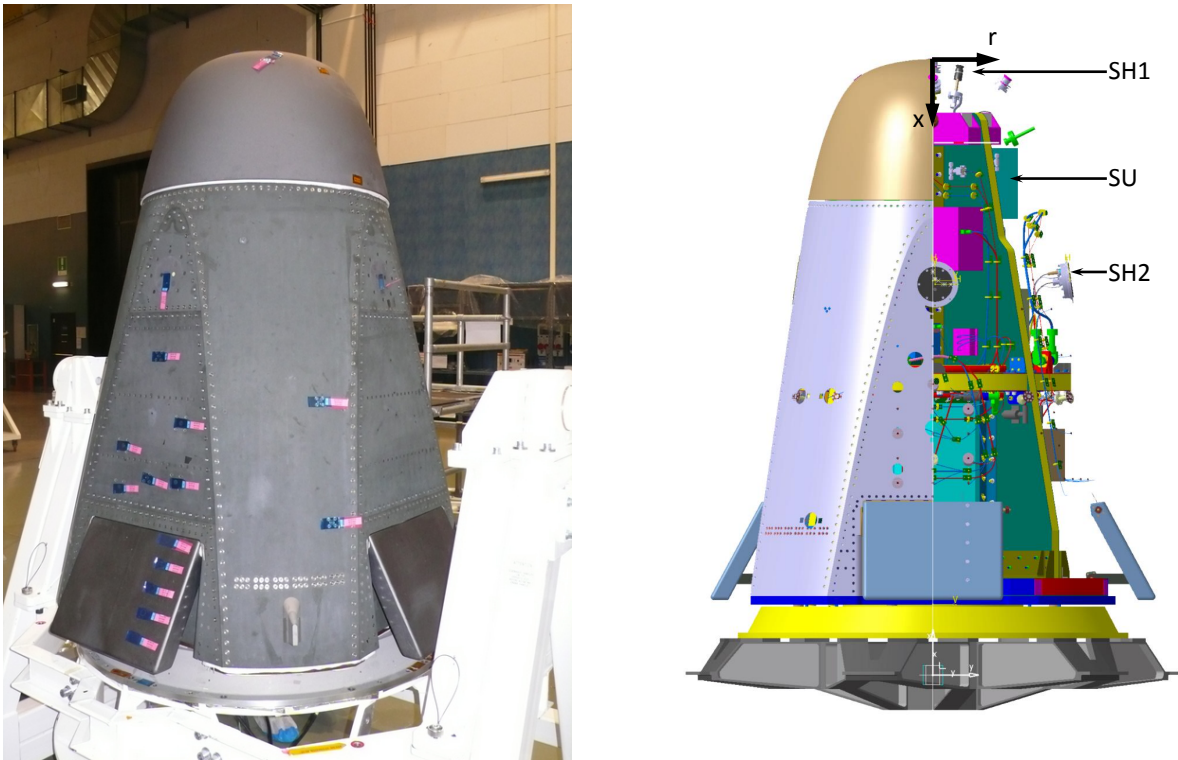


**Abb. 3.17** Zusammensetzung des Messsignals nach Beitrag der Spezies, SH1 50 km

zung ziehen, dass der Höhenbereich, in welchem Messungen möglich sind, nicht auf die von den Simulationen abgedeckten Trajektorienpunkte beschränkt ist. Insbesondere aufgrund der guten Signalstärke in 34 km Höhe kann davon ausgegangen werden, dass auch unterhalb dieser Grenze noch genügend Strahlung für ein deutliches Messsignal entsteht.

### 3.2.3. Aufbau des Sensorsystems

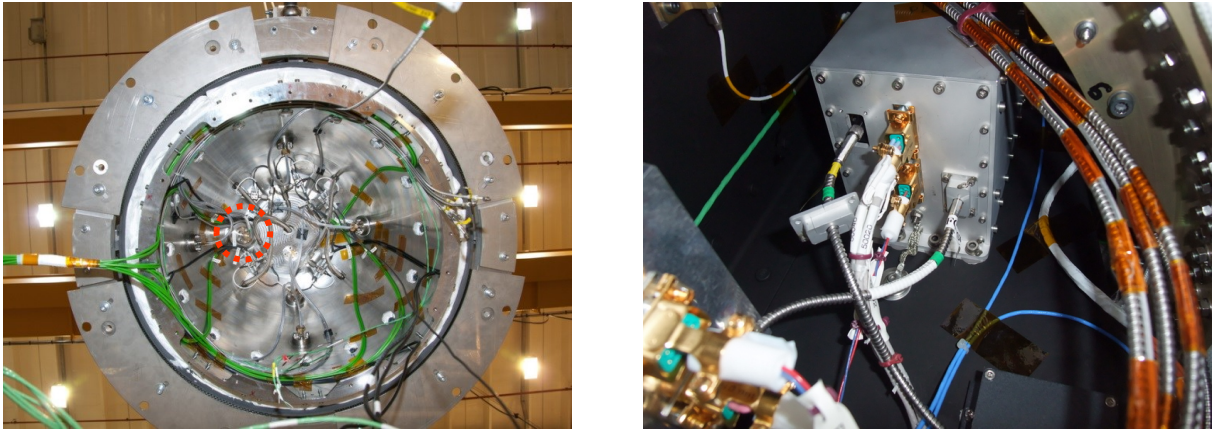
Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Sensorsystem RESPECT besteht aus mehreren Subsystemen, die unterschiedliche Funktionen erfüllen [76], [77], [78]. Neben der auf der Kaltstruktur der Kapsel montierten Elektronikeinheit sind zwei Sensorköpfe, welche über zwei Lichtwellenleiter an die Elektronikeinheit angebunden sind, Teil des Gesamtsystems. Die Sensorköpfe sind in zwei unterschiedlichen Bereichen der Kapsel positioniert und schaffen jeweils einen optischen Durchgang im Thermalschutzsystem. Beide Sensorköpfe koppeln die vom Plasma abgestrahlte elektromagnetische Strahlung mittels einer Linse in je einen Lichtwellenleiter ein. Dabei ermöglicht die Blendenkonfiguration der Sensorköpfe eine Anpassung des Messsystems an die zu erwartenden Strahlungsintensitäten. Die von den Sensorköpfen in die Lichtwellenleiter eingekoppelte Strahlung wird von diesen zur Elektronikeinheit transportiert, in welcher die Spektrometer zur Detektion der Strahlung untergebracht sind. Darüber hinaus enthält die Elektronikeinheit weitere zum Betrieb der Spektrometer erforderliche Komponenten und stellt Schnittstellen zu EXPERT für die Stromversorgung und die Kommunikation bereit. Eine detailliertere Beschreibung der einzelnen Subsysteme wird in den folgenden Unterkapiteln gegeben, welche von den in Anhang A dokumentierten Fertigungszeichnungen komplettiert wird.



**Abb. 3.18** EXPERT-Kapsel Flugmodell (links) und CAD-Modell (rechts, basierend auf [28])

Das Flugmodell der EXPERT-Kapsel und ein entsprechendes CAD-Modell, welches die Positionen der RESPECT Subsysteme zeigt, sind in Abbildung 3.18 dargestellt. Die Elektronikeinheit befindet sich im oberen Bereich des  $+Y+Z$  Panels der Kaltstruktur. Der erste der beiden Sensorköpfe ist in der Nasenkappe der EXPERT Kapsel positioniert. Mit dem vordersten Punkt der EXPERT-Kapsel als Referenzpunkt, wie in Abbildung 3.18 illustriert, befindet sich die Öffnung der optischen Durchföhrung in der äußeren Hölle des TPS bei einem Abstand von  $x = 19,9$  mm entlang der Fahrzeugachse. Die radiale Position beträgt  $r = 148,1$  mm. Der zweite RESPECT Sensorkopf ist im konischen Bereich der EXPERT-Kapsel auf einer der ebenen Seitenflächen bei  $x = 652,1$  mm und einer radialen Position von  $r = 391$  mm positioniert. Abbildung 3.19 zeigt sowohl ein Photo der Innenseite der Nasenkappe mit den installierten RESPECT und PYREX Sensorköpfen als auch ein Photo der in die Kapsel integrierten Elektronikeinheit (SU).

Das hier vorgestellte Flugexperiment RESPECT wurde von Beginn an im Hinblick auf die in Kapitel 3.1 beschriebene EXPERT Mission der ESA konzipiert. Grundsätzlich ist das System jedoch für den Einsatz auf verschiedenen Wiedereintrittsmissionen beziehungsweise zur Installation auf unterschiedlichen Wiedereintrittsfahrzeugen geeignet. Durch die umfangreiche Qualifikation der Instrumentierung in Verbindung mit dem durch das VOLNA Trägersystem bedingte anspruchsvolle Niveau der Qualifikationslasten bestehen für eine Portierung des hier beschriebenen Sensorsystems auf andere Wiedereintrittsplattformen gute Voraussetzungen. Insbesondere für die Elektronikeinheit inklusive der Spektrometer ist durch die Verwendung von Standardschnittstellen die Möglichkeit gegeben, diese in identischer Ausführung in weiteren Projekten zu verwenden. Im Gegensatz dazu ist die Ausführung der Sensorköpfe durch ihre - wie im Folgenden noch gezeigt wird - hochgradige Integration in das TPS, nur bedingt dazu geeignet, unverändert übernommen zu werden. Je nach Ausführung des Hitzschildes sind, wie



**Abb. 3.19** Innenansicht Nasenkappe mit SH1 (links, siehe Markierung) und Elektronikeinheit (rechts)

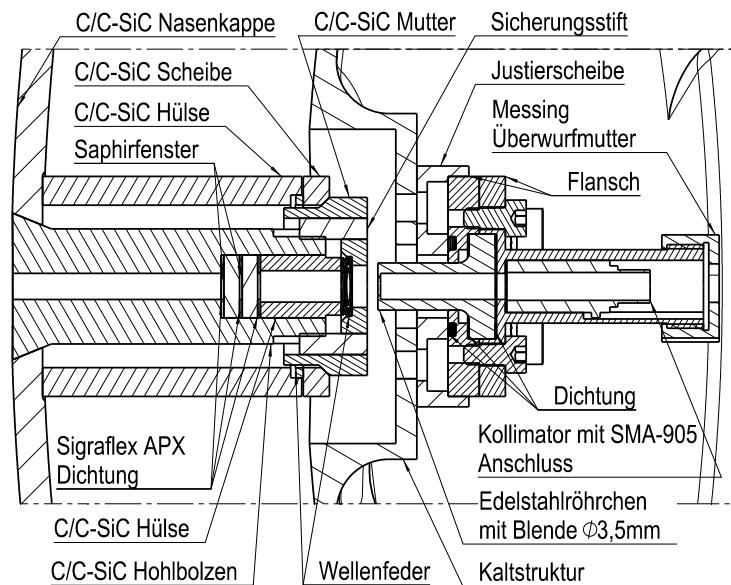
die Verwendung eines auf RESPECT basierenden Designs für die TPS Durchführung beim Flugexperiment COMPARE für SHEFEX II deutlich macht, aber auch in diesem Bereich nur moderate Änderungen nötig [110]. Darüber hinaus ist für die Verwendung des Sensorsystems in anderen Einsatzszenarien eine Überprüfung und eventuelle Anpassung an die verschiedenen in Kapitel 3.2.1 beschriebenen Auslegungskriterien erforderlich.

#### 3.2.3.1. Sensorkopf 1

Sowohl Sensorkopf 1 als auch Sensorkopf 2 wurden unter der Maßgabe entwickelt, zwei primäre Anforderungen zu erfüllen. Einerseits sollte die Erfassung und Einkopplung der vom Plasma ausgehenden Strahlung in die zu den Spektrometern führenden Lichtwellenleiter, unter Einbezug einer geeigneten Linsen-Blenden Kombination zur Abstimmung auf die erwartete maximale Strahlungsintensität, umgesetzt werden. Andererseits musste eine Gefährdung der EXPERT Kapsel durch eine zu starke Schwächung des Hitzeschutzes oder eindringendes Plasma vollständig ausgeschlossen werden. Abbildung 3.20 zeigt eine Schnittzeichnung des in die EXPERT Nasenkappe integrierten Sensorkopfes [77]. Die Außenabmessungen betragen circa 135 mm in der Länge und 42 mm im Durchmesser.

Der grundsätzliche Aufbau von Sensorkopf 1 zeigt eine Unterteilung in zwei Baugruppen, den Sensorkopf selbst und die optische Durchführung im TPS der EXPERT Nasenkappe. Diese Unterteilung ist zwingend notwendig, um Wärmeleitung vom heißen, keramischen TPS über den Sensorkopf zur Kaltstruktur der Kapsel zu vermeiden.

Der Sensorkopf besteht im Wesentlichen aus einem Flansch, welcher das Optiksysteem aufnimmt, und einem Edelstahlröhrchen zum Schutz des optischen Pfades. Als Optik kommt eine Quarzglaslinse mit einem Durchmesser von  $d = 5$  mm und einer Brennweite von  $f = 12,43$  mm bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 320$  nm zum Einsatz. Die Position der Linse in Bezug auf den Lichtwellenleiter ist so gewählt, dass die Mittelebene des Nachstoßgebietes scharf auf den Lichtwellenleiter abgebildet wird. Diese Konfiguration wurde gewählt, um vom Effekt der chromatischen Aberration zu profitieren, welcher bewusst eingesetzt wird, um das Signal im UV Bereich abzuschwächen [133]. Das Edelstahlröhrchen erfüllt zwei unterschiedliche Funktionen. Zum einem schützt es den optischen Pfad vor eindringenden Partikeln wie möglicherweise entstehendem



**Abb. 3.20** Schnittzeichnung Sensorkopf 1 [77]

Abrieb und Fasern des Isolationsmaterials. Zum anderen ist die Spitze des Röhrchens in Form einer Blende ausgeführt. Diese ist essentieller Bestandteil der optischen Auslegung in Bezug auf die Anpassung der Nutzlast an den im Verlauf der EXPERT Trajektorie erwarteten maximalen Strahlungsfluss. Für die Komponenten des Sensorkopfes besteht keine Notwendigkeit auf Hochtemperaturmaterialien zurückzugreifen, da diese auf die Kaltstruktur der Nasenkappe montiert werden, welche mit einer maximal zulässigen Temperatur von  $120^{\circ}\text{C}$  spezifiziert ist.

Die optische Durchführung durch das TPS kann als erweiterter, zweiter Teil des Sensorkopfes betrachtet werden. Numerische Simulationen zeigen für die Position der optischen Durchführung Temperaturniveaus des keramischen TPS von ungefähr  $1900^{\circ}\text{C}$  [114], welche im Falle des Eintretens aktiver Oxidation noch deutlich überschritten werden können [69]. Aus diesem Grund muss die Baugruppe der optischen Durchführung zwangsläufig ohne strukturelle Kopplung zum auf der Kaltstruktur montierten Sensorkopf gestaltet werden. Infolge der hohen thermischen Belastungen sind nahezu alle Komponenten der Baugruppe aus  $C/C - SiC$  gefertigt. Ausnahmen stellen lediglich die Saphirgläser, Wellenfedern, Graphitdichtungen und das Isolationsmaterial dar.

Die optische Durchführung im TPS wird durch einen Hohlbolzen realisiert, durch dessen Inneres der optische Pfad verläuft. Zur Abdichtung des Kapselinneren gegen die Anströmung, ist der Hohlbolzen an seinem inneren Ende durch Saphirfenster geschlossen. Saphir zeichnet sich für diese Anwendung durch einen hohen Transmissionsgrad im gesamten Messbereich der RESPECT Spektrometer sowie hohe thermische Belastbarkeit und mechanische Stabilität aus [116]. Dennoch sind aus Gründen der Redundanz zwei Fenster verbaut. Die Befestigung des Bolzens an der  $C/C - SiC$  Nasenkappe erfolgt durch eine Verschraubung mit einer Mutter, welche den mit einem Senkkopf ausgestatteten Bolzen in Position zieht und ebenfalls die beiden Saphirfenster fixiert. Die Kraftausübung ein und derselben Mutter auf zwei unabhängige Komponenten wird durch die beiden sich im Aufbau befindenden Wellenfedern ermöglicht. Des Weiteren kompensieren die Federn die Temperaturdehnung der Bauteile. Eine der Federn ist zwischen Mutter und TPS-Abstandshülse platziert, die andere zwischen Mutter und

Fenster-Abstandshülse. Durch den konischen Kopf wird die Bildung eines Lecks im TPS trotz Temperaturdehnung von Bolzen und  $C/C - SiC$  Nasenkappe verhindert. Die Dichtung an den Saphirfenstern ist durch flexible Sigralflex<sup>®</sup> Graphitfolie realisiert.

Obwohl das Prinzip zur Befestigung der Baugruppe an der  $C/C - SiC$  Nasenkappe vergleichsweise simpel ist, sind umfangreiche Simulationsrechnungen notwendig, um die Probleme, welche aus der Temperaturdehnung der Baugruppe in Verbindung mit dem sehr inelastischen Werkstoff  $C/C - SiC$  erwachsen, in den Griff zu bekommen. Konstruktion und thermo-mechanische Auslegung der optischen Durchführung wurden, wie für die gesamte EXPERT Nasenkappe, vom DLR Institut für Bauweisen und Konstruktionsforschung unter Berücksichtigung der Anforderungen des RESPECT Sensorsystems durchgeführt [114].

Einen weiteren potentiell kritischen Punkt der optischen Durchführung stellen die Saphirfenster dar. Obwohl die Fenster Temperaturen bis  $2000^{\circ}\text{C}$  ohne mechanische Schäden überstehen können, wurden sie von der Außenseite des TPS nach innen versetzt positioniert. Dadurch sollen die Fenster vor Beschädigung bzw. Erosion und damit einhergehender Trübung, verursacht durch potentiell vorhandene Partikel in der Anströmung, geschützt werden. Darüber hinaus bringt eine zurückgesetzte Position den Vorteil geringer Temperaturen mit sich, was eine Beeinträchtigung des Messsignals durch thermische Eigenstrahlung der Fenster unter die Messgrenze minimiert. Der Einfluss der thermischen Eigenstrahlung bei den weiterhin hohen Temperaturen von bis zu  $700^{\circ}\text{C}$ , wie sie an der zurückgesetzten Position zu erwarten sind, wurde in einem Plasmawindkanalversuch untersucht, und als vernachlässigbar eingestuft. Der Versuch ist in Kapitel 3.2.4.2 beschrieben.

Die umfangreiche Versuchskampagne, bestehend aus thermischen, mechanischen und funktionellen Tests, zur Qualifikation des Sensorkopfes ist in Kapitel 3.2.4 dokumentiert.

#### 3.2.3.2. Sensorkopf 2

Der zweite RESPECT Sensorkopf weist ein im Vergleich zu Sensorkopf 1 abgeändertes Design auf, da er sich nicht im keramischen Teil des EXPERT TPS befindet, sondern weiter stromabwärts im Bereich des metallischen TPS positioniert ist. Neben dem Aufbau des metallischen Hitzeschildes gibt die Platzierung im Verbund mit den Sensorköpfen des PHLUX Experiments Rahmenbedingungen für das Design vor [78], [119]. Die Gemeinsamkeiten zwischen den beiden Sensorköpfen sind jedoch dennoch deutlich. Der Aufbau von Sensorkopf 2 wird anhand der in Abbildung 3.21 dargestellten Schnittzeichnung im Folgenden erläutert [76].

Die im Bereich des metallischen TPS erwartete, vergleichsweise geringe thermische Belastung ermöglicht es, die Sensorköpfe in diesem Teil der EXPERT Kapsel direkt an der äußeren Heißstruktur zu befestigen und auf eine innere, parallel verlaufende Kaltstruktur zu verzichten. Dies spiegelt sich im Aufbau von Sensorkopf 2 wieder, welcher, wie in Abbildung 3.21 zu erkennen, keine Zweiteilung des Sensorkopfes in zwei mechanisch getrennte Baugruppen aufweist. Die primäre Befestigung des Sensorkopfes erfolgt am Gehäuse des PHLUX-RESPECT Sensorkopfverbundes, welches direkt mit der PM1000 Heißstruktur des metallischen TPS verbunden ist. An diesem Gehäuse sind, vergleichbar zu Sensorkopf 1, der Flansch zur Aufnahme des Optiksystems und das Metallröhrchen mit eingearbeiteter Blende montiert. Für die Optik des Sen-

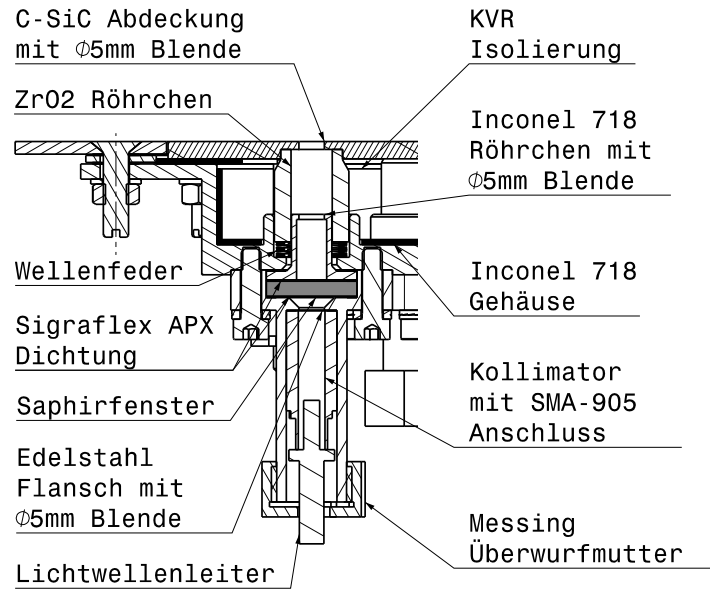


Abb. 3.21 Schnittzeichnung Sensorkopf 2 [76]

sorkopfes wurde die gleiche Linse wie für Sensorkopf 1 gewählt, jedoch wurde der Abstand zum Lichtwellenleiter verändert, um dem größeren Stoßabstand zur Fahrzeugoberfläche Rechnung zu tragen und wiederum die Mittelebene des Nachstoßgebietes scharf auf die Eingangsebene des Lichtwellenleiters abzubilden. Das Metallröhrchen schützt auch hier den optischen Pfad und ist am vorderen Ende mit einer integrierten Blende ausgestattet. Größere Unterschiede zum Design des Sensorkopfes 1 sind im vorderen Teil, der optischen Durchführung in der Heißstruktur, zu erkennen. Die Durchführung besteht im Wesentlichen aus einer Öffnung mit einem Durchmesser von 5 mm in der *C – SiC* Abdeckung des PHLUX-RESPECT Sensorkopfverbundes. Um ein Ausbreiten des durch die Öffnung eintretenden Plasmas im gesamten Gehäuse zu unterbinden, schirmt ein Röhrchen aus Zirkoniumdioxid ( $ZrO_2$  PSZ) den Innenraum des Gehäuses ab. Die Abdichtung zum Fahrzeuginneren erfolgt über ein ebenfalls von der Fahrzeugoberfläche zurückgesetztes Saphirfenster und Sigraflex<sup>®</sup> Dichtungen im Bereich der Gehäuserückwand. In der entgegengesetzten Richtung verhindert das Röhrchen ein Eindringen von potentiell entstehendem Abrieb der KVR Isolation ( $Al_2O_3$  Schaum) in den optischen Pfad des RESPECT Sensorkopfes. Die Wellenfeder aus hoch temperaturbeständigem A-286 Federstahl stellt sicher, dass das ( $ZrO_2$ ) Röhrchen immer fest in die Senkung in der *C – SiC* Abdeckung gepresst ist. Die KVR Isolation ist erforderlich, um ein Aufheizen der Gehäuserückseite durch Strahlung von der heißen *C – SiC* Abdeckung zu vermeiden. Durch die Verwendung des Materials Zirkoniumdioxid für das Röhrchen, welches in Kontakt mit der *C – SiC* Abdeckung steht, ist die Wärmeübertragung zur Rückseite des Gehäuses aufgrund des geringen Wärmeleitkoeffizienten [130] ebenfalls auf ein Minimum reduziert. Wie dem Schnitt in Abbildung 3.21 zu entnehmen ist, besteht keine starre transversale Verbindung zwischen der *C – SiC* Abdeckplatte und dem Gehäuse des Sensorkopfverbundes. Die *C – SiC* Schrauben, welche die Abdeckung gegen das Gehäuse verschrauben, übertragen die Kraft über ein Paket aus sechs Tellerfedern, die zur Kompensierung der Temperaturdehnung der Schrauben beim Erwärmen dienen. Dadurch wird gewährleistet, dass auch während des EXPERT Wiedereintritts, wenn die *C – SiC* Abdeckung Temperaturen von über  $1000^\circ\text{C}$  erfährt, ausreichend Anpressdruck vorhanden ist.



#### 3.2.3.3. Sensorelektronik & Software

Die Elektronikeinheit ist das zentrale Element des RESPECT Sensorsystems und enthält die den beiden Sensorköpfen zugeordneten *OceanOptics S2000* Spektrometer [100], welche die Kernkomponente des Messsystems darstellen. Bei den Spektrometern handelt es sich um miniaturisierte Gitterspektrometer in CZERNY-TURNER Konfiguration [102]. In der gewählten Ausführung sind die Spektrometer mit einem Gitter mit 600 Linien/mm ausgestattet und sind für die Detektion von Strahlung im Bereich  $200\text{ nm} < \lambda < 800\text{ nm}$  optimiert. Die Einkopplung der Strahlung erfolgt über einen SMA-905 Lichtwellenleiteranschluss, der mit einem  $10\text{ }\mu\text{m}$  Eingangsspalt versehen ist. Als Sensor dient ein linearer 2048 Pixel CCD vom Typ *Sony ILX 511*. Die Spektrometer zeichnen sich für den Einsatz im Rahmen der EXPERT Mission durch ihre geringe Größe von  $139\text{ mm} \times 99\text{ mm} \times 19\text{ mm}$ , verbunden mit einer Masse von nur 200 g aus [100]. Hinzu kommt ein sehr geringer Leistungsbedarf von nur 650 mW [100]. Die ebenfalls kommerziell erhältliche Ansteuerelektronik wurde nicht verwendet. Stattdessen wurde am IRS eine für den autonomen Betrieb der Nutzlast ausgelegte Elektronik entsprechend den Anforderungen zum Betrieb der beiden *OceanOptics S2000* Spektrometer von Grund auf neu entwickelt.

Neben der Ansteuerung der beiden Spektrometer dient die Sensorelektronik der Kommunikation mit der EXPERT Datenverarbeitungseinheit (OBDH), der internen Messdatenerfassung und Speicherung sowie der Aufbereitung der von der EXPERT PCDU (*Power Control and Distribution Unit*) bereit gestellten elektrischen Leistung entsprechend den Anforderungen der einzelnen Elektronikkomponenten. Die für diese Aufgaben benötigten Komponenten sind im Wesentlichen:

- 2 Spektrometer (*OceanOptics S2000*)
- 2 Single-board Computer mit *AT91RM9200* Kern (*taskit Portux920T*) mit angebundener Flash-Speicher (SD-Karten)
- 2 A/D Wandler
- 2 RS422 Schnittstellen (MAX3488EESA Empfängerwiderstand  $1\text{ k}\Omega$ )
- DC/DC Wandler
- Verkabelung

Wie aus der oben aufgeführten Liste der Elektronikkomponenten deutlich wird, wurde bei der Entwicklung der RESPECT Sensorelektronik versucht, soweit möglich, auf kommerziell verfügbare Standardkomponenten, sogenannte COTS Bauteile, zurückzugreifen. Dies trifft insbesondere auf die zentralen Komponenten Spektrometer und Single-board PC zur Steuerung des Sensorsystems zu. Die benötigte Peripherie, wie die Platine mit den Elektronikbaugruppen zur individuellen Stromversorgung der einzelnen Komponenten und die Platine mit den A/D-Wandlern und RS422 Schnittstellen, wurde auf Basis von COTS Bauteilen am IRS entworfen. Die Verwendung von COTS Bauteilen oder ganzen COTS Komponenten bringt den Vorteil eines geringeren Entwicklungsaufwandes in Verbindung mit deutlich niedrigeren Kosten mit sich. Die ausgewählten Bauteile wurden auf ihre Eignung zur Verwendung in der RESPECT Elektronik geprüft. Insbesondere an den *OceanOptics S2000* Spektrometern waren Modifikationen notwendig, um den zu erwartenden mechanischen Lasten zu widerstehen. Den größten



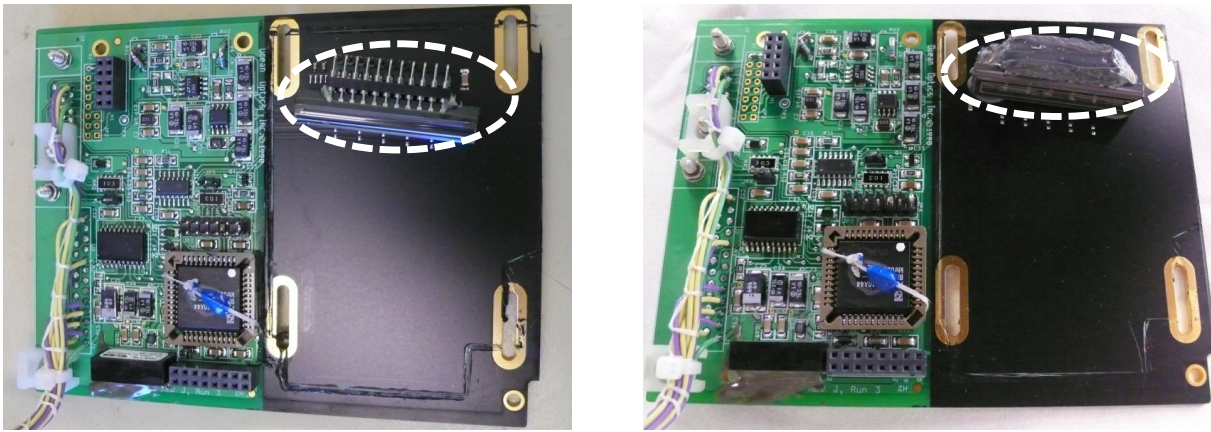
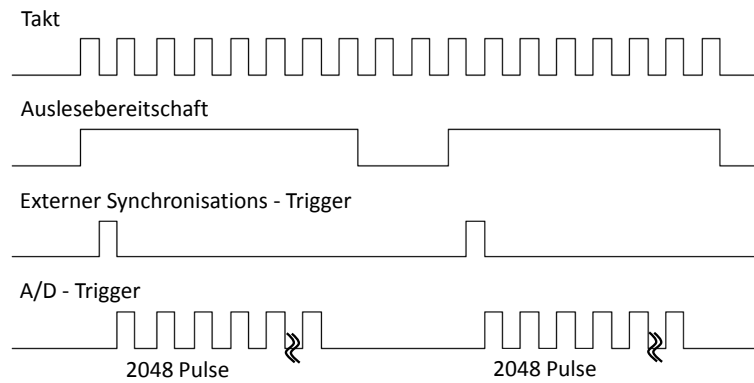


Abb. 3.22 CCD Befestigung *S2000* Spektrometer

Aufwand verursachte dabei die Verstärkung der CCD Halterung. In der originalen Form ist, wie in Abbildung 3.22 zu sehen, der CCD vom Typ *Sony ILX511* nur in eine entsprechende Halterung auf der Spektrometerplatine gesteckt. Durch die Ausführung dieser Halterung in Form verhältnismäßig langer, aus der Platine hervorstehender Beine, ist diese Form der Befestigung insbesondere in Verbindung mit dem Auftreten von Vibrationen für die Verwendung in einem Flugexperiment nicht geeignet. Das Problem konnte relativ einfach durch die Aussteifung des Sockels mit *3M™ Scotch-Weld™ 2216* Epoxid-Kleber behoben werden. Abbildung 3.22 (rechte Seite) zeigt eines der am IRS modifizierten Qualifikationsmodelle mit verstärktem CCD Sockel. Die Modifikation der Qualifikationsmodelle diente als Basis zur Erstellung einer Prozedur für die Verstärkung der Flugmodelle. Deren Modifikation wurde *OceanOptics*, dem Hersteller der Spektrometer, als Teil des Produktionsprozesses übertragen, so dass eine optimale Justierung des CCD zu den restlichen optischen Komponenten des Spektrometers, wie beispielsweise dem Dispersionsgitter, ermöglicht wurde. Außerdem wurden an den Spektrometereinheiten auch alle anderen nur durch Steckverbindungen gehaltene Bauteile zusätzlich gesichert, Jumper wurden durch gelötete Brücken ersetzt und hoch aufragende und somit durch Schwingungen gefährdete Elektronikkomponenten verklebt. Im Gegensatz dazu benötigten die *taskit Portux920T* Single-board Computer nahezu keine Modifikation. Die einzige Ausnahme stellten die auf der Platine angebrachten Einschübe für die SD-Karten dar. Hier wurden alle Schalter überbrückt und die Karten fest eingeklebt. Zusätzlich wurden alle Platinen mit einem Schutzüberzug auf Silikonbasis vom Typ *NuSil CV-1152* überzogen, um Ausgasen zu vermeiden.

Die oben aufgeführten Elektronikkomponenten bilden, wie in Abbildung 3.23 schematisch dargestellt, zwei nahezu komplett voneinander unabhängige Messkanäle. Lediglich die Komponenten der Stromversorgung sind nicht in zweifacher Ausführung vorhanden. Dadurch ist eine individuelle Inbetriebnahme der Messkanäle ausgeschlossen. Davon abgesehen ermöglicht die Architektur der Sensorelektronik einen vollkommen unabhängigen Messbetrieb der beiden Spektrometer, was eine individuelle Belichtungszeitregelung anhand der Signalstärke entlang der Trajektorie beinhaltet. Das Sensorsystem ist so gestaltet, dass, sobald die Elektroneinheit mit Strom versorgt wird, ein vollautomatischer Messbetrieb aufgenommen wird. Die zulässige Eingangsspannung ist mit  $28 \pm 5 \text{ V}$  spezifiziert und wird von den internen DC/DC-Konvertern entsprechend den Anforderungen der restlichen Bauteile für deren individuelle Versorgung aufbereitet. Nach einem Bootvorgang von maximal 30 s Dauer übernimmt auf beiden Kanälen ein





**Abb. 3.24** Hardwareprotokoll zur Steuerung der Spektrometer

Für den Grundbetrieb ist RESPECT nicht auf den Empfang von Softwarekommandos von der EXPERT OBDH angewiesen, da die Steuerung des Sensorsystems vollständig autark funktioniert. Im nominellen Betrieb versteht die Software jedoch drei verschiedene Kommandos, die von der OBDH zur Kommunikation über die RS422 Schnittstellen mit der RESPECT Elektronik verwendet werden können. Jeder der beiden Messkanäle kann dabei individuell angesprochen werden. Den gesendeten und empfangenen Daten liegt eine Struktur aus einem Startbit, 8 Datenbits und einem Stoppbit zugrunde, wobei bei der Übertragung keine Fehlerkontrolle auf Basis eines Paritätsbits erfolgt. Alle Daten werden hexadezimal kodiert übertragen, für „zwei-Byte“ Werte erfolgt die Übertragung des Low-Bytes zuerst. Die zur Verfügung stehenden Softwarekommandos sind in Tabelle 3.6 aufgelistet. Im Flug wird von diesen Befehlen nur das Kommando zum Senden eines Datenpaketes benötigt, das zur Abfrage von Messdaten mit einer nominellen Frequenz von 2,5 Hz vorgesehen ist. Aus Gründen der Datensicherheit werden auf dem Flash-Speicher enthaltene Daten nicht automatisch überschrieben, wenn die Kapazitätsgrenze des Speichers erreicht ist. Um das Sensorsystem funktionsfähig zu halten, steht in diesem Fall das *LMA* Kommando zur Verfügung, dass die vorhandenen Messdaten zum Überschreiben frei gibt. Das dritte Kommando dient dem Beenden des Steuerprogramms.

Empfängt die RESPECT Elektronik das *Request on Data* Kommando, sendet sie genau ein Datenpaket mit der in Tabelle 3.7 abgebildeten Struktur. Die darin enthaltenen Messdaten entsprechen dem zuletzt aufgenommenen Spektrum. Um Datenübertragungskapazität zu sparen, werden die mit 12 bit erfassten Messdaten der 2048 Spektrometerpixel durch die Aufteilung von zwei Werten auf drei Bytes komprimiert. Zusätzlich sind die Belichtungszeit des Spektrums, die

Softwarekommando	HEX Code	Beschreibung
Request on Data (R)	52	Anforderung eines Datensatzes
Last Memory Access (LMA)	4C 4D 41	Freigabe aller Messdaten zum Überschreiben
Program Termination Command	5A5A5A5A5A 5A5A5A5A5A5A	Beendigung Steuerprogramm

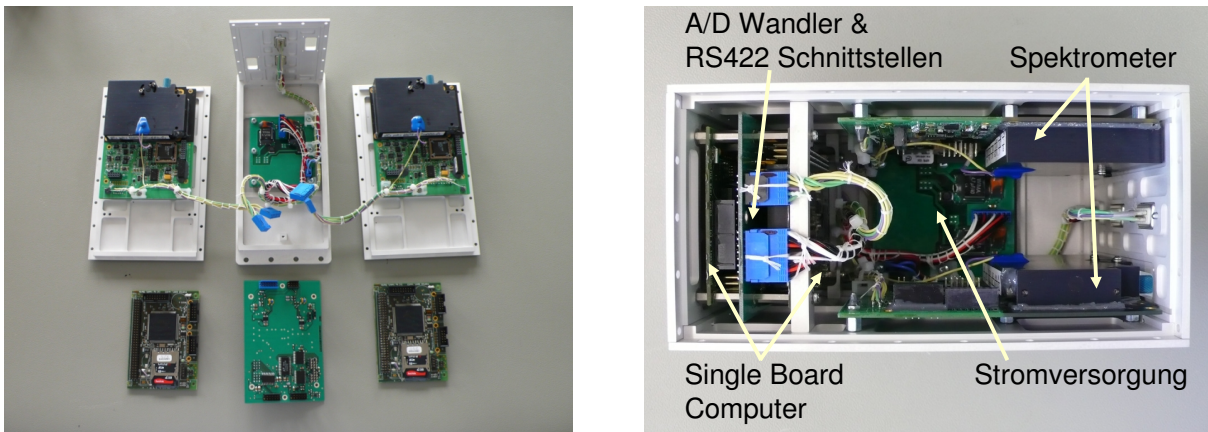
**Tabelle 3.6** RESPECT Softwarekommandos

Beschreibung	HEX Code	Größe [byte]
Startbyte	02	1
Messdaten	variabel	3072
Trennzeichen	00	1
Belichtungszeit	variabel	2
Systemzeit	variabel	2
Temperatur	variabel	2
Prüfsumme	variabel	1
Endbyte	03	1

**Tabelle 3.7** RESPECT Datenwort

Systemzeit und die Temperatur des Spektrometers im Datenpaket enthalten. Darüber hinaus wird eine Prüfsumme zur Fehlerdetektion übertragen.

Alle Elemente beider Messkanäle sind in einem Gehäuse untergebracht, welches auf dem +Y+Z Paneel der Kapsel-Kaltstruktur befestigt wird. Das im Rahmen dieser Arbeit entworfene Gehäuse weist die Abmaße von 198 mm x 100 mm x 130 mm auf, ist vollständig aus Luftfahrtaluminium gefertigt und zum Schutz vor Korrosion mit SurTec® 650 chromitAL® beschichtet. Der aus sechs Einzelteilen bestehende Gehäuseentwurf ist primär finanziell begründet, da die Herstellung einzelner Gehäusewände im Vergleich zu einem integral gefrästen Gehäuse deutliche Einsparpotentiale mit sich bringt. Von Vorteil ist die dadurch bedingte gute Zugänglichkeit, die eine Integration der Elektronikbaugruppen deutlich vereinfacht. Neben der mechanischen Stabilität, unter Berücksichtigung von Leichtbauansätzen, wurde bei der Konstruktion besonders auf die Eigenfrequenzen und die HF-Dichtheit des Gehäuses geachtet. Zur Gewichtsreduzierung wurden alle Gehäuseteile mit Taschen versehen, die zur Optimierung des Eigenfrequenzverhaltens asymmetrisch verteilt wurden. Die Anforderung, niedrige Eigenfrequenzen zu vermeiden, führt zwangsläufig zu einem sehr steifen Gehäuse, das die von der ebenfalls sehr steifen EXPERT Kaltstruktur eingeleiteten mechanischen Lasten nur wenig gedämpft an die Elektronikkomponenten überträgt. Aus diesem Grund wurden an den Befestigungspunkten zwischen Gehäuse und Platinen Nylonscheiben als Dämpferelemente verwendet. Die HF-Dichtheit, eine für die elektromagnetische Verträglichkeit spezifizierte Anforderung, wurde dadurch erreicht, dass am gesamten Gehäuse keine gerade nach innen durchlaufende Stoßfuge vorhanden ist. Zur frühzeitigen Absicherung der Konstruktion wurden FEM Simulationen der Elektronikeinheit zur Überprüfung der Festigkeit und der Eigenfrequenzen durchgeführt. Die thermalen Anforderungen bei der Entwicklung der Elektronikeinheit waren im Gegensatz zur Entwicklung der Sensorköpfe sehr gering. Betrachtet man den Aufbau der EXPERT Kapsel, so wird deutlich, dass Wärme vom Thermalschutzsystem nur an wenigen Stellen durch Wärmeleitung auf die Kaltstruktur und die sich darauf befindende RESPECT Elektronikeinheit übertragen werden kann. Zusätzlich ist der Strahlungswärmestrom zu berücksichtigen, der eine direkte Wärmeübertragung zwischen TPS und Kaltstruktur ermöglicht. Da jedoch die Innenseite des TPS mit Isolationsmaterial verkleidet ist, werden dort nur vergleichsweise niedrige Temperaturen und somit auch ein sehr niedriger Strahlungswärmefluss erreicht. Die maximalen Auslegungstemperaturen an der Position der RESPECT Elektronikeinheit sind mit 65 °C spezifiziert, so dass auf eine zusätzliche Isolierung der Elektronikkomponenten verzichtet werden



**Abb. 3.25** Flugmodell der RESPECT Elektronikeinheit

kann. Hinzu kommt, dass diese Temperaturen erst zu einem sehr späten Zeitpunkt des Missionsablaufs, erst nach Abschalten der Nutzlasten, erreicht werden. Die internen Wärmequellen der Elektronik sind auf die Verlustleistungen der einzelnen Komponenten zurückzuführen. Da die Gesamtleistung der RESPECT Sensorelektronik weniger als 3,5 W beträgt, kann auf ein aufwendiges Thermalkonzept verzichtet werden. Der überwiegende Anteil der Verlustleistung wird durch die DC/DC-Konverter der Stromversorgung verursacht, so dass auch an dieser Stelle mit der größten Wärmeentwicklung zu rechnen ist. Im Thermaldesign der Elektronikeinheit wird diese Verlustleistung kapazitiv aufgefangen, in dem die DC/DC-Konverter mit Kontakt zu einer aus Bodenplatte des Gehäuses und Kapselstruktur bestehenden Wärmesenke montiert sind.

Abbildung 3.25 zeigt das Flugmodell der RESPECT Elektronikeinheit während der Integration. Die nach außen geführten Schnittstellen beinhalten die zwei SMA-905 Anschlüsse der *S2000* Spektrometer für die optische Anbindung der Sensorköpfe durch Lichtwellenleiter, einen 9-poligen D-Sub. Stecker in weiblicher Ausführung für die beiden RS422 Schnittstellen und einen 9-poligen D-Sub. Stecker in männlicher Ausführung zum Anschluss an die EXPERT Stromversorgung sowie einen Erdungsanschluss.

### 3.2.4. Test, Qualifikations- und Abnahmeprüfung

Die Versuche, die während der Entwicklung des RESPECT Sensorsystems durchgeführt wurden, lassen sich im Wesentlichen in die folgenden vier Gruppen gliedern:

- entwicklungsbegleitende Tests
- Qualifikationstestkampagne
- Abnahmetestkampagne
- Systemtests des EXPERT Gesamtsystems

Die entwicklungsbegleitenden Tests stellen in dieser Gliederung die während der Entwurfsphase durchgeführten Versuche zur Absicherung des Nutzlastdesigns dar. Konkret wurden diese Tests zur frühzeitigen Verifikation besonders kritischer Elemente wie den optischen Durchführungen

im Thermalschutzsystem oder der Spektrometereinheiten verwendet. Die umfangreichsten Tests wurden im Rahmen der Qualifikationstestkampagne durchgeführt, welche aus

- Schwingungsprüfung und Schocktests,
- Thermal-Vakuumtest,
- Plasmawindkanaltests,
- EMV-Tests und
- Funktionstests

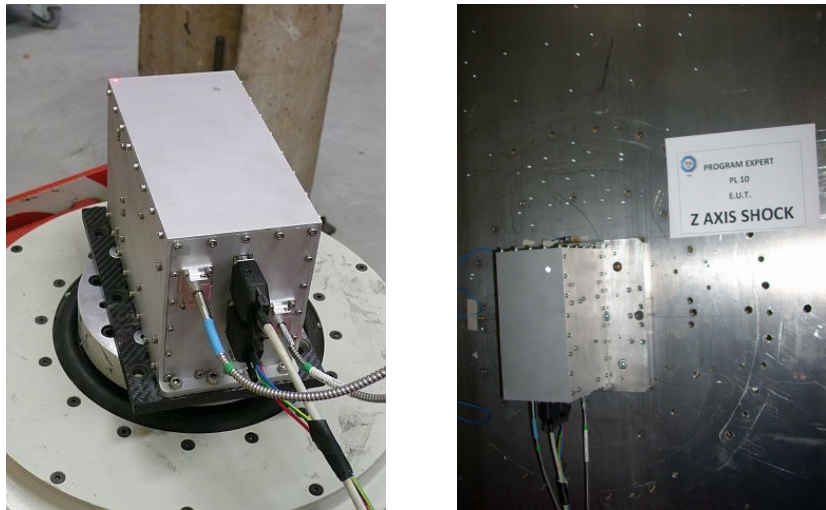
bestand. Ähnlich umfangreich gestaltete sich die Abnahmetestkampagne (Acceptance) des Flugmodells der Nutzlast. Im Vergleich zur Qualifikationstestkampagne wurde lediglich auf Schocktests und Plasmawindkanaltests verzichtet, um eine mögliche Vorschädigung des Flugmodells zu vermeiden. Aus diesem Grund werden standardmäßig auch die im Versuch aufgebrachten Lasten im Vergleich zu den jeweiligen Qualifikationslasten reduziert. Weitere umfangreiche Tests folgten im Rahmen der Systemtests der vollständig integrierten EXPERT Kapsel, wobei diese Tests jedoch nicht gezielt auf das RESPECT Sensorsystem ausgelegt waren. Eine detaillierte Beschreibung aller durchgeführten Tests des Flugexperiments ist aufgrund der Vielzahl der durchgeführten Versuche, insbesondere im Bereich EMV, nicht möglich. Eine Zusammenfassung der Tests erfolgt thematisch gruppiert in den folgenden Unterkapiteln. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den am IRS und den in Zusammenarbeit mit den beiden DLR Instituten für *Bauweisen- und Konstruktionsforschung* und *Aerodynamik und Strömungstechnik* selbst durchgeführten Versuchen. Weitere Tests, die als Auftragsarbeit in verschiedenen europäischen Einrichtungen stattgefunden haben, werden ebenfalls grob umrissen, um einen Gesamtüberblick über den Qualifikations- und Abnahmestatus der Flughardware zu geben.

#### 3.2.4.1. Schwingungs- und Schockprüfung

Die mechanischen Tests bestanden aus Schwingungs- und Schockprüfungen sowie aus der Bestimmung der Eigenfrequenzen von Elektronikeinheit und Sensorköpfen. Das Ziel der Tests ist es, die Widerstandsfähigkeit und Funktionsfähigkeit unter den im Flug zu erwartenden mechanischen Lasten zu verifizieren. Im Fall von EXPERT definieren im Wesentlichen die Lasten während des Starts und des Aufstiegs die zu testenden Lastniveaus. Signifikante Beiträge liefern dabei zufallsverteilte Schwingungen und akustische Lasten, welche vom Antriebssystem herrühren sowie starke, durch die Stufentrennungen des Trägersystems ausgelöste Stöße. Hinzu kommen hohe statische Lasten, welche aus der Verzögerung des Fahrzeugs während des Wiedereintritts resultieren. [13]

Außerdem hat die Struktur der EXPERT Kapsel einen sehr großen Einfluss auf die beim Test auf die Nutzlasten aufzubringenden Lasten, da die Struktur die Übertragungsfunktion der vom Trägersystem ausgehenden Kräfte auf die einzelnen Subsysteme bestimmt. Aus diesem Grund fallen die Lasten an verschiedenen Einbaupositionen der RESPECT Subsysteme unterschiedlich aus. Die Berechnung der Testlasten wurde durch TAS-I, dem unter anderem für die Kapselstruktur verantwortlichen Hauptauftragnehmer des EXPERT Projektes, vorgenommen. Die Definition der zu testenden Lasten sowie Anzahl und Umfang der durchzuführenden Tests





**Abb. 3.26** Elektronikeinheit montiert auf Schwingerreger (links) und auf SRS-Teststand (rechts)

wurde im Anschluss allen Projektpartnern zur Verfügung gestellt. [12]

Die Schwingungsprüfung und die Bestimmung der Eigenfrequenzen wurden in Zusammenarbeit mit dem Institut für Statik und Dynamik der Universität Stuttgart sowie der DTSquare GmbH ausgeführt. Als Teststand kam ein elektrodynamischer Shaker der 7 kN-Klasse zum Einsatz, welcher inklusive Testobjekt, im hier gewählten Beispiel die Elektronikeinheit, in Abbildung 3.26 gezeigt ist. Die durchgeführten Schwingungstests lassen sich anhand der Art der aufgebrachten Lasten in zwei Testreihen aufteilen. Zunächst wurden alle Subsysteme mit Lasten in Form harmonischer Schwingungen beaufschlagt (Sinus Vibration). Die für diese Art von Tests der RESPECT Nutzlast spezifizierten Frequenzbereiche und die zugehörigen Lasten sind in Tabelle 3.8 zusammengestellt. Die letztendlich durchgeführten Qualifikationstests waren jedoch auf den Frequenzbereich von 60 Hz bis 130 Hz beschränkt, da die weiteren spezifizierten Frequenzbereiche im Rahmen der Tests mit zufallsverteilten Schwingungen abgedeckt werden konnten [12]. Das verbleibende Frequenzspektrum wurde bei den Qualifikationstests mit einer Geschwindigkeit von 2 Oktaven/Minute durchlaufen. Für die Abnahmetests des Flugmodells wurde die Geschwindigkeit auf 4 Oktaven/Minute erhöht, um die Testzeit und damit auch die Belastung des Modells zu verringern. Die Lasten wurden jeweils in drei Achsrichtungen aufgebracht, indem das Testobjekt mit entsprechender Ausrichtung zur Bewegungsachse des Shakers montiert wurde. Für Belastung in Normalenrichtung ( $z$ ) zur Befestigungsebene (OOP) wurden alle Subsysteme mit ihrem mechanischen Interface nur über eine Adapterplatte direkt am Shakerinterface befestigt. Für Belastung in Richtung ( $x, y$ ) der Befestigungsebene (IP) wurde zusätzlich ein Winkel verwendet.

Die Tests mit zufallsverteilten Schwingungen wurden ebenfalls in diesen drei Achsrichtungen ausgeführt. Die Qualifikationstests wurden mit einer Testdauer von jeweils 366 s durchgeführt. Für die Abnahmetests des Flugmodells betrug die Testzeit pro Achsrichtung 183 s. Im Gegensatz zur Belastung mit harmonischen Schwingungen, werden beim Test mit zufallsverteilten Schwingungen die Lasten in Form eines Frequenzspektrums aufgetragen, bei dem alle spezifizierten Frequenzen quasi gleichzeitig auftreten. Die Lastspektren zum Test der RESPECT Subsysteme sind für Qualifikationsmodell und Flugmodell in Tabelle 3.9 zusammengefasst. Ebenfalls angegeben ist der quadratische Mittelwert als Effektivwert der jeweiligen Belastung.

Frequenz / Hz	Lasten Qualifikationsmodell / g						Lasten Flugmodell / g					
	IP			OOP			IP			OOP		
	SH1	SH2	SU	SH1	SH2	SU	SH1	SH2	SU	SH1	SH2	SU
5	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2	2	2	2	2	2
10	14,1	8,5	7,1	11,3	8,5	7,1	10	6	5	8	6	5
40	14,1	8,5	7,1	11,3	8,5	7,1	10	6	5	8	6	5
40	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
60	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
60	47,9	53,6	28,2	39,5	39,5	28,2	34	38	20	28	28	20
130	47,9	53,6	28,2	39,5	39,5	28,2	34	38	20	28	28	20
130	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
640	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
640	5,6	8,5	7,1	8,5	7,1	16,9	4	6	5	6	5	12
685	5,6	8,5	7,1	8,5	7,1	16,9	4	6	5	6	5	12

**Tabelle 3.8** Harmonische Schwingungslasten der EXPERT Nutzlast RESPECT [12]

Vor Beginn und nach Beendigung der Tests einer Achsrichtung, die jeweils aus harmonischer und anschließend zufallsverteilter Schwingungsbelastung bestanden, wurde eine Messung zur Bestimmung der Eigenfrequenzen des Testobjektes durchgeführt. Zusätzlich zu den während der Tests aufgezeichneten Spektren einer Kalibrierlampe, die in erster Linie eine Überwachung der Funktionsfähigkeit darstellen, geben die Eigenfrequenzen weitere Hinweise auf mögliche mechanische Beschädigungen des getesteten Subsystems. Da die Eigenfrequenzen stark von der Struktur des Systems abhängen, ist es offensichtlich, dass mechanische Beschädigungen, insbesondere an strukturelevanten oder stark massebehafteten Bauteilen, eine Veränderung der Eigenfrequenzcharakteristik hervorrufen können. Des Weiteren zählte die Bestimmung der Eigenfrequenzen, beziehungsweise die Bestätigung, dass alle Eigenfrequenzen oberhalb der spezifizierten Frequenz von 150 Hz liegen, zu den Kriterien einer erfolgreichen Qualifikation.

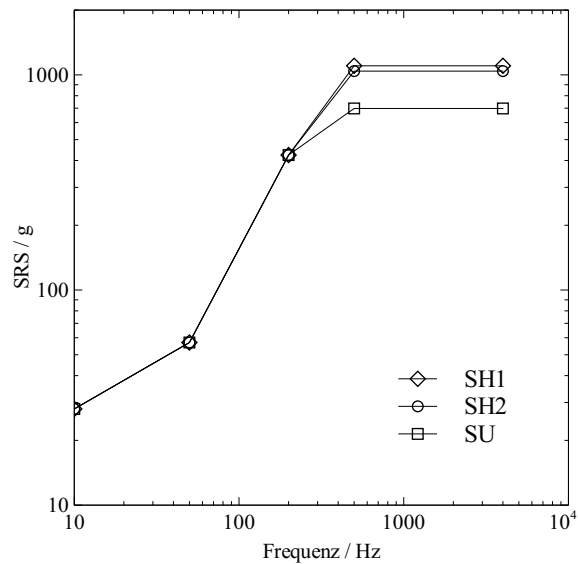
In allen Testreihen zur Schwingungsprüfung und zur Messung der Eigenfrequenzen bestand die Instrumentierung aus Beschleunigungsaufnehmern und einem Laservibrometer. Dabei wurden die Beschleunigungsaufnehmer zur Steuerung des Shakers verwendet und das Laservibrometer diente der Bestimmung der Antwortfunktion des Testobjektes.

Die mechanischen Tests wurden durch Schocktests in Form von zu erzeugenden Schock-Antwort-Spektren (SRS) komplettiert, welche für alle EXPERT Nutzlasten von TÜV Italia S.r.l. durchgeführt wurden. Der Teststand für sogenannte pyrotechnische Stöße bestand in diesem Fall aus einer frei hängenden Prallplatte, auf die das Testobjekt montiert wird. Die Schockbelastung wird durch Beschuss der Rückseite der Prallplatte mit einem Stahlzylinder, welcher durch eine Pressluftkanone beschleunigt wird, aufgebracht. Im Test sind die in Abbildung 3.27 dargestellten Schock-Antwort-Spektren möglichst genau zu reproduzieren. Die Antwort des Systems wird hierbei genau wie bei den Schwingungsprüfungen mit Beschleunigungsaufnehmern, welche an der Schnittstelle zwischen Testobjekt und Prallplatte angebracht wurden, bestimmt. Die Schocktests wurden in jeder Achsrichtung dreimal wiederholt, so dass insgesamt neun Stöße auf jedes Testobjekt aufgebracht wurden. Die Auswertung der Tests im Hinblick auf mögliche



Frequenz / Hz	Lasten Qualifikationsmodell ASD / g <sup>2</sup> /Hz						Lasten Flugmodell ASD / g <sup>2</sup> /Hz					
	IP			OOP			IP			OOP		
	SH1	SH2	SU	SH1	SH2	SU	SH1	SH2	SU	SH1	SH2	SU
20	0,002	0,002	0,004	0,002	0,002	0,002	0,001	0,001	0,002	0,001	0,001	0,001
45						0,1						0,05
55						0,1						0,05
75						0,01						0,005
120	2,8	1,8		2,6		0,01	1,4	0,9		1,3		0,005
130	.	.	0,6	.			.	.	0,3	.		
140	.	.	.	.	3,2		.	.	.	.	1,6	
150	.	1,8	.	2,6	.		.	0,9	.	1,3	.	
160	.		0,6	.			.		0,3	.		
190	.			0,4	.		.			0,2	.	
200	.	0,28		.	.	0,2	.	0,14		.	.	0,1
240	.	.	0,1	.	.	.	.	.	0,05	.	.	.
250	2,8	.	.	.	.	.	1,4	.	.	.	.	.
280		.	.	0,4	.	.		.	.	0,2	.	.
350		.	.	1,7	.	.		.	.	0,85	.	.
360	0,16	.	.	.	.	.	0,08	.	.	.	.	.
400	0,16	0,28	.	.	.	.	0,08	0,14	.	.	.	.
430			.	1,7	.	.			.	0,85	.	.
450			.		3,2	.			.		1,6	.
500		0,06	.			.		0,03	.			.
610		.	.	0,1		.		.	.	0,05		.
700		.	.	.	0,014	.		.	.	.	0,007	.
720		.	.	.	.	0,2		.	.	.	.	0,1
850		.	.	.	0,014			.	.	.	0,007	
870		.	.	.		0,8		.	.	.		0,4
900		.	.	0,1				.	.	0,05		
1000		.	0,1					.	0,05			
1050		.			0,6			.			0,3	
1100		.			.			.			.	
1200		0,06			0,6			0,03			0,3	
2000	0,002	0,002	0,002	0,008	0,02	0,0056	0,001	0,001	0,001	0,004	0,01	0,0028
<b>g<sub>RMS</sub></b>	<b>23,78</b>	<b>16,19</b>	<b>12,53</b>	<b>24,08</b>	<b>40,03</b>	<b>21,95</b>	<b>16,82</b>	<b>11,45</b>	<b>8,86</b>	<b>17,03</b>	<b>28,3</b>	<b>15,52</b>

Tabelle 3.9 Zufallsverteilte Schwingungslasten der EXPERT Nutzlast RESPECT [12]



**Abb. 3.27** Spezifizierte SRS Spektren für die EXPERT Nutzlast RESPECT [12]

Beschädigungen durch die Schocklasten erfolgte wie bei den Schwingungsprüfungen durch Bestimmung der Eigenfrequenzen vor Beginn und nach Beendigung aller Schocktests sowie durch testbegleitende Messungen einer Kalibrierlampe. Die Schocktests erfolgten nur im Rahmen der Qualifikation der Nutzlast und waren nicht Bestandteil der Abnahmetests.

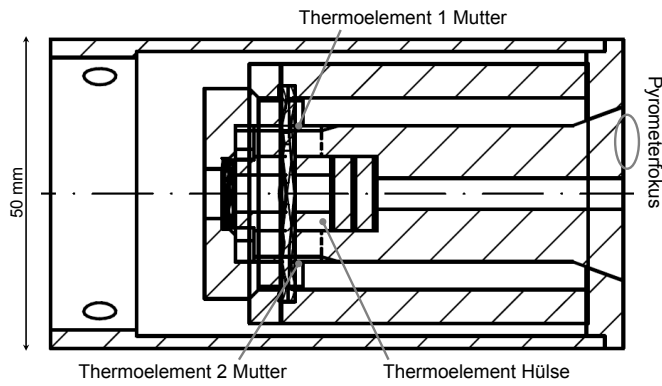
Eine umfangreiche Beschreibung der mechanischen Qualifikations- und Abnahmetests inklusive der Daten aller Messreihen ist in der Projektdokumentation enthalten [74], [82]. Alle Tests wurden erfolgreich bestanden, so dass das RESPECT Sensorsystem damit in dieser Hinsicht vollständig für die EXPERT Mission qualifiziert ist.

### 3.2.4.2. Plasmawindkanaltests

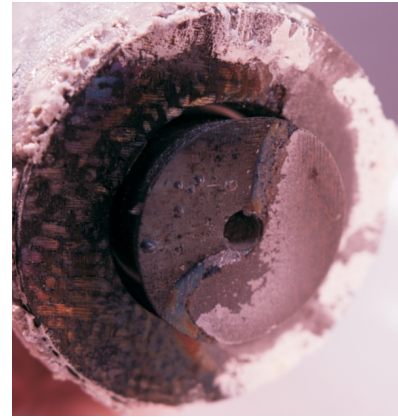
Während der Entwicklung des RESPECT Sensorsystems wurde eine Reihe von Plasmawindkanaltests zur Validierung der Sensorkopfkonstruktionen durchgeführt. Neben der thermalen Qualifikation der Sensorköpfe, bei der auch die Thematik der Abdichtung des Fahrzeugs gegen die Plasmaumgebung Berücksichtigung fand, dienten die Plasmawindkanaltests auch der Untersuchung einzelner Aspekte des Transmissionsverhaltens der Saphirfenster. Die folgenden Abschnitte vermitteln einen Überblick der durchgeführten Versuche. Die darin enthaltenen Informationen sind zu weiten Teilen in einer weiteren Publikation des Autors [77] und in einer Veröffentlichung STUBICARS [123] enthalten.

#### L3K-Tests Sensorkopf 1

Aufgrund der Positionierung in der Nähe des Staupunkts der EXPERT Kapsel stellt Sensorkopf 1 das thermisch am höchsten belastete Subsystem der Nutzlast RESPECT dar und wurde aus diesem Grund umfangreichen Plasmawindkanaltests unterzogen. Die Baugruppe der optischen Durchführung des Sensorkopfes (SH) wurde zunächst im Rahmen der von DLR BK verantworteten thermalen Qualifikationstests der kritischen Elemente der Nasenkappe im L3K Plasmawindkanal [39], [40] des DLR getestet [123]. Die Tests erfolgten ohne Einbezug der auf



**Abb. 3.28** Schnittdarstellung Sondenkopf L3K-Tests SH1 [77]



**Abb. 3.29** Spuren aktiver Oxidation am SH1-Modell [77]

der Kaltstruktur montierten Baugruppe des Sensorkopfes 1, da bei dieser Testkampagne die thermale Qualifikation des Hitzschildes im Vordergrund stand.

Für die Tests wurde die Baugruppe der optischen Durchführung, wie in Abbildung 3.28 gezeigt, in eine Plasmawindkanalsonde mit 50 mm Durchmesser integriert. Die Temperatur wurde während der Tests an vier verschiedenen Stellen gemessen. Im Inneren des Modells wurden Typ K Thermoelemente benutzt, um die Temperatur der zentralen  $C/C - SiC$  Mutter und der sich unmittelbar hinter den Saphirfenstern befindlichen Hülse zu bestimmen. Darüber hinaus konnte die Oberflächentemperatur an einer Position der Stirnseite sowohl mit einem 1-Farben Pyrometer als auch mit einem 2-Farben Pyrometer gemessen werden.

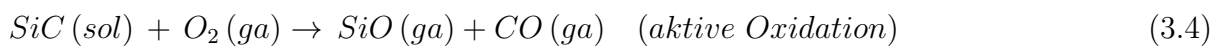
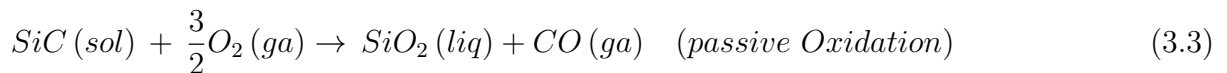
Zum Test der Baugruppe stand nur ein Modell zur Verfügung, das mit der hier beschriebenen Instrumentierung in zwei aufeinander folgenden Tests zum Einsatz kam. Ziel der Tests war, die Funktionsfähigkeit der Baugruppe unter den zu erwartenden Temperaturen zu demonstrieren. Neben der reinen Verifikation der eingesetzten Materialien wurden zudem die Funktionsfähigkeit der Federmechanismen bei hohen Temperaturen und die davon abhängende Abdichtwirkung gegen die Plasmaumgebung getestet. In beiden Tests wurde das Testobjekt für eine vordefinierte Zeit einem konstanten Wärmefluss ausgesetzt.

Während des ersten Testlaufs wurde die Sonde für 90 s dem Plasma ausgesetzt. Am Ende dieser Zeit wurde eine Maximaltemperatur von circa  $1450^{\circ}\text{C}$  auf der Oberfläche des Modells gemessen. Abbildung 3.30 zeigt die während des Tests gemessenen Temperaturverläufe. Es wird darauf hingewiesen, dass die Messkurven der Pyrometer nach Erreichen der Maximaltemperatur für ca. 15 s eine Temperatur von  $0^{\circ}\text{C}$  anzeigen, was durch die betriebsbedingte, zeitweise Positionsänderung der Sonde zum Ausschalten des Plasmagenerators bedingt ist. Angaben zur Wärmestromdichte der Versuchsbedingungen wurden vom DLR nicht zur Verfügung gestellt. Nimmt man jedoch die gegen Testende erreichte Temperatur von  $1450^{\circ}\text{C}$  als stationär an, kann für diesen Test unter Anwendung des STEFAN-BOLTZMANN Gesetzes eine Wärmestromdichte von  $0,42 \text{ MW/m}^2$  an der Sondenvorderseite zumindest abgeschätzt werden. Dieser Wert ist als absolute Untergrenze anzusehen, da bei diesem einfachen Ansatz die Wärmeleitung innerhalb der Sonde vernachlässigt wird. Im Inneren des Aufbaus stellten sich während der Testdauer von 90 s, wie anhand der Thermoelementdaten zu erkennen ist, keine stationären Temperaturniveaus ein. Die Maximaltemperaturen von ungefähr  $500^{\circ}\text{C}$  wurden erst circa 100 s nach Abschalten

des Plasmagenerators erreicht. Da alle Thermoelemente hinter den Saphirfenstern angebracht sind, kann geschlussfolgert werden, dass die Fenster höheren Temperaturen ausgesetzt waren. Im Test wurden somit die für die Saphirfenster in numerischen Simulationen vorhergesagten Temperaturen von 500°C [123] überschritten. Die Inspektion des Modells nach dem Versuch zeigte weder Beschädigungen an einem der Bauteile noch Hinweise auf eintretendes Plasma, so dass der Test als erfolgreich gewertet wird.

Für die äußeren  $C/C - SiC$  Bauteile konnten im ersten Test jedoch die numerisch für die Position des SH1 vorhergesagten Temperaturen von circa 2050°C [123] nicht erreicht werden, so dass ein weiterer Versuch mit einer höheren Wärmestromdichte durchgeführt wurde. Am Ende der Testdauer von 65 s wurde dabei an der Stirnseite der Sonde eine Temperatur von circa 1900°C mit den Pyrometern gemessen. Da, wie in Abbildung 3.31 zu sehen, während dieses Versuches keine stationären Temperaturen an der Sondenoberfläche erreicht wurden, konnte keine Abschätzung der Wärmestromdichte vorgenommen werden. Neben der kürzeren Testzeit sind die bis zum Ende des Tests stark steigenden Temperaturen durch das Einsetzen aktiver Oxidation begründet. Deutliche Anzeichen für aktive Oxidation liefern sowohl die Messdaten in Form eines durch stärker werdende Gradienten gekennzeichneten Temperatursprungs in den Pyrometerdaten gegen Ende der Testzeit, als auch das Testobjekt selbst in Form der in Abbildung 3.29 gezeigten charakteristischen Erosionsspuren auf circa 60% der Oberfläche der Stirnseite.

Unter aktiver Oxidation versteht man ein im Vergleich zur passiven Oxidation unterschiedlich verlaufendes Reaktionsschema an der Grenzfläche zwischen Testobjekt und Plasma, das durch die verstärkte Entstehung gasförmiger Reaktionsprodukte gekennzeichnet ist. Ausgehend vom für die Oberfläche der EXPERT Nasenkappe charakteristischen Material  $SiC$  und einem sauerstoffhaltigen Luftplasma sind passive und aktive Oxidation durch die Reaktionen



gekennzeichnet [54]. Die Beschränkung auf diese beiden charakteristischen Reaktionen stellt zwar eine starke Vereinfachung der chemischen Abläufe an der Oberfläche dar, erklärt aber dennoch, warum es bei aktiver Oxidation zu Erosionsvorgängen kommt [55]. Während bei passiver Oxidation neben  $CO$  ein flüssiger Überzug aus  $SiO_2$  (*Cristobalit*) entsteht, der das Material schützt, bilden sich bei aktiver Oxidation, einhergehend mit dem Abbau der  $SiO_2$ -Schicht, verstärkt gasförmige Produkte, die von der Strömung leicht mitgerissen werden. Der in Abbildung 3.32 dargestellte Druck-Temperaturbereich ist nach HEUER und LOU in die Zonen für aktive und passive Oxidation und den sich dazwischen befindlichen Übergangsbereich aufgeteilt [54]. Im Diagramm eingetragen sind darüber hinaus theoretisch ermittelte Werte einer EXPERT Trajektorie und die beiden Versuchsbedingungen der L3K Tests. Da die Bedingungen an der Sondenoberfläche für L3K Test 2 im Übergangsbereich zwischen aktiver und passiver Oxidation liegen, ist es plausibel, dass die in Abbildung 3.29 gezeigten Erosionsspuren von aktiver Oxidation herrühren. Das Eintreten aktiver Oxidation während des EXPERT Wiedereintritts, kann jedoch nicht direkt aus dem Test abgeleitet werden. Sauerstoffpartialdruck und

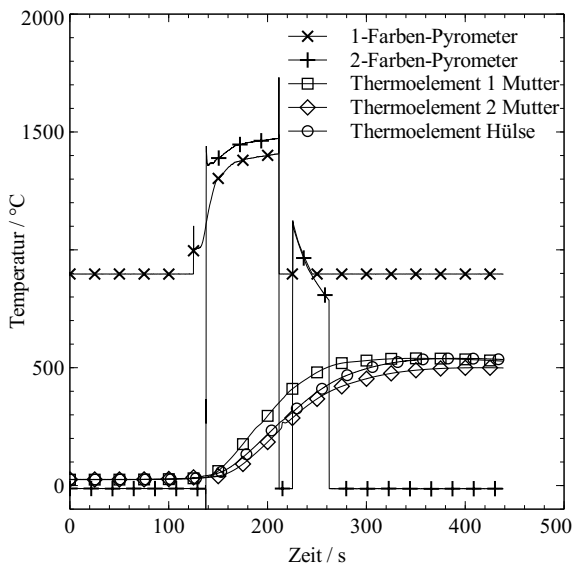


Abb. 3.30 L3K Test 1 SH1 [77]

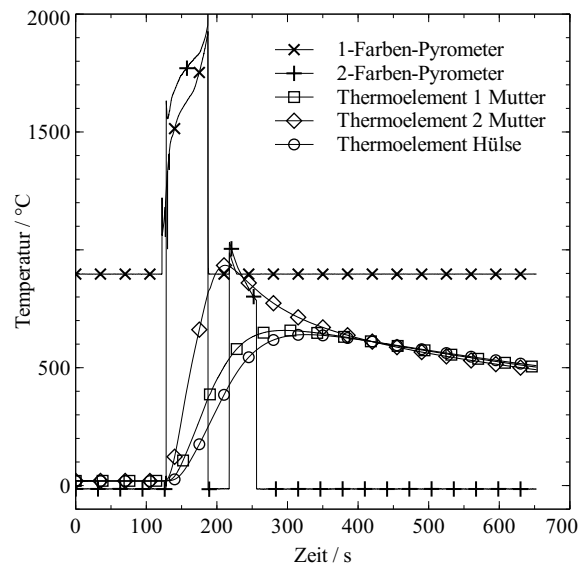
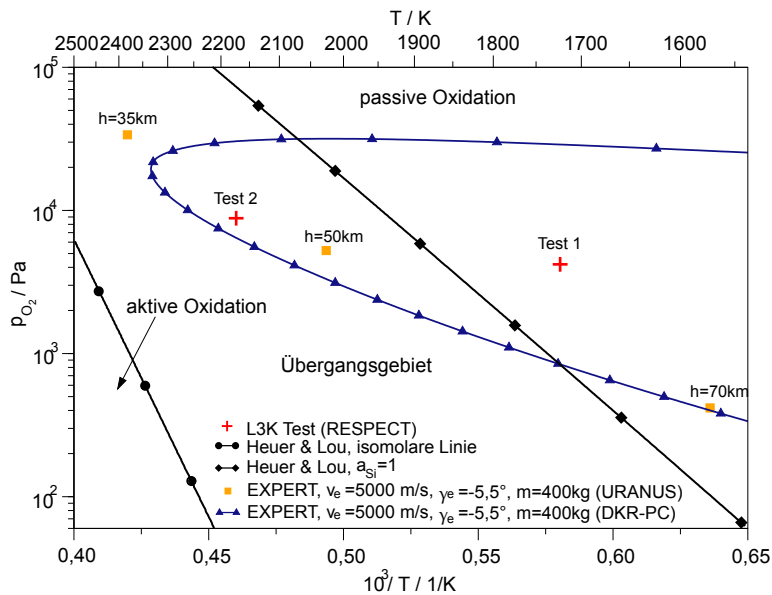


Abb. 3.31 L3K Test 2 SH1 [77], [123]

Oberflächentemperatur wurden zwar so nah wie möglich an Bedingungen entlang der Trajektorie angepasst, weitere entscheidende Einflussfaktoren waren jedoch nicht repräsentativ. So lässt sich anhand von Erosionsspuren und Beobachtungen während des Tests schließen, dass die aktive Oxidation an der äußeren Kante der Stirnfläche einsetzte und sich von dort aus nach innen ausbreitete. Das Einsetzen aktiver Oxidation an der scharfen Außenkante der Sonde ist nicht überraschend, wurde jedoch vom DLR, welches den Sondenaufbau bereitstellte, in Hinblick auf eine vereinfachte Herstellung in Kauf genommen. Hinweise, dass davon unabhängig aktive Oxidation am  $C/C - SiC$  Hohlbolzen ausgelöst wurde, ließen sich nicht finden. Da eine solche Kante, an welcher die aktive Oxidation im Test einsetzte, in der EXPERT Nasenkappe nicht vorhanden ist, wird davon ausgegangen, dass aktive Oxidation im Flug nur mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit zu erwarten ist. Diese Aussage ist im Einklang mit den Ergebnissen einer für das EXPERT Projekt gebildeten Expertengruppe, die gestützt durch theoretische Überlegungen und Simulationsrechnungen das Fazit zieht, dass die durch die optische Durchführung des RESPECT Sensorkopfes gegebene singuläre Störung im Hitzeschild nicht ausreicht, unter den Bedingungen des Wiedereintrittsfluges aktive Oxidation auszulösen [109].

Aus Sicht des Testziels, der thermalen Qualifikation des Sensorkopfdesigns, stellt Versuch 2 mit der einsetzenden aktiven Oxidation und der damit einhergehenden Erosion der Oberfläche ein Worst-Case Szenario dar, welches erfolgreich bestanden wurde. Im Test wurden an der Vorderseite die im Flug zu erwartenden Temperaturen erreicht. Im hinteren Bereich der optischen Durchführung wurden ebenfalls sehr hohe, über dem im Flug erwarteten Niveau befindliche, Temperaturen gemessen. Die im Vergleich zur Temperatur der Hülse und des ersten Thermoelements an der Mutter viel höheren Temperaturen von Thermoelement 2 sind auf eindringendes Plasma zurückzuführen. Aufgrund der Erosion an der Stirnseite der Sonde kam es während des Tests zur Bildung eines geringfügigen Lecks am Übergang zwischen Hohlbolzen und Frontabdeckung. Das dadurch in den Zwischenraum zwischen Hohlbolzen und äußerer Hülse eintretende Plasma wurde durch einen Spalt in der Isolierung kanalisiert in Richtung des Thermoelements geleitet, so dass in diesem Bereich lokal höhere Temperaturen auftraten. Im gesamten dem



**Abb. 3.32** Druck-Temperatur-Charakteristik des Aktiv-Passiv-Oxidationsverhalten (basierend auf [51])

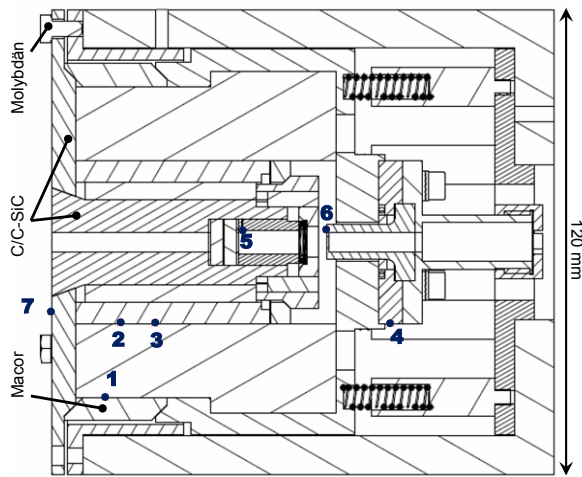
Plasma zugänglichen Bereich konnten Spuren passiver Oxidation in Form eines schimmernden Glasfilms festgestellt werden. Ein Eindringen des Plasmas bis in den Bereich hinter den Saphirfenstern, also bis ins Innere der Sonde, konnte nicht nachgewiesen werden, so dass die Dichtigkeit der Baugruppe der optischen Durchführung auch in diesem Test als gegeben betrachtet wird. Mit Ausnahme der Erosionsspuren auf der Vorderseite konnten nach dem Test an keinem der Bauelemente Schäden nachgewiesen werden.

### PWK1-Tests Sensorkopf 1

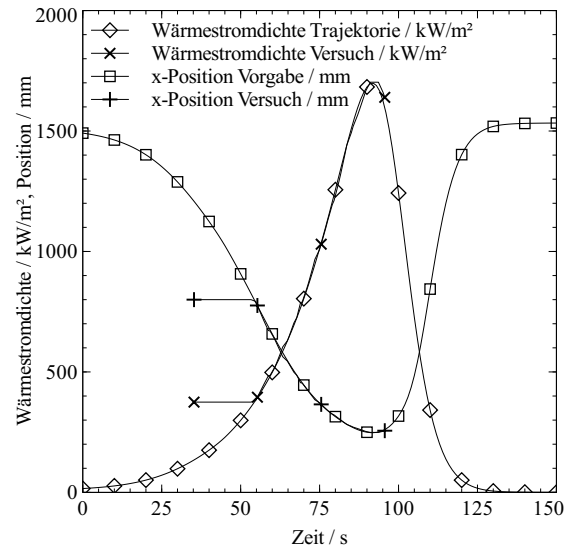
Ergänzend zu den Tests der optischen Durchführung im L3K Plasmawindkanal des DLR, wurde ein Versuch im IRS Plasmawindkanal PWK1/RD5 [9] durchgeführt. Im Gegensatz zu den vorangegangenen Tests wurde hierbei nicht nur die optische Durchführung, sondern der gesamte Sensorkopf 1 getestet. Dadurch ergab sich die Möglichkeit, neben der thermischen Qualifikation auch einen funktionalen Test, der aus einer emissionsspektroskopischen Messung des Plasmas unter Verwendung des Sensorkopfmodells und eines daran über Lichtwellenleiter angeschlossenen *S2000* Spektrometers bestand, durchzuführen.

Der für den Test entwickelte Sondenaufbau ist in Abbildung 3.33 dargestellt. Die thermale Trennung zwischen der Baugruppe der optischen Durchführung und der Baugruppe auf der Kaltstruktur wurde durch einen aus Macor bestehenden und somit durch geringe Wärmeleitfähigkeit charakterisierten Ring als Auflagefläche der *C/C-SiC* Frontscheibe realisiert. Im Aufbau wurde an den sieben in Abbildung 3.33 gezeigten Positionen die Temperatur gemessen, wobei mit Ausnahme des Pyrometers auf Position 7 Typ K Thermoelemente verwendet wurden. An das Modell des Sensorkopfes wurde über Lichtwellenleiter ein *OceanOptics S2000* Spektrometer angeschlossen, das sich während der Messungen vom Plasma abgeschirmt ebenfalls bei einem Druck von 495 Pa im Vakuumtank befand.

Ein weiterer Unterschied zu den im L3K Teststand durchgeführten Versuchen besteht im Profil der aufgetragenen Lasten. Während die L3K Tests darauf abzielten, mittels eines konstanten



**Abb. 3.33** Schnittzeichnung SH1 mit markierten Temperaturmessstellen, installiert in Sondenkopf für PWK1/RD5 Test [77]



**Abb. 3.34** Wärmestromdichteprofil PWK1 Test SH1 [77]

Wärmeflusses das Testobjekt auf eine bestimmte Temperatur zu erwärmen, wurde beim Test im PWK1 versucht, das Wärmestromprofil der EXPERT Trajektorie so gut wie möglich nachzubilden. Während einer Testzeit von 84 s sollte die Wärmestromdichte an der Vorderseite des Testobjekts durch Veränderung des Abstands zum Plasmagenerator zwischen minimal möglichen  $375 \text{ kW/m}^2$  und  $1,7 \text{ MW/m}^2$ , der zur Zeit des Tests maximal erwarteten Belastung entlang der EXPERT Trajektorie, variiert werden. Der Vorteil dieses Ansatzes besteht darin, dass sowohl die maximale als auch die integrale Wärmelast in ein und demselben Versuch getestet werden können. In Abbildung 3.34 sind die geplanten und im Test erreichten Wärmestromdichten und der zugehörige axiale Abstand zum Plasmagenerator über der Versuchszeit aufgetragen. Aus den Daten ist ersichtlich, dass der Versuch vorzeitig abgebrochen wurde. Der Grund dafür lag im Versagen einzelner Molybdänschrauben der Sondenkonstruktion, mit welchen die Baugruppe der optischen Durchführung am Sondenkörper befestigt wurde. Ein Versagen des eigentlichen Testobjektes war nicht gegeben. Der Abbruch fand 4 s nach Überschreiten der maximalen Wärmestromdichte statt. Zu diesem Zeitpunkt waren bereits 78 % der integralen Wärmelast auf das Testobjekt aufgebracht, so dass der Versuch dennoch als aussagekräftig gewertet werden kann. Eine Wiederholung des Versuchs war nicht möglich, da nur ein Modell des Aufbaus zur Verfügung stand. Eine Wiederverwendung war ausgeschlossen, da es durch aktive Oxidation zur Erosion der *SiC* Oberfläche an der Stirnseite des Aufbaus kam.

Wie in den Versuchen im L3K Plasmawindkanal konnte auch nach diesem Test kein Leck, welches ein Eindringen des Plasmas in den geschützten Bereich erlaubt hätte, festgestellt werden. In Verbindung mit den beiden Tests im L3K Plasmawindkanal lässt sich aussagen, dass der entwickelte Aufbau sowohl bei den zu erwartenden Maximaltemperaturen als auch unter Einwirkung des maximalen Wärmeflusses seine Funktion vollständig erfüllt. Da in diesem Test der gesamte Sensorkopf 1 des RESPECT Systems als Testobjekt in der Sonde integriert war, kann diese Aussage auf den gesamten Sensorkopf ausgeweitet werden. In thermaler Hinsicht hat sich bestätigt, dass die Temperaturniveaus der auf der Kaltstruktur montierten Sensorkopfbaugruppen

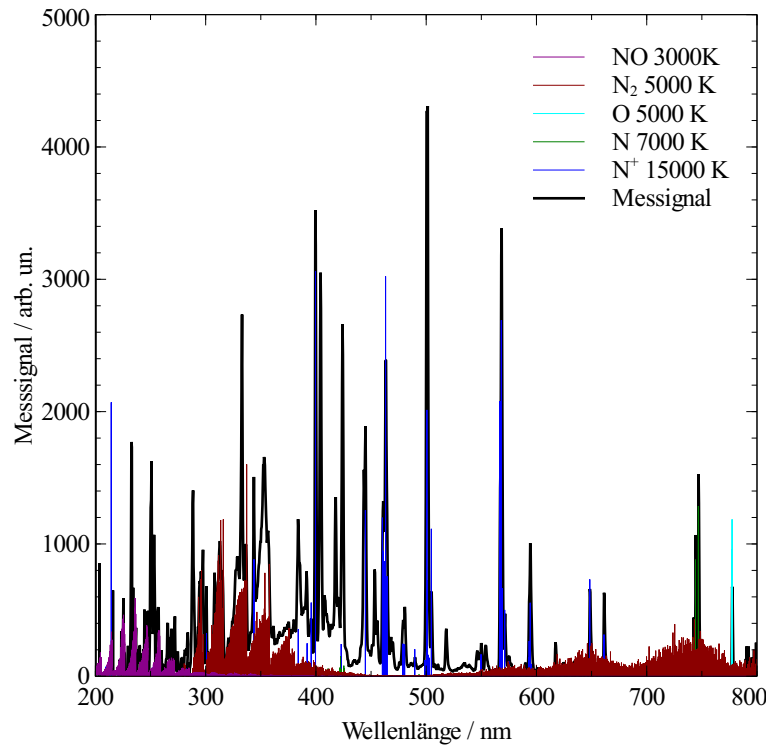


Abb. 3.35 PWK1 Emissionsspektrum, aufgenommen mit SH1 [77]

pe sehr niedrig und mit gemessenen  $100\text{ }^{\circ}\text{C}$  an der Vorderseite des Stahlröhrchens und  $50\text{ }^{\circ}\text{C}$  im Bereich der Flansche unkritisch sind. Zudem wurden die Maximaltemperaturen erst 100 s nach Abbruch des Tests erreicht. Übertragen auf den zeitlichen Ablauf des geplanten Wiedereintritts der EXPERT Kapsel bedeutet dies, dass deutliche Temperaturanstiege im Bereich der Lichtwellenleiter, dem am sensitivsten auf starke Temperaturerhöhungen reagierenden Bauteil, erst nach Beendigung der Messphase, d.h. nach Erfüllung aller primären Ziele, zu erwarten sind. Die Messung der Fronttemperatur blieb leider ergebnislos, da die Nachführung des Pyrometers bezüglich der sich während des Versuchs bewegten Sonde versagte. Neben der Aussage, dass der Sensorkopf in Bezug auf die thermischen Lasten ausreichend dimensioniert ist, konnte mit diesem Test auch die messtechnische Funktionsfähigkeit demonstriert werden. Abbildung 3.35 zeigt ein kurz vor Abbruch des Versuchs aufgenommenes Emissionsspektrum. Weder in der gezeigten Messung des Plasmas noch in den unmittelbar nach Abschalten des Plasmagenerators aufgenommenen Spektren sind signifikante Einflüsse von Kontinuumstrahlung zu finden. Damit konnte durch diesen Test auch verifiziert werden, dass Anordnung und Durchmesser der Blenden geeignet sind, Kontinuumstrahlung der heißen Hitzeschildoberfläche auszublenden. Das entwickelte Sensorkopfdesign ist somit für den Einsatz in keramischen Hitzeschilden grundsätzlich geeignet.

Neben dem Messsignal, das in diesem Test nur einer relativen Kalibrierung unterzogen werden konnte, sind zudem simulierte Spektren einzelner Plasmaspezies dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die stärksten Emissionslinien von  $N$  und  $N^+$  stammen, was der Ausrichtung der optischen Achse des Sensorkopfes zum Plasmagenerator hin geschuldet ist. Zusätzlich ist das  $777\text{ nm}$  Sauerstofftriplett gut zu erkennen. Des Weiteren konnte eine qualitative Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation für die Strahlung des molekularen Stickstoffs erzielt



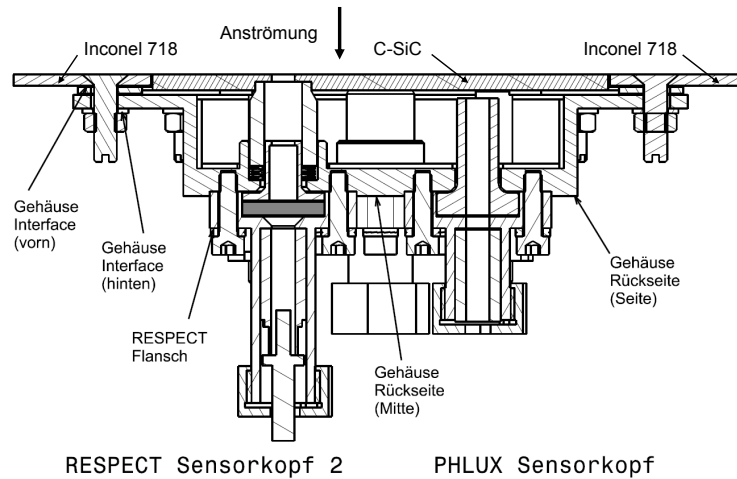


Abb. 3.36 Schnitt SH2 Testmodell mit beschrifteten Thermoelementpositionen

werden. Die Ähnlichkeit zwischen Messung und Simulation ist für  $NO$  ebenfalls offensichtlich. Für beide Spezies wird auf die teilweise spektrale Überlagerung der Emissionsbanden ( $NO$  mit  $N_2$   $2^{nd}$ . *positive* und  $N_2$  mit  $N_2^+$ ) hingewiesen, welche durch die Berücksichtigung ausgewählter Einzelspezies für die in Abbildung 3.35 gezeigte Gegenüberstellung mit den Messwerten keine Beachtung findet. Die hier gezeigten numerisch generierten Spektren sind Strahlungssimulationen bei einer bestimmten, im Diagramm angegebenen speziesabhängigen Gleichgewichtstemperatur, deren Intensität durch Skalieren an das gemessene Spektrum angepasst wurde. Temperatur- und Teilchendichteverlauf der einzelnen Spezies entlang der Sichtlinie sind unberücksichtigt, was neben den in der Simulation nicht betrachteten Spezies die unvollständige Nachbildung des Spektrums erklärt. Zur Demonstration der Funktionsfähigkeit des Sensorkopfes stellt dies allerdings keinen Nachteil dar. Deutlich detailliertere Simulationen gemessener Spektrometersignale, auf Basis von CFD-Simulationen eines Plasmastreifens, werden in Kapitel 4 beschrieben, welches sich der Nachstellung des Flugexperiments im Rahmen eines Plasmawindkanaltests widmet.

### PWK1-Tests Sensorkopf 2

Die thermale Qualifikation von Sensorkopf2 erfolgte ebenfalls im Rahmen eines Plasmawindkanaltests. Hierfür wurde der PWK1/RD7 des IRS gewählt, der durch seinen größeren Durchmesser der Düsenaustrittsebene den Test größerer Objekte ermöglicht [9]. Da der RESPECT Sensorkopf2 mit einem der beidem PHLUX Sensorköpfe einen integralen Verbund darstellt [78], [119], wurde die gesamte, in Abbildung 3.36 im Schnitt dargestellte, Baugruppe gemeinsam getestet. Für die Versuche wurde eigens eine Sonde von 160 mm Durchmesser angefertigt, die sowohl zur Charakterisierung des Plasmastrahls in Bezug auf Pitotdruck- und Wärmestromdichteverlauf als auch als Gehäuse für das Testmodell verwendet wurde.

Aufgrund der eher geringen im Flug zu erwartenden Wärmestromdichte von maximal  $391 \text{ kW/m}^2$ , die durch die Position weit stromabwärts des Staupunkts bedingt ist, konnte kein zeitlich veränderliches Wärmestromprofil wie bei Sensorkopf1 getestet werden. Stattdessen wurde die integrale Gesamtwärmelast der Flugtrajektorie in Form einer konstanten Wärmestromdichte von  $391 \text{ kW/m}^2$  aufgebracht.

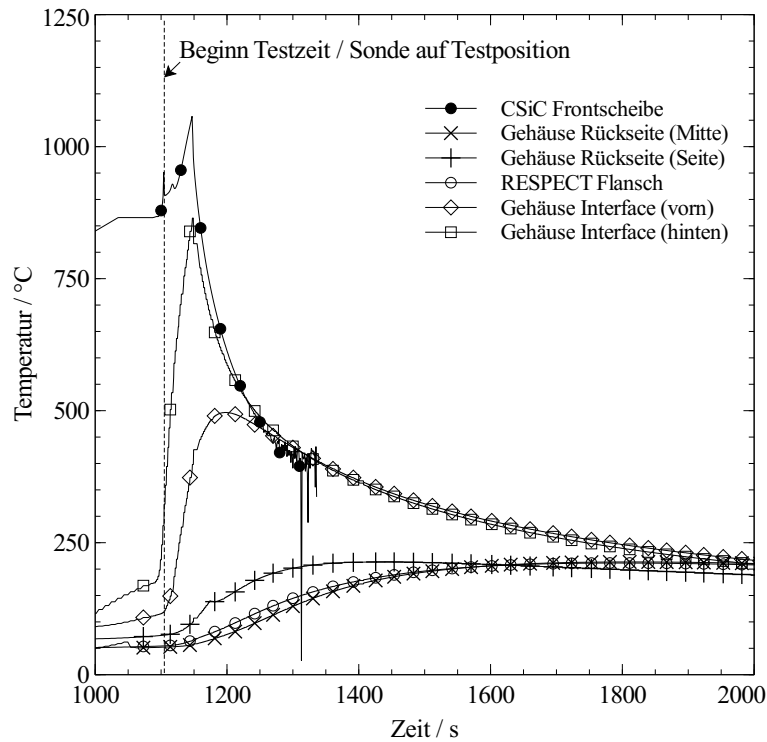


Abb. 3.37 Temperaturverlauf des SH2 Testmodells

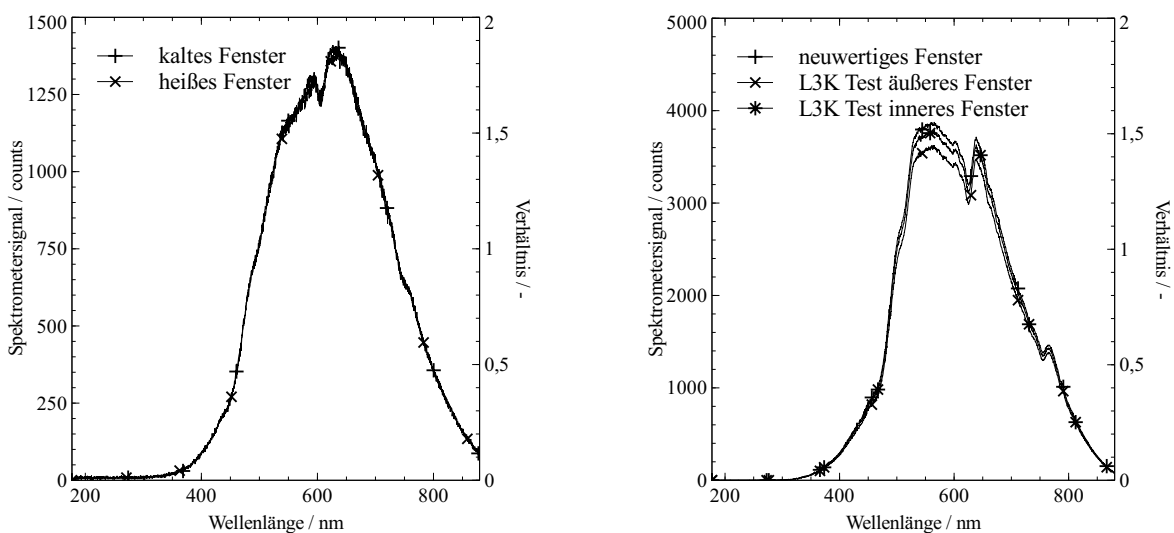
Das Testmodell wurde schwerpunktmäßig an den potentiell kritischen Punkten des Interfaces zur PM1000 Hülle der EXPERT Kapsel und auf der Gehäuserückseite im Bereich der Flansche mit den Optiksyste-men und Lichtwellenleiteranschlüssen instrumentiert. Während des Versuches wurde die Temperatur in der Mitte der Vorderseite durch ein Pyrometer gemessen. Im Inneren des Aufbaus kamen fünf Typ K Thermo-elemente zum Einsatz. Die Messpositionen der Thermo-elemente sind in Abbildung 3.36 markiert. Die damit aufgezeichneten Temperaturverläufe sind in Abbildung 3.37 dargestellt. Der Temperaturanstieg an allen Messpositionen, noch vor Beginn der Testzeit von 38,5s, ist durch die am Beginn des Versuchs notwendige Einstellphase des Plasmagenerators bedingt. Obwohl die Sonde während der Einstellphase außerhalb des Strahls positioniert wurde, konnte eine thermale Belastung nicht vollständig verhindert werden. Nachdem die Sonde zu Beginn der Testzeit auf Position gefahren wurde, steigt die Temperatur der  $C - SiC$  Frontscheibe sehr schnell auf  $1058\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Die Interfacetemperaturen steigen ebenfalls stark an, und erreichen vergleichbare Niveaus. In einer Wiederholung des Tests mit verlängerter Testzeit von 51s wurde die Temperatur an der Vorderseite des Interfaces pyrometrisch bestimmt, wobei Maximaltemperaturen von bis zu  $1200\text{ }^{\circ}\text{C}$  gemessen wurden. Obwohl damit die Belastungsgrenze von Inconel 718, welches aufgrund der großen Knappheit von PM1000 als Ersatzmaterial für den Versuchsaufbau Verwendung fand, erreicht wurde, zeigte die Inspektion des Testmodells keine Schäden. Auf der Gehäuserückseite wurden die Maximaltemperaturen erst mehrere Minuten nach Abschalten des Plasmagenerators erreicht. Das dabei erreichte Niveau von circa  $200\text{ }^{\circ}\text{C}$  ist ebenfalls unkritisch. Für den Flug kann zudem von niedrigeren Temperaturen ausgegangen werden, da neben der im Vakuum des PWK dominierenden Kühlung durch Abstrahlung eine konvektive Kühlung der heißen  $C - SiC$  Frontplatte zu erwarten ist. Die messtechnische Funktionsfähigkeit von Sensor-kopf2 wurde wie für Sensorkopf1 durch während der Tests durchgeführte Messungen mit

einem über einen Lichtwellenleiter angeschlossenen Spektrometer erfolgreich überprüft. Beide Sensorköpfe gelten somit für die thermalen Lasten des EXPERT Wiedereintritts als qualifiziert.

### Einfluss der Umgebungsbedingung auf Transmissionsgrad der Saphirfenster

Der Einfluss der im Flug zu erwartenden Umweltbedingungen auf das Transmissionsvermögen der Saphirfenster wurde ebenfalls anhand von Plasmawindkanalversuchen untersucht. Dabei wurden die Aspekte Transmissionsgradänderung und Eigenstrahlung aufgrund der hohen Temperaturen und die Möglichkeit der Kontamination der Fensteroberfläche betrachtet.

Für die Untersuchung des Temperatureinflusses wurde eine 50 mm Sonde, die für emissionspektroskopische Messungen entwickelt wurde [49], so modifiziert, dass ein Saphirfenster an der Stirnseite der Sonde in den optischen Pfad eingebracht werden kann. Im Gegensatz zum Aufbau des RESPECT Sensorkopfes befindet sich das Fenster hierbei in einer Fassung aus Wolfram nahezu eben in der Stirnseite der Sonde, so dass es gut durch den Plasmastrahl aufgeheizt werden kann. Der Versuch fand im IRS Plasmawindkanal PWK2/RB3 statt. Als Arbeitsgas wurde Argon verwendet, um eine Veränderung des Fensters durch chemische Reaktion auszuschließen. Die Temperatur der Wolframfassung wurde während des Versuchs pyrometrisch gemessen, so dass im Anschluss an den Versuch in Simulationsrechnungen die Temperatur des Fensters bestimmt werden konnte. Die so ermittelten Temperaturen ergaben ein Niveau von mindestens 700°C zum Zeitpunkt des Abschaltens des Plasmagenerators, was deutlich über der für den Flug vorhergesagten Maximaltemperatur von 500°C liegt. Die Sonde wurde für den Versuch so ausgerichtet, dass damit eine Kalibrierlampe außerhalb der Vakuumkammer beobachtet werden konnte. Das mit einem *S2000* Spektrometer aufgezeichnete Messsignal der Kalibrierlampe ist in Abbildung 3.38 wiedergegeben. Gezeigt ist ein mit kaltem Fenster aufgenommenes Referenzspektrum der Kalibrierlampe und ein bei einer Fenstertemperatur von circa 700°C gemessenes Spektrum, das unmittelbar nach Abschalten des Plasmagenerators aufgenommen wurde. Die beiden Spektren sind nahezu identisch, so dass geschlussfolgert wird, dass die im Flug zu erwartenden Temperaturniveaus für das Messsystem unkritisch sind. Die



**Abb. 3.38** Einfluss von Temperatur (links) und Kontamination (rechts) auf den Transmissionsgrad der Saphirfenster [77]

Abweichungen im untersuchten Spektralbereich, welcher aufgrund des sonst zu geringen Signal-Rausch-Verhältnisses auf größer 400 nm limitiert ist, liegen bei weniger als 3%.

Der mögliche Einfluss von Kontamination wurde anhand von Untersuchungen der im L3K Test 1 verwendeten Saphirfenster geprüft. Die Möglichkeit von Ablagerungen auf den Fenstern ergibt sich durch potentielle Ausgasprodukte, die bei Erwärmung des Sensorkopfes freigesetzt werden können und eventuell auf den Fenstern kondensieren. Zur Untersuchung der Fenster aus den Plasmawindkanalversuchen wurde ein Aufbau ähnlich wie zur Bestimmung des Temperatureinflusses gewählt. Mittels eines *S2000* Spektrometers wurde eine Kalibrierlampe beobachtet, wobei zunächst ein neuwertiges Saphirfenster im optischen Pfad platziert wurde. Im Anschluss wurde die Messung mit den beiden im PWK-Versuch eingesetzten Fenstern wiederholt. Die aufgezeichneten Spektren sind in Abbildung 3.38 dargestellt. Für das innere Fenster sind nur sehr geringe Transmissionsunterschiede festzustellen. Obwohl auch das äußere Fenster bei der visuellen Inspektion keine Auffälligkeiten zeigte, sind die Signalabweichungen hier, wenngleich immer noch verhältnismäßig gering, stärker ausgeprägt, so dass auf Basis dieser Daten eine Signalmindering bis in eine Größenordnung von 10% in Betracht gezogen werden muss. Als mögliche Quelle der Ablagerungen wurde das verwendete Isolationsmaterial identifiziert, das zum Teil organische Komponenten enthält. Daneben besteht aber weiterhin die Möglichkeit, dass die Ablagerungen nicht dem Testobjekt selbst entstammen, sondern auf den Plasmagenerator zurückzuführen sind. Da eine systematische Untersuchung der Ablagerungen und damit auch eine genaue Quantifizierung des sich daraus ergebenden Einflusses auf die Messung aufgrund fehlender weiterer Testobjekte nicht möglich war, wird eine sorgfältige Analyse der im Flug verwendeten Fenster im Rahmen der Nachkalibrierung des Sensorsystems vorgeschlagen.

#### 3.2.4.3. Thermal-Vakuumtest

Die Elektronikeinheit des RESPECT Sensorsystems wurde sowohl im Rahmen der Qualifikation als auch während der Abnahmetestkampagne einem Thermal-Vakuum-Test unterzogen. Das Ziel dieser Versuche ist es, die Elektronikkomponenten unter für den Wiedereintrittsflug repräsentativen thermalen Umweltbedingungen zu testen. Im Fall der RESPECT Elektronikeinheit besteht die thermale Belastung aus dem Wärmeeintrag ins Kapselinnere durch Wärmeleitung und Wärmestrahlung ausgehend vom Thermalschutzsystem und der im Betrieb in den einzelnen Elektronikbausteinen dissipierten Energie. Da Raumfahrtmissionen in der Regel einen Betrieb der Elektronik im Vakuum erfordern, entfällt zudem die Möglichkeit der Kühlung dieser Komponenten durch Konvektion. Ziel der Tests ist somit, die vollständige Funktionsfähigkeit der Elektronikeinheit unter diesen Bedingungen zu bestätigen. Des Weiteren dienen die Tests dazu, möglicherweise vorhandene Produktionsfehler aufzudecken, welche sich erst bei höheren Temperaturen zeigen.

Die Versuche erfolgten in der Thermal-Vakuumkammer des IRS. Der Teststand besteht im Wesentlichen aus einer Vakuumkammer von 1 m Durchmesser und 2 m Länge und einer sich darin befindlichen Kupferplatte auf welcher die Testobjekte montiert werden. Die Kupferplatte enthält ein Netz von Kanälen durch welches ein Öl als Kühl- oder Heizmedium fließt, so dass die Temperatur der Kupferplatte im Bereich zwischen  $-40^{\circ}\text{C}$  und  $+115^{\circ}\text{C}$  geregelt werden kann. Für die Position der RESPECT Elektronikeinheit innerhalb der EXPERT Kapsel wur-

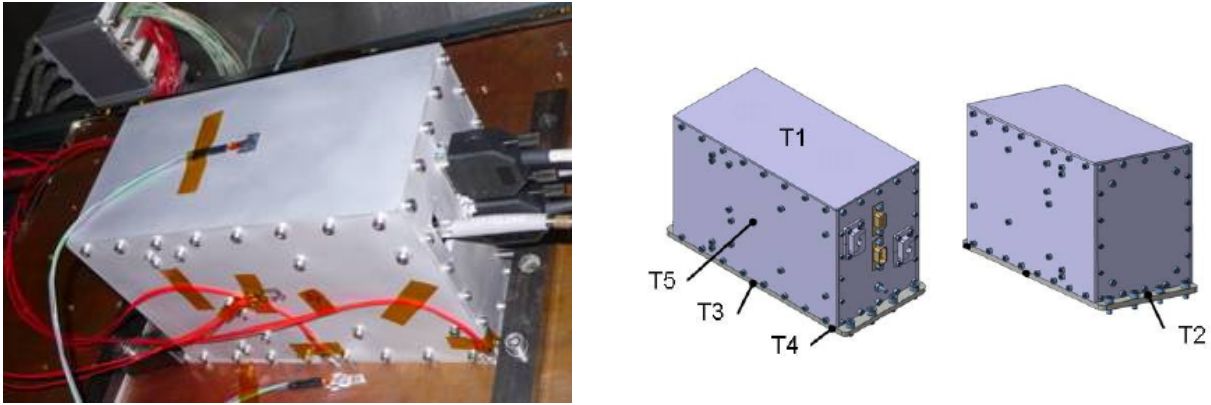


Abb. 3.39 Sensorpositionen für Thermal-Vakuumtest der Elektronikeinheit

den Interfacetemperaturen zwischen  $-5\text{ }^{\circ}\text{C}$  und  $65\text{ }^{\circ}\text{C}$  spezifiziert [112], welche im Rahmen der beiden Thermal-Vakuumtests nachgebildet wurden. Zudem wurde der Druck in der Vakuumkammer während des gesamten Tests mittels einer Vakuumpumpe unterhalb  $10\text{ Pa}$  gehalten. Zur Messung des Temperaturverlaufs während des Tests wurden Kupferplatte und Gehäuse der Elektronikeinheit an den in Abbildung 3.39 gezeigten Positionen mit sieben Widerstandsthermometern vom Typ PT100 und PT1000 instrumentiert. Zusätzlich wurde die Temperatur der beiden Spektrometer durch die in der Elektronikeinheit enthaltenen *National Semiconductor LM335* Präzisions-Temperatur Sensoren aufgezeichnet. Der Temperaturverlauf des Thermal-Vakuumtests des Flugmodells der Elektronikeinheit ist in Abbildung 3.40 dargestellt. Da keine zeitlichen Vorgaben oder anderweitige Spezifikationen für den Versuch vorlagen, wurde das Erreichen der Zieltemperaturen am Interface mit dem Erreichen dieser Temperaturen an den Messstellen T2 und T3 der Nutzlastseite gleichgesetzt. Dadurch wurde die Testzeit sehr deutlich über die im Flug zu erwartenden Zeitskalen verlängert, was einem Worst-Case Szenario für den Betrieb im Vakuum unter gleichzeitiger starker thermischer Belastung entspricht.

Abbildung 3.41 zeigt exemplarisch fünf Spektren des ersten Messkanals, die zu Beginn und Ende des Tests beziehungsweise während der spezifizierten Temperaturextrema aufgenommen wurden. Die mit Messkanal 2 aufgenommenen Daten zeigen ein identisches Verhalten. Für diese Versuche wurde ein der Intensitätskalibrierung ähnlicher Aufbau verwendet, welcher eine kontinuierliche Messung der Ulbrichtkugel während der Tests ermöglichte. Es ist gut zu erkennen, dass die Funktionsfähigkeit der Elektronikeinheit über den gesamten getesteten Temperaturbereich hinweg gegeben ist. Starke Temperaturänderungen bewirken eine Änderung der Sensitivität des Spektrometers, jedoch sind diese Änderungen, wie aus dem Vergleich der beiden bei  $20\text{ }^{\circ}\text{C}$  aufgenommenen Spektren deutlich wird, vollständig reversibel, so dass Temperaturänderungen keinen dauerhaften Einfluss auf das Spektrometersystem haben. Die Sensitivitätsänderung durch starke Abweichungen zur Referenztemperatur von circa  $20\text{ }^{\circ}\text{C}$  stellt insofern kein Problem dar, da größere Abweichungen zur Referenztemperatur während der Messphase des EXPERT Wiedereintritts noch nicht erwartet werden. Die getesteten Maximaltemperaturen am Interface der Elektronikeinheit von  $55\text{ }^{\circ}\text{C}$  und  $65\text{ }^{\circ}\text{C}$  werden frühestens während der Landephase respektive am Ende der Nach-Landephase erreicht [112]. Darüber hinaus sind die starken Temperaturänderungen der Spektrometer auf die im Vergleich zum Flug mehr als 10 mal längere Testzeit, die eine Entwicklung eines nahezu einheitlichen Temperatureniveaus der gesamten Elektronikeinheit ermöglichte, zurückzuführen. Sollte wider Erwarten während

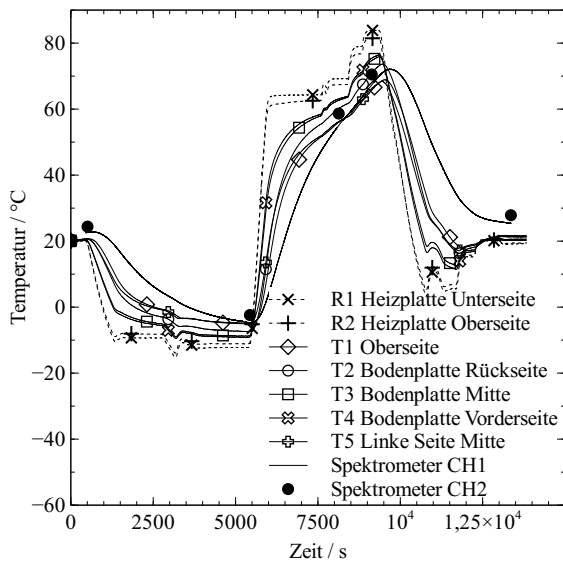


Abb. 3.40 Temperaturprofile der Elektronikeinheit (FM) während des Thermal-Vakuumtests

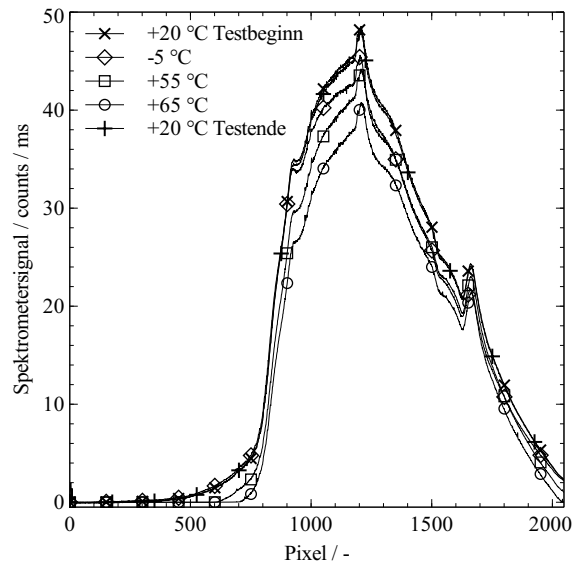


Abb. 3.41 Temperaturabhängigkeit des Spektrometersignals

der Messphase dennoch eine signifikante Temperaturänderung der Spektrometer eintreten, besteht die Möglichkeit, diesen Einfluss anhand der im Rahmen der Thermal-Vakuumtests bei verschiedenen Temperaturen aufgezeichneten Spektren der Kalibrierlampe oder vergleichbarer Daten aus einer gezielten Nach-Flug-Kalibrierung zu berücksichtigen. Zusammenfassend lässt sich schließen, dass die RESPECT Elektronik den Thermal-Vakuumtest erfolgreich bestanden hat.

#### 3.2.4.4. Elektromagnetische Verträglichkeit

Zur Untersuchung der elektromagnetischen Verträglichkeit der RESPECT Elektronikeinheit mit der EXPERT Umgebung wurde eine umfangreiche Testkampagne durchgeführt. Die Tests fanden in der *Maxwell* Testanlage [124] des ESA ESTEC Testzentrums statt. Neben diversen Widerstandsmessungen zur Bestimmung der Güte von Kontakten oder dem Grad der elektrischen Isolierung verschiedener Komponenten standen im Wesentlichen Untersuchungen zur elektromagnetischen Verträglichkeit (EMV) im Vordergrund. Die durchgeführten Tests lassen sich weitergehend in Messungen der leitungsgebundenen und abgestrahlten Emissionen beziehungsweise in Versuche zur Störanfälligkeit gegenüber diesen Umwelteinflüssen klassifizieren. Eine Übersicht der im Rahmen der Qualifikations- und Abnahmetestkampagnen durchgeführten Messungen ist in Tabelle 3.10 zusammengestellt. Während nahezu aller durchgeführten Tests befand sich die Elektronikeinheit im nominalen operationellen Modus. Bei den Untersuchungen zur Störempfindlichkeit wurde zudem eine Kalibrierlampe als Signalquelle für die Spektrometer zugeschaltet, so dass die Auswertung diesbezüglich auch über die Qualität der Messwerte erfolgen konnte. In keinem der Tests wurden Abweichungen zu den geforderten Spezifikationen oder eine Störempfindlichkeit gegenüber der EM-Umgebung der EXPERT Kapsel festgestellt, so dass auch in diesem Bereich eine erfolgreiche Qualifikation und Abnahme des Sensorsystems erreicht wurde. Eine detaillierte Beschreibung der Tests und Messergebnisse ist aufgrund der

---

**Widerstandsmessungen**


---

Kontaktmessung (elektrische Masseverbindung) Gehäuseteile und Anschlüsse  
 Widerstandsmessung Stromzuführung zu Erde

**Messung leitungsgebundener Emissionen**


---

Common Mode, Stromanschluss  
 Differential Mode, Stromanschluss positive Leitung  
 Differential Mode, Stromanschluss negative Leitung  
 Common Mode, Datenleitung  
 Einschaltstrom

**Störempfindlichkeit gegenüber leitungsgebundenen Störungen**


---

Differential Mode, Stromanschluss  
 Pulse Injection, positive/negative Impulsspitzen 10  $\mu$ s und 15 ms Dauer  
 Common Mode, Datenleitung  
 Common Mode, Stromanschluss

**Messung abgestrahlter Emissionen**


---

E-Feld vertikal polarisiert  
 E-Feld horizontal polarisiert  
 H-Feld, Spulenpositionen: Gehäuseecken vorn links/rechts hinten, Oberseite

**Störempfindlichkeit gegenüber abgestrahlten Störungen**


---

E-Feld 10 kHz bis 1 GHz, vertikal polarisiert, 4 V/m  
 E-Feld 30 MHz bis 1 GHz, horizontal polarisiert, 4 V/m  
 E-Feld Notches, vertikal polarisiert  
 E-Feld Notches, horizontal polarisiert  
 Gleichstrom H-Feld, Spulenpositionen: Gehäuseecke vorn links/rechts hinten, Oberseite  
 Wechselstrom H-Feld, Spulenpositionen: Gehäuseecke vorn links/rechts hinten, Oberseite

**Störempfindlichkeit gegenüber elektrostatischen Entladungen**


---

direkte Entladungen (nur Qualifikationsmodell)  
 indirekte (abgestrahlte) Entladungen (nur Qualifikationsmodell)

---

**Tabelle 3.10** Versuchsübersicht elektromagnetische Verträglichkeit

Vielzahl der Versuche an dieser Stelle nicht möglich. Die Testspezifikationen und Testergebnisse können jedoch in den dedizierten Dokumentationen der erfolgreichen Qualifikations- [79] [80] [94] und Abnahmetests [11] [72] [83] der Nutzlast nachgelesen werden.

### 3.2.4.5. Funktionale Qualifikation

Die funktionale Qualifikation umfasst alle Merkmale beziehungsweise Eigenschaften des Sensorsystems, die zur vollständigen Erfüllung der Spezifikationen und Zielvorgaben des Messsystems

---

**Spezifikationen**

---

Bootzeit  
Datenwortgröße und Struktur  
Abfragefrequenz für Datenwortabfrage  
Belichtungszeitgrenzen  
maximale Messfrequenz  
Spannungspegel RS422 Schnittstelle  
Leistungsaufnahme

**Softwarefunktionen**

---

Verhalten bei Empfang spezifizierter Softwarekommandos  
Verhalten bei Empfang von Softwarekommandosequenzen  
Verhalten bei Empfang zufällig generierter Signale  
Belichtungszeitregelung

---

**Tabelle 3.11** Versuchsübersicht funktionale Qualifikation

erforderlich sind. Da die gewünschte Funktionsweise der Sensorköpfe im Rahmen der thermalen Qualifikation verifiziert werden konnte, zielten die weiteren Tests zur funktionalen Qualifikation ausschließlich auf die Elektronikeinheit und die Software des Sensorsystems ab. Da die Hardware der Elektronikeinheit während der EMV Testkampagnen bereits gezielt getestet wurde, richteten sich die durchgeführten Versuche schwerpunktmäßig an die Software des Systems. Die Funktionsfähigkeit der Hardware wurde in Bezug auf ihre Leistungsfähigkeit getestet. Eine Übersicht der Versuche im Rahmen der funktionalen Qualifikation ist in Tabelle 3.11 zusammengestellt. Eine genaue Beschreibung der Versuche kann den Testreports zur funktionalen Qualifikation [81] beziehungsweise Abnahmeprüfung [73] entnommen werden.

In Kapitel 4 ist zudem die erfolgreiche Demonstration der grundlegenden Funktionsprinzipien dieses Flugexperiments im Rahmen von Plasmawindkanalversuchen dokumentiert.

### 3.2.5. Konzeptvorschlag für die Nachfluganalyse

Ein möglicher Ablauf der Nachfluganalyse des RESPECT Flugexperimentes ist schematisch in Abbildung 3.42 dargestellt [75]. Als erster Schritt ist, falls möglich, eine Inspektion des Sensorsystems nach dem Flug vorzunehmen. Schwerpunktmäßig ist das Sensorsystem auf Beschädigungen oder Veränderungen, welche die Messungen beeinflusst haben könnten, zu untersuchen. Hierbei ist insbesondere die Untersuchung der Saphirfenster auf mögliche Ablagerungen zu nennen. Eine Nachkalibrierung des Systems ist ebenfalls empfohlen. Die Kalibrierung des gesamten Systems, wie in Anhang C beschrieben, stellt dabei die bestmögliche Variante dar, da dadurch alle Subsysteme in den Kalibrierprozess eingebunden werden können. Sollten einzelne Teile des Systems beschädigt beziehungsweise funktionsuntüchtig sein, kann alternativ eine Kalibrierung der einzelnen Subsysteme oder einzelner Bauteile vorgenommen werden, so dass mögliche Veränderungen im spektralen Verlauf des Transmissionsgrades erkannt und während der Auswertung berücksichtigt werden können.



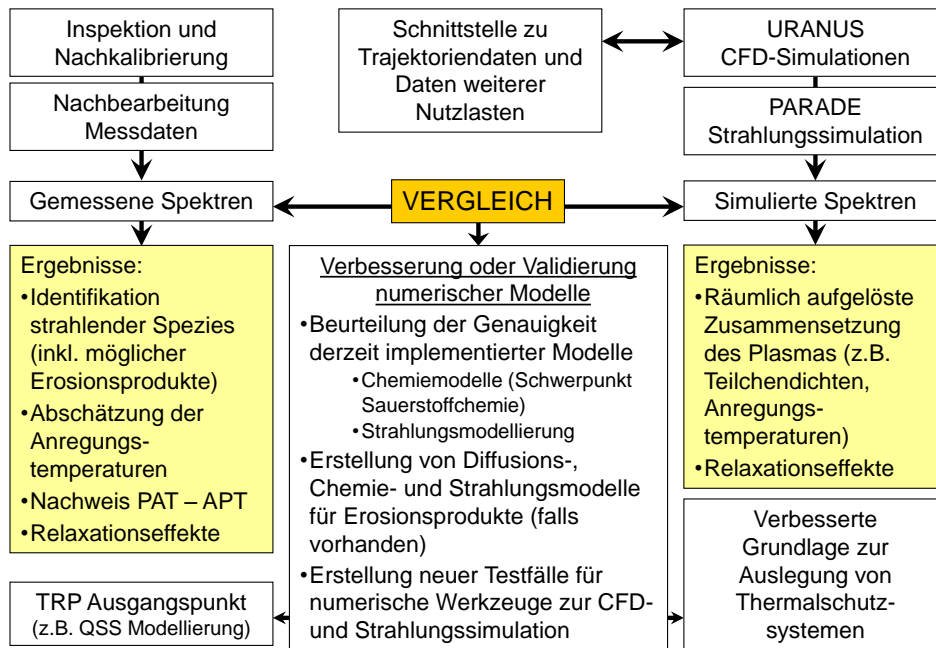


Abb. 3.42 Schematische Darstellung der Nachfluganalyse [75]

Die Anwendung einer gültigen Kalibrierfunktion auf die während des Fluges aufgenommenen Messdaten stellt die grundlegende Voraussetzung für nahezu alle Auswertungsmöglichkeiten dar. Darüber hinaus wird die Bedeutung dieses Schrittes dadurch betont, dass mit der Erstellung intensitäts- und wellenlängenkalibrierter Spektren bereits das erste grundlegende Ziel des RESPECT Flugexperiments, die Schaffung einer Datenbank mit während des EXPERT Wiedereintritts aufgenommenen Emissionsspektren, erreicht wird. Die Möglichkeit, konkrete Informationen oder Ergebnisse direkt aus den Messdaten zu extrahieren, ist im Wesentlichen auf die Identifikation der strahlenden Spezies beschränkt. Weitergehend kann anhand der strahlenden Spezies ein mögliches Umschlagen in ein aktives Oxidationsverhalten (PAT) nachgewiesen werden. Die Möglichkeit, aktive Oxidation mit Hilfe emissionsspektroskopischer Messungen durch eine Öffnung in der betroffenen *SiC*-Oberfläche hindurch nachzuweisen, wurde bereits durch HERDRICH et al. aufgezeigt [51]. Der Nachweis aktiver Oxidation anhand verstärkter *Si I* Emissionslinien ist somit im hoch belasteten *C/C – SiC* Umfeld von Sensorkopf 1 ebenfalls möglich. Zusätzlich kann aus den aufgenommenen Emissionsspektren eine erste Abschätzung der Anregungstemperaturen vorgenommen werden. Die Abschätzung beschränkt sich dabei jedoch auf die dominierenden Beiträge. Nach Abbildung 3.15 kann davon ausgegangen werden, dass diese Emissionen aus dem Verdichtungsstoß stammen. Die Abschätzung der Temperatur erfolgt auf Basis eines Vergleichs der Messungen mit für verschiedene Anregungstemperaturen simulierten Emissionsbanden der molekularen Spezies, wie er beispielsweise von WINTER et al. zur Auswertung der während des STARDUST Wiedereintritts aufgenommenen Emissionsspektren durchgeführt wurde [134].

Der umfangreichere Teil der Nachfluganalyse wird voraussichtlich, ähnlich wie die messtechnische Auslegung des Systems, sehr stark auf numerischen Simulationen aufbauen. Durch den integrierenden Charakter des angewendeten optischen Messverfahrens kommt es zur Überlagerung von Informationen aus allen Abschnitten der Sichtlinie, was gleichbedeutend mit einer Überlagerung von Signalen aus unterschiedlichen Bereichen des inhomogenen Nach-

stoßgebietes ist. Um die Ergebnisse über die reine Speziesidentifikation und die Abschätzung von Anregungstemperaturen hinaus, auf die gewünschten detaillierten Aussagen wie örtlich aufgelöste Teilchendichten und Anregungstemperaturen zu erweitern, ist eine Nachbildung der gemessenen Spektren auf Basis numerischer CFD- und Strahlungssimulationen notwendig. Das dazu benötigte Vorgehen entspricht im Wesentlichen dem in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Schema zur Generierung simulierter Spektrometersignale. Den Ausgangspunkt bildet die Simulation des Strömungsfeldes um die EXPERT-Kapsel auf Basis der realen Trajektorien- und Temperaturdaten. Hier bietet sich zudem die Möglichkeit, die CFD-Simulation durch einen Abgleich mit Messdaten weiterer relevanter Nutzlasten, wie beispielsweise den Druck- und Wärmestromdichteinformationen der FADS oder PYREX Sensorsysteme, zu verbessern und zu verifizieren. Im Bereich von Sensorkopf 2 geben zudem die Messdaten des PHLUX Sensorsystems Hinweise auf die Zusammensetzung der Grenzschicht, die ebenfalls mit den Simulationen verglichen werden können. Darüber hinaus lässt sich die Genauigkeit der Strömungssimulation durch die Verwendung eines 3D-fähigen Strömungscodes weiter verbessern, da die EXPERT Kapsel nicht rotations-symmetrisch ist. Im Anschluss folgt wiederum die Strahlungssimulation, die auf den Ergebnissen der Strömungssimulation aufsetzt. Bei der Berechnung des Strahlungstransportes zu den Sensorköpfen kann ebenfalls eine im Vergleich zum 1D-Vorgehen der Auslegung detailliertere Vorgehensweise gewählt werden, indem auch hier ein 3D-Ansatz verwendet wird. Durch Modifikation der Eingangsparameter im Rahmen ihrer Genauigkeit kann in einer Art Parameterstudie das gemessene Spektrometersignal so gut wie möglich nachgebildet werden. Aus der CFD-Simulation der gelungenen Nachbildung können nun alle gewünschten Größen ortsauflösend entnommen werden. Abweichungen der Strömungssimulation von während des Fluges direkt gemessenen Parametern können Hinweise auf Fehler oder Ungenauigkeiten in der Modellierung geben. Der Vergleich zwischen gemessenen und simulierten Spektrometersignalen ermöglicht es darüber hinaus, die angestrebten Aussagen über die Genauigkeit der vorhandenen Simulationswerkzeuge zu treffen. Die Chemiemodelle betreffend wird dabei die Überprüfung von Reaktionen unter Sauerstoffbeteiligung im Vordergrund stehen, da wie in Kapitel 3.2.2 ausgeführt, die aufgezeichneten Spektren voraussichtlich durch Sauerstoff oder sauerstoffhaltige Spezies dominiert werden. Damit stellt der ZELDOVICH-Mechanismus zur Bildung von *NO*, wie auch bereits beim BSUV Flugexperiment mit seinen *NO*-dominierten Emissionsspektren, einen möglichen Untersuchungsschwerpunkt dar [15], [27]. Im Bereich der Strahlungsmodellierung könnte die Nachbildung der Spektrometersignale durch die Implementierung bisher fehlender Spezies, wie beispielsweise verschiedener Erosionsprodukte, verbessert werden. Zudem muss die Erstellung von Erosions-, Diffusions- und Chemiemodellen für die Erosionsprodukte, je nach Grad der Erosion des Hitzeschildes, in Betracht gezogen werden. Darüber hinaus stellen durch Nichtgleichgewicht gekennzeichnete Trajektorienpunkte bzw. Messpositionen einen möglichen Ansatzpunkt zur Überprüfung und Verbesserung des PARADE QSS Modells zur Bestimmung von Nichtgleichgewichts-Besetzungsdichten dar.

Durch die im Rahmen der Auslegung durchgeführten Simulationen deutet sich an, dass die an der Position des Sensorkopf 1 aufgenommenen Messsignale umfangreichere Information enthalten, als die Daten des zweiten Messkanals. Dies ist durch die relative Nähe des Sensorkopf 1 zum Staupunkt der Kapsel begründet, welche einen stärkeren Stoß und damit höhere Temperaturen und vielfältigere chemische Reaktionen bedingt. Die zusätzliche Messung der vom Plasma ausgehenden Emissionen im Bereich von Sensorkopf 2 ermöglicht allerdings eine Untersuchung von

Relaxationsprozessen im Strömungsfeld um die Kapsel und bietet somit weitere Ansatzpunkte für die Datenauswertung. Über die reine Analyse der Flugdaten hinaus bietet sich zudem die Möglichkeit, auf Basis dieser Daten einen umfassenden Testfall zu definieren. Insbesondere durch die gleichzeitige Flugdatenerfassung einer Vielzahl von Experimenten zur Untersuchung unterschiedlicher Phänomene des atmosphärischen Wiedereintritts, bietet sich durch EXPERT eine bisher einmalige Gelegenheit, einen so umfassenden und realen Testfall für Validierung und Verifizierung bestehender und zukünftiger numerischer Werkzeuge zur Strömungs- und Strahlungssimulation zu schaffen.



## 4. Plasmawindkanalsimulation des Flugexperimentes

Das Ziel der in diesem Kapitel beschriebenen Plasmawindkanalsimulation des Flugexperimentes ist, im Gegensatz zu der in Kapitel 3.2.4 behandelten Flugqualifikation, weniger der Test der Hardware. Im Vordergrund steht vielmehr der qualitative Funktionsnachweis der Konzeption des Flugexperimentes in einer repräsentativen Umgebung. Darüber hinaus sollen im Rahmen der Auswertung des nachgestellten Flugexperimentes die grundlegenden Vorgehensweisen, wie sie ebenfalls zur Analyse der Flugdaten verwendet werden können, entwickelt und getestet werden.

In den folgenden Unterkapiteln wird zunächst die Konzeption des Versuchs vorgestellt. Es werden sowohl der Versuchsaufbau für die Nachstellung des Flugexperimentes und der dafür entwickelte Sondenkopf als auch die verwendete Versuchsanlage, der gewählte Arbeitspunkt und benötigte Messverfahren zur Charakterisierung des Plasmastrahls beschrieben. Abschließend folgt, basierend auf einem Vergleich der Messergebnisse mit numerisch erzeugten Emissionsspektren, die Auswertung des Versuches.

### 4.1. Versuchsaufbau zur Nachstellung des Flugexperimentes

Die Nachstellung des Flugversuchs im Labor soll primär die Funktionalität des Flugexperimentes demonstrieren. Im Gegensatz zu den durchgeführten Qualifikationstests steht jedoch nicht die Verifizierung der Hardware oder die Tauglichkeit des Designs für die angestrebten Messungen im Vordergrund. Vielmehr soll die Auswertung der Messdaten in Bezug auf die wissenschaftlichen Ziele des Flugexperimentes untersucht werden. Das heißt, es muss ein Versuchsaufbau entwickelt werden, der sowohl ähnliche Messbedingungen wie im Flug zulässt, als auch die für den Flugversuch geplanten Schritte zur Auswertung ermöglicht. Im Wesentlichen bedeutet dies, dass emissionsspektroskopische Messungen einer Überschall-Plasmaströmung aus der umströmten Optik eines Spektrometers heraus durchgeführt werden müssen. Hinzu kommt als zweiter obligatorischer Punkt, dass eine Simulation der Plasmaumströmung durchgeführt werden kann, um den Vergleich gemessener und simulierter Spektren in die Auswertung einbeziehen zu können. Aus diesen Gründen wurde die Simulation des Flugversuchs als Plasmawindkanaltest konzipiert.

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 4.1 veranschaulicht. Wie in der schematischen Darstellung gezeigt, wurde eine Plasmawindkanalsonde auf der Achse des Plasmastrahls im Abstand von 125 mm zur Düsenaustrittsebene des Plasmagenerators positioniert, so dass eine symmetrische Umströmung der Sonde gegeben ist. Ebenfalls sind der sich ausbildende Verdichtungsstoß, der

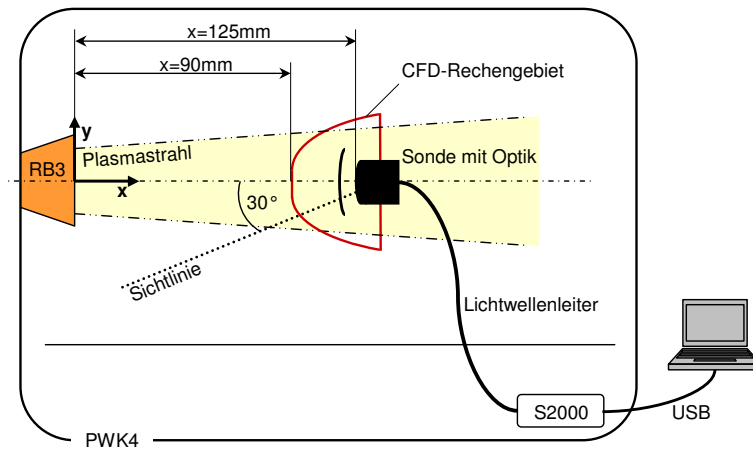
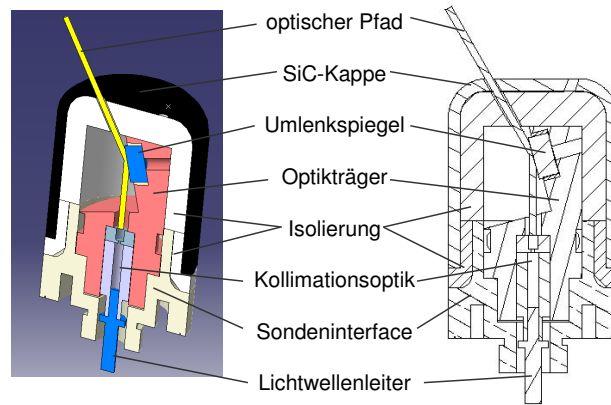


Abb. 4.1 Schematischer Aufbau des nachgestellten RESPECT-Experimentes

für die gewählten Versuchsbedingungen in einem Abstand von circa 1 cm vor dem Sondenkopf zu erwarten ist, und das für die CFD-Simulationen der Sondenumströmung betrachtete Rechengebiet eingezeichnet. Aus der Geometrie des verwendeten Netzes ergibt sich, dass der Einströmquerschnitt des Simulationsgebietes bei einem axialen Abstand zum Plasmagenerator von  $x = 90\text{ mm}$  liegt. Die umfassende Charakterisierung dieses Strahlquerschnitts ist von grundlegender Bedeutung, da sie die Voraussetzung für die numerische Simulation der Umströmung bis hin zur Generierung der simulierten Spektren darstellt. Neben der eigentlichen Nachstellung des Flugexperimentes sind darüber hinaus somit umfangreiche Messungen mit unterschiedlichen Messverfahren zur Charakterisierung des Einströmquerschnitts notwendig.

Der Aufbau für die emissionsspektroskopischen Messungen besteht aus der Plasmawindkanalsonde, welche eine Kollimationsoptik enthält, und einem *OceanOptics S2000* Spektrometer, welches sich ebenfalls im PWK befindet. Die Verbindung zwischen Optik und Spektrometer ist, wie auch für das Flugexperiment, durch einen Lichtwellenleiter realisiert. Die Ansteuerung des Spektrometers erfolgt manuell über einen PC. Bei der eingesetzten Sonde handelt es sich um eine Sonde entsprechend europäischer Standardgeometrie mit einem Durchmesser von 50 mm. Der verwendete Sondenkopf wurde im Rahmen dieser Arbeit umfassend neu konstruiert, wobei im Vergleich zu einem in der Vergangenheit am IRS für Emissionsspektroskopie eingesetzten Sondenkopf [49] zwei grundlegende Verbesserungen eingeführt wurden. Zum einen wurde der optische Pfad so gestaltet, dass die Sichtlinie der Sonde unter einem Winkel von  $30^\circ$  zur Plasmastrahlachse verläuft. Damit ähnelt der Aufbau prinzipiell dem Flugexperiment, wo die Sichtlinie ebenfalls nicht identisch mit der Staustromlinie ist. Der entscheidende Grund für diese Versuchsgeometrie ist jedoch, dass die Sichtlinie nur auf einer relativ begrenzten axialen Distanz durch den Plasmastrahl verläuft und somit der Blick in den Generator und dessen Lichtbogen vermieden werden kann. Dadurch vereinfacht sich das Ziel, die gemessenen Spektren mittels numerischer Simulation nachzubilden. Frühere Versuche, unter anderem auch mit dem RESPECT Qualifikationsmodell, haben gezeigt, dass der Blick in den Generator stets mit extrem starken Messsignalen aus diesem Bereich einhergeht. Die Berücksichtigung dieser Effekte in den am IRS zur Verfügung stehenden numerischen Codes ist zurzeit nicht möglich. Die verlässliche numerische Simulation der Plasmaströmung aus einem Lichtbogengenerator heraus gehört weiterhin zu den verfolgten Entwicklungszielen. Somit verbleibt nur die Möglichkeit, den



**Abb. 4.2** Schnittdarstellung der neu gestalteten Emissionsspektroskopiesonde

direkten Blick in den Generator durch eine im Winkel zur Strahlachse verlaufende Sichtlinie zu vermeiden. Im Gegensatz zum Drehen der gesamten Sonde wird so weiterhin eine symmetrische Sondenumströmung gewährleistet. Die zweite Verbesserung bezieht sich auf die Befestigung der *SiC*-Kappe, welche so gestaltet wurde, dass eine Justierung und eindeutige Fixierung der Kappe gegeben ist. Zum einen ist dies notwendig, um alle Elemente des optischen Pfades aufeinander abzustimmen. Zum anderen ermöglicht eine bessere Fixierung der Kappe, Unsicherheiten in der Intensitätskalibrierung zu vermeiden.

Eine Schnittdarstellung des in dieser Arbeit entwickelten Sondenkopfes ist in Abbildung 4.2 gezeigt. In Anhang A.5 sind zudem die Zeichnungen der neu konstruierten Komponenten des Sondenkopfes zusammengestellt. Der äußere Aufbau aus wassergekühltem Sondeninterface, Isolationsring und *SiC*-Kappe entspricht weitgehend der Standardgeometrie der am IRS verwendeten Materialsonden. Die *SiC*-Kappe wurde dahingehend verändert, dass die Aussparung für die Materialprobe entfernt wurde und dafür eine definierte Öffnung von 3 mm Durchmesser für optische Messungen eingefügt wurde. Des Weiteren wurde die Fixierung der *SiC*-Kappe mittels dreier Keramikstifte durch eine Befestigungsmöglichkeit ersetzt, die ein Verspannen der *SiC*-Kappe gegen das Sondeninterface ermöglicht. Die drei Verspannungspunkte bestehen aus Gewindestiften mit Zirkonoxidauflage, so dass weiterhin eine thermische Isolierung der heißen Kappe gegen den wassergekühlten Sondenkörper besteht. Das Innere des Sondenkopfes beherbergt die Kollimationsoptik mit SMA-Anschluss für einen Lichtwellenleiter und einen Fallspiegel mit geschützter Silberbeschichtung. Beide Komponenten werden durch die Befestigung auf dem zentralen Optikträger passend zueinander positioniert. Alle coaxialen Kontaktflächen zwischen Sondeninterface und Kollimationsoptik sind als Passung ausgeführt, so dass sich ein definierter Umlenkwinkel der Sichtachse von  $30^\circ$  einstellt. Zur thermischen Isolation befindet sich zwischen Optikträger und *SiC*-Kappe eine Isolationschicht. Zudem ist der Optikträger aus Kupfer gefertigt, so dass zum einen eine hohe Wärmeleitfähigkeit und damit eine gute Anbindung an den gekühlten Sondenkörper gegeben sind. Zum anderen verhindert auch die hohe Wärmekapazität ein schnelles Erwärmen über die für Spiegel und Lichtwellenleiter zulässigen Temperaturen hinaus. Die Eignung dieses Sondenkopfdesigns in thermaler Hinsicht wurde darüber hinaus durch eine Thermalanalyse überprüft.

Das für die Laborversuche realisierte Sondendesign entspricht in allen wesentlichen Punkten dem Aufbau der RESPECT Sensorköpfe und ermöglicht emissionspektroskopische Messungen

einer Plasmaströmung aus einer umströmten Optik heraus. Darüber hinaus entspricht auch der weitere Aufbau, das über einen Lichtwellenleiter angebundene *S2000* Spektrometer inklusive Detektor, dem RESPECT Flugexperiment. Die Unterschiede im Aufbau des Sondenkopfes und die Verwendung von Spektrometer und Ansteuerelektronik ohne die Modifikationen des Flugmodells stellen für die Ziele dieses Versuches keine Einschränkung dar.

## 4.2. Versuchsanlagen und Messtechnik

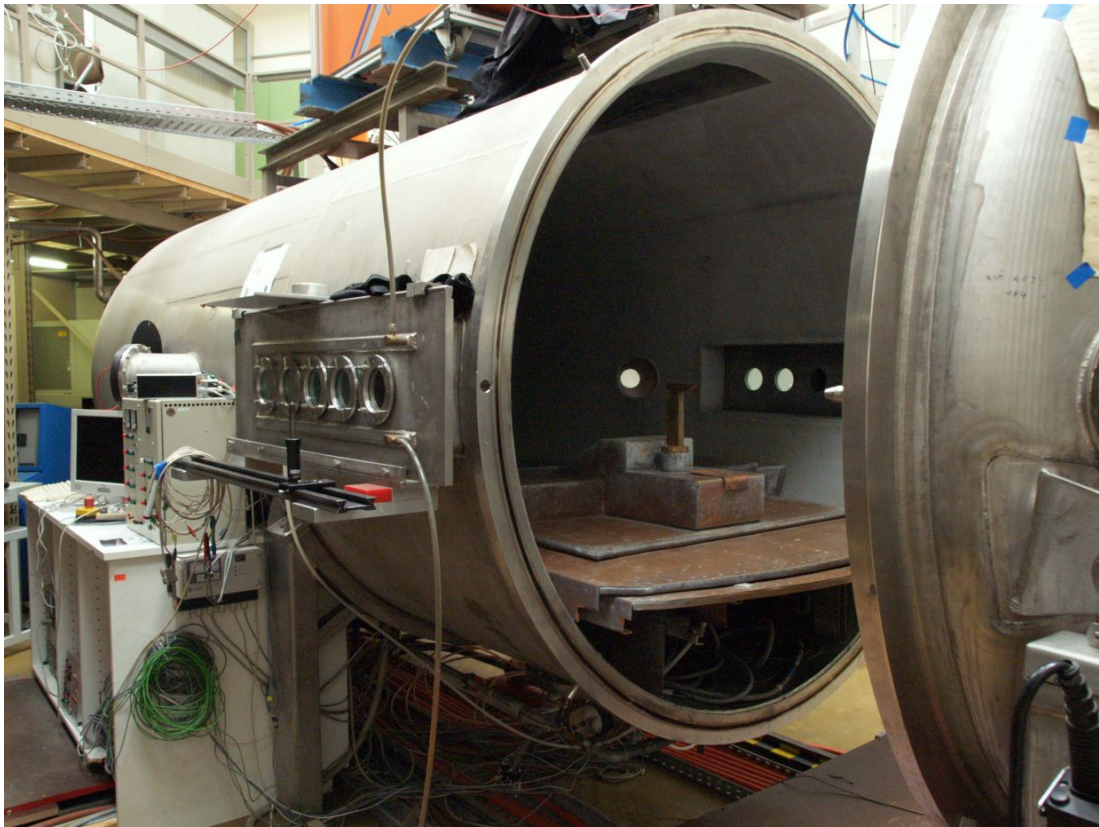
In den folgenden Unterkapiteln werden zunächst der für die Simulation des Flugexperimentes verwendete Plasmawindkanal PWK4 und der ausgewählte Arbeitspunkt vorgestellt. Zudem werden die Messverfahren und die ihnen zugrunde liegenden Theorien, welche zur Charakterisierung des Plasmastrahlquerschnitts beziehungsweise des Einströmrandes der CFD-Rechnungen benötigt werden, erläutert. Auf das Verfahren der FABRY-PÉROT-Interferometrie wird dabei ausführlicher eingegangen, da im Vergleich zu den in der Vergangenheit an den IRS-Plasmawindkanalanlagen durchgeführten Messungen mit diesem Verfahren mehrere Neuerungen und Verbesserungen eingeführt wurden.

### 4.2.1. Plasmawindkanal PWK4

Am Institut für Raumfahrtsysteme (IRS) sind zurzeit drei verschiedene Typen von Plasmageneratoren in Betrieb. Es handelt sich bei den verschiedenen Typen um thermische Lichtbogen-Generatoren, magnetoplasmadynamische Plasmageneratoren und induktiv beheizte Plasmageneratoren [8], [9], [10]. Allen Plasmawindkanaltypen ist der grundlegende Aufbau gemein, welcher sich im Wesentlichen aus einem Vakuumtank mit Anschluss an das zentrale Vakuumpumpensystem, dem Plasmagenerator und einer verfahrbaren Sondenhalterung im Inneren des Tanks zusammensetzt. Bei der zentralen Vakuumanlage handelt es sich um ein vierstufiges System aus insgesamt sechs Pumpen mit einer maximalen Saugleistung von  $250000 \text{ m}^3/\text{h}$  bei  $10 \text{ Pa}$  Tankdruck. Die Saugleistung bei Normaldruck beträgt  $6000 \text{ m}^3/\text{h}$  [9], [10]. Die Energie zur Erzeugung des Plasmas wird für die Lichtbogen-Generatoren und magnetoplasmadynamischen Plasmageneratoren von einer zentralen Hochstrom-Energieversorgungsanlage zur Verfügung gestellt. Die Anlage basiert auf stromgesteuerten Thyristorgleichrichtern. Die sechs baugleichen  $1 \text{ MW}$  Einheiten ermöglichen je nach Art der Verschaltung eine maximale Stromstärke von  $48 \text{ kA}$  bei einer Spannung von  $125 \text{ V}$  beziehungsweise eine Maximalspannung von  $6 \text{ kV}$  bei einer Stromstärke von  $1 \text{ kA}$  [9], [10]. Für den induktiven Plasmagenerator steht eine separate Stromversorgung bereit. In Abbildung 4.3 ist exemplarisch der Plasmawindkanal PWK4 dargestellt, welcher für alle in diesem Kapitel beschriebenen Versuche benutzt wurde.

Für die am IRS zur Verfügung stehenden thermischen und magnetoplasmadynamischen Plasmageneratoren besteht die Möglichkeit, diese in verschiedenen Vakuumtanks zu installieren. Die Bezeichnung PWK4 wird sowohl für die Kombination aus thermischem Plasmagenerator RB3 und Tank 2 als auch für die Kombination von RB3 und Tank 10 verwendet. Für die Versuche im Rahmen dieser Arbeit war der Generator RB3 ausschließlich im Tank 10 installiert, womit die Bezeichnung PWK4 für diese Arbeit durchgehend definiert ist.





**Abb. 4.3** Plasmawindkanal PWK4

Bei Tank 10 handelt es sich um einen zylindrischen Edelstahltank mit einem Durchmesser von 2 m und einer Länge von 5 m. Beide Stirnseiten des Tanks sind nach außen gewölbt ausgeführt. Eine der Stirnseiten ist als abnehmbarer Deckel konzipiert, welcher mit Hilfe von Elektromotoren vom Tank zurück gefahren werden kann, um einen einfachen Zugang zum Inneren des Tanks zu gewährleisten. Im Inneren befindet sich der Sondenhalter, auf dem die verschiedenen Sonden zur intrusiven Plasmadiagnostik oder auch für Materialtests installiert werden können. Der Sondenhalter, und damit auch die Sonde selbst, ist in drei Achsen CNC-gesteuert verfahrbar, um jede gewünschte Position im Plasmastrahl während eines Versuches anfahren zu können. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, die Sonde um die Achse des Sondenfußes zu rotieren. Der untere Bereich im Inneren des Tanks ist durch Kupferbleche abgeschirmt, welche wie der Sondenhalter und die Sonden selbst wassergekühlt sind. Neben den verschiedenen Datenleitungen der fest installierten Messtechnik können in diesem Bereich, falls benötigt, zusätzliche Elektronikkomponenten oder ganze Messgeräte untergebracht werden. Des Weiteren sind, ebenfalls durch die Kühlbleche abgeschirmt, an der Unterseite des Tanks diverse Flansche mit den unterschiedlichen benötigten Durchführungen für Kühlwasser oder Signalleitungen angebracht. Die nach außen geführten elektrischen Signale werden zusammen mit weiteren Datenleitungen von Plasmagenerator und peripheren Anlagenkomponenten zu einem SPECTRA Datenerfassungssystem geführt. Das Messsystem arbeitet in der derzeitigen Konfiguration mit einer Frequenz von näherungsweise 1 Hz. Die erfassten Daten werden an einen Computer übertragen und von diesem zur Versuchsüberwachung und -steuerung ausgegeben und aufgezeichnet. An den Seiten und auf der Oberseite ist der Tank mit mehreren Fenstern ausgestattet, welche optische Messverfahren zur Anwendung auf Plasmastrahl und Materialproben ermöglichen.

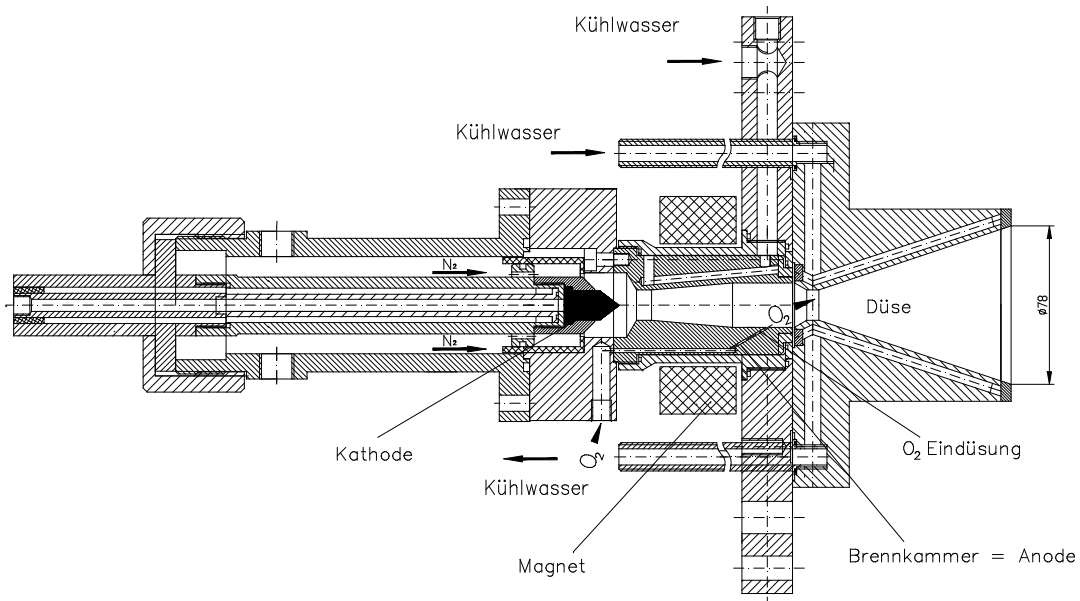
#### 4.2.1.1. Lichtbogengenerator RB3

Der Plasmagenerator RB3 [8], [9] ist in der als verfahrbarer Deckel ausgeführten Stirnseite des Tanks installiert. Die Montage erfolgt von außen, so dass sich alle Kühlwasser-, Gas- und Stromanschlüsse außerhalb des Vakuumentanks befinden und nur die Expansionsdüse im Inneren des Tanks sitzt.

Der Generator RB3 ist geeignet, Plasmaströmungen mit Totaldrücken von wenigen 100 Pa bis über 5000 Pa, bei massenspezifischen Enthalpien von bis zu 30 MJ/kg, zu erzeugen. Der Wärmestrom in Staupunktconfiguration erreicht dabei Werte zwischen 100 kW/m<sup>2</sup> und 3 MW/m<sup>2</sup> [10]. In der Vergangenheit wurden Versuche mit den Arbeitsgasen Argon, Stickstoff, N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>-Gemischen und N<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub>-Gemischen durchgeführt. Neben der Zusammensetzung des Arbeitsgases bestimmen hauptsächlich die regelbaren Parameter Lichtbogenstrom, Tankdruck und Gasmassenstrom die Eigenschaften des Plasmafreistrahls. Als vierter Parameter kann der Abstand zwischen Kathode und Anode genannt werden, welcher einen wesentlichen Einfluss auf die Bogenspannung nimmt. Zur Definition eines PWK Arbeitspunktes wird jedoch aus messtechnischen Gründen der Abstand zwischen Kathode und Düsenaustrittsebene angegeben, welcher sich durch einen konstanten Versatz in den Abstand zwischen Kathode und Anode umrechnen lässt.

Wie bereits erwähnt, handelt es sich beim RB3 um einen thermischen Lichtbogen-Generator. Eine Schnittzeichnung ist in Abbildung 4.4 wiedergegeben. Die Expansionsdüse und die Brennkammer, welche die Anode des Generators darstellt, sind mit integrierten Kühlwasserkanälen ausgestattet und bestehen aus Kupfer. Die zylinderförmige Kathode wird aus Wolfram hergestellt, welches mit 2% Thoriumdioxid dotiert ist, um die benötigte Austrittsarbeit für die Bereitstellung von Elektronen zu verringern. Die grundlegende Funktionsweise des Generators beruht auf dem Aufheizen des Arbeitsgases in der Brennkammer durch einen Lichtbogen zwischen Kathode und Anode und der anschließenden Expansion des heißen Gases beziehungsweise Plasmas über die Düse. Die durch die Expansion herbeigeführte Beschleunigung des Plasmas führt zur Strahlausbildung, wobei, in Abhängigkeit des gewählten Arbeitspunktes, eine Nachexpansion des Plasmastrahls auftreten kann. Das Magnetfeld einer Gleichstromspule um die Anode des Generators verhindert einen Brennfleckansatz des Lichtbogens, welcher in letzter Konsequenz zur Zerstörung der Anode führen würde. [6], [8]

Um der Kathodenerosion vorzubeugen, ist die Gaszufuhr zweigeteilt realisiert, wobei Inertgase und in ihrem Reaktionsverhalten träge Gase wie N<sub>2</sub> die Kathode umströmend zugeführt werden [8]. Im Wesentlichen brennt in diesem Gas der zwischen Kathode und Anode verlaufende Lichtbogen innerhalb der Brennkammer des Lichtbogengenerators. Im Bereich des Lichtbogens erfolgen wesentliche Teile der Aufheizung und damit verbunden auch der Dissoziation und Ionisation des Gases. Der Lichtbogen brennt dabei weitestgehend im Zentrum der Strömung durch die Brennkammer, so dass sich im wandnahen Bereich ein Kaltgasmantel hält, welcher zum Schutz der Brennkammerwand vor den extrem hohen Temperaturen im Lichtbogenbereich auch unbedingt notwendig ist. Zwischen Lichtbogen und Kaltgasmantel herrscht ein sehr starker Temperaturgradient. Des Weiteren ist der Kaltgasmantel, neben der niedrigeren Temperatur, auch durch geringere Ionisations- und Dissoziationsgrade gekennzeichnet. Reaktionsfreudige Gase wie O<sub>2</sub> werden am Ende der Brennkammer aber noch vor dem Düsenhals



**Abb. 4.4** Thermischer Lichtbogen-Generator RB3 [10]

zugemischt, so dass die Energiezufuhr in diesen Teil des zugeführten Gases als weitgehend über Stöße mit Stickstoff erfolgreich angenommen werden kann. Das für diese Arbeit relevante *Luftplasma* kann somit nur durch die entsprechende Mischung von reinem Stickstoff und Sauerstoff erzeugt werden. Zur Erzeugung eines homogenen und in einen möglichst vollständigen Gleichgewichtszustand relaxierten Plasmas, ist eine gute Durchmischung des Stickstoffs und des Sauerstoffs sowie eine ausreichend Anzahl von Stoßvorgängen essentiell. Aus diesem Grund erfolgt die Zuführung von  $O_2$  im Unterschallbereich des Generators, bevor im Düsenhals ein Schalldurchgang stattfindet.

Die Homogenisierung des Gasgemischs muss aus mehreren Gründen bereits in der Brennkammer erfolgen. Zum einen erfolgt über die Entspannung des Gases in der Düse des Generators eine Umwandlung innerer Energie der Teilchen in kinetische Energie der gerichteten Plasmastrahlbewegung. Nur wenn allen Gas- bzw. Plasmaanteilen die gleiche Menge an Energie zur Verfügung steht, kann nach der Düse von einer ähnlichen Geschwindigkeit aller Teilchen ausgegangen werden. Unterschiede können sich zum Beispiel durch die Abhängigkeit der Austrittsgeschwindigkeit von der molaren Masse der einzelnen Plasmaspezies ergeben, wobei  $v \propto \sqrt{1/M}$  gilt [6]. Zudem resultiert aus Überlegungen zur mittleren freien Weglänge in Verbindung mit den hohen Plasmastrahlgeschwindigkeiten und der im hier betrachteten Versuchsaufbau kurzen Weglänge von 90 mm zwischen Düsenaustritt und dem charakterisierten Plasmastrahlquerschnitt, dass im Freistrah nur noch sehr wenige Stöße stattfinden, so dass keine weitere signifikante Relaxierung zu erwarten ist. Auch wenn der Lichtbogengenerator RB3 auf eine möglichst gute Durchmischung und Homogenisierung des Plasmas innerhalb der Brennkammer ausgelegt ist, kann keine vollständige, quantitative Aussage zum Plasmazustand getroffen werden, da die Vorgänge in-

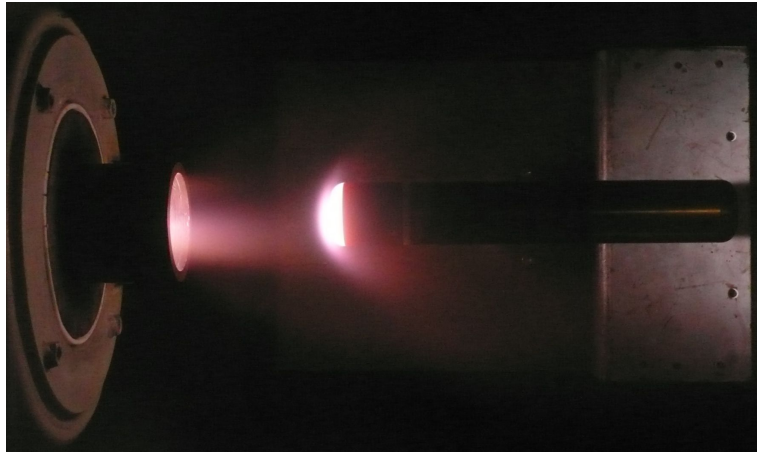
$\dot{m}_{N_2}$	$\dot{m}_{O_2}$	$p_{\text{Tank}}$	$I$	$I_{\text{Mag}}$	$U$	Kathodenabstand	$P_{\text{Strahl}}$
5 g/s	1,52 g/s	60 Pa	600 A	100 A	92,8 V	174,8 mm	42,4 kW

**Tabelle 4.1** Referenzparameter Arbeitspunkt PWK4-RB3

nerhalb des Plasmagenerators zur Zeit noch eine Problematik darstellen, die nicht vollständig modelliert werden kann. Allgemein kann jedoch aus dem Aufbau des Lichtbogengenerators RB3 geschlossen werden, dass die einzelnen Teilchen des zuerst eingespeisten Stickstoffs, aufgrund der längeren Lauflänge und Verweildauer innerhalb der Brennkammer und der damit verbundenen größeren Stoßanzahl, eher eine, bezogen auf den Anregungszustand, in sich homogene Gruppe von Teilchen darstellen, als der erst am Ende der Brennkammer zugemischte Sauerstoff oder beide Spezies zusammen. Ein Indiz, dass nicht bei allen Arbeitspunkten des RB3 eine ausreichende Stoßinteraktion der Teilchen des Plasmastrahls zur Erreichung thermischen und chemischen Gleichgewichts stattfindet, stellen Messungen von LÖHLE dar, welcher Versuche mit dem gleichen Arbeitspunkt wie er für diese Arbeit vorgesehen ist, durchgeführt hat [85]. In der Strahlmitte bei einem Abstand von  $x = 90$  mm zur Düsenaustrittsebene bestimmt LÖHLE eine Sauerstoffpartialteilchendichte von  $n_O = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , was bei den von LÖHLE angegebenen Randbedingungen  $T_O = 3000$  K und  $p = 60$  Pa einem Molanteil von 0.035 entspricht und was bedeutet, dass große Teile des Sauerstoffs in molekularer Form vorliegen. Im Fall thermischen und chemischen Gleichgewichts wäre jedoch ein Molanteil von 0.34 des atomaren Sauerstoffes zu erwarten.

Zur Simulation des Flugexperimentes im Rahmen eines Plasmawindkanalversuches wurde dieser Arbeitspunkt ausgewählt, da er Bedingungen des realen Flugs möglichst gut widerspiegelt. Plasmawindkanalversuche bringen jedoch in vielerlei Hinsicht Einschränkungen in der Wahl der Versuchsparameter mit sich, so dass praktisch ausgeschlossen ist, dass die Plasmaeigenschaften eines bestimmten Trajektorienpunktes vollständig reproduziert werden können. Um die Plasmawindkanalversuche vergleichbar zu den zu erwartenden RESPECT-Messungen während des EXPERT Wiedereintritts zu gestalten, wurde eine Versuchsbedingung mit Luft ( $N_2/O_2$  Gemisch) als Arbeitsgas gewählt, deren lokale Enthalpie den Werten des Staupunktgebietes der EXPERT Kapsel in 50 km Höhe von circa 15 MJ/kg nahe kommen soll. Die Wahl der Enthalpie als Vergleichsparameter bedeutet, dass dem Gas prinzipiell die gleiche Menge an Energie wie im Flug zur Strahlungsanregung zur Verfügung steht. Damit stellt die Enthalpie für die hier vorliegenden Versuchsziele einen deutlich geeigneteren Ähnlichkeitsparameter dar, als beispielsweise ein Versuchspunkt mit, im Vergleich zu einem EXPERT Trajektorienpunkt, gleicher Wärmestromdichte auf die Sondenoberfläche. Ein weiterer Grund, diesen Versuchspunkt zu wählen, ist durch die damit in der Vergangenheit durchgeführten umfangreichen Messungen von Plasmaparametern gegeben. Ausschlaggebend sind dabei die Arbeiten von LÖHLE [85], welche zu Vergleichszwecken herangezogen werden. Die Referenzparameter des gewählten Arbeitspunktes des PWK4 sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Abbildung 4.5 zeigt den PWK4 mit der installierten Emissionsspektroskopie-Sonde während des Betriebs des RB3 mit den oben angegebenen Parametern. Es ist zu erkennen, dass eine leichte Asymmetrie des Plasmastrahls vorliegt, die nicht den eigentlichen nominellen Betriebszustand repräsentiert. Im Bild ist die Asymmetrie durch eine hellere rechte (-y) Strahlseite gekennzeichnet.



**Abb. 4.5** Plasmastrahl des PWK4-RB3 mit installierter Emissionsspektroskopie-Sonde

net. Diese Asymmetrie im Radialprofil zeigt sich auch in den durchgeführten Messungen zur Charakterisierung des Plasmastrahls. Nach Bekanntwerden der Asymmetrie stand primär die Identifizierung und Beseitigung der dafür verantwortlichen Ursachen im Vordergrund. Dafür wurde zunächst der Plasmagenerator komplett zerlegt und gereinigt. Neben Verschmutzungen wurden als weitere mögliche Ursachen Asymmetrien in der Positionierung der Kathode beziehungsweise durch Erosion hervorgerufene Defekte am Düsenhals vermutet. Des Weiteren wurden schadhafte Stellen in der Düsenkontur ausgebessert und die Gaseinblasung untersucht. Keiner der genannten Punkte konnte letztendlich als Ursache identifiziert werden. Weitere Schritte, wie die Neufertigung und der Austausch komplexer Bauteile, wie der Brennkammer- und Düsenbaugruppe, lagen außerhalb des zeitlichen Rahmens dieser Arbeit, stattdessen wird die Asymmetrie bei der Diskussion der Ergebnisse berücksichtigt.

#### 4.2.2. Messverfahren zur Plasmastrahlcharakterisierung

Zur Plasmastrahlcharakterisierung werden am Institut für Raumfahrtssysteme sowohl intrusive als auch nicht-intrusive Messverfahren eingesetzt.

Die intrusiven Verfahren beruhen auf dem Einsatz von Sonden, welche im Plasmastrahl platziert werden. Zur Installation der Sonden sind in allen Plasmawindkanälen Sondenhalter vorhanden, welche durch ihre einheitliche Schnittstelle den Einsatz der Sonden in allen Anlagen erlauben. Für plasmadiagnostische Untersuchungen wurden am IRS eine Vielzahl verschiedener Sonden entworfen und kontinuierlich weiterentwickelt. Die wichtigsten Typen sind dabei Sonden zur Pitotdruck- und Wärmestromdichtemessung, Enthalpie-, Material-, Keil- beziehungsweise Kegelsonden und elektrostatische Sonden, sowie Sonden zum Einsatz in Verbindung mit optischen Messverfahren. Soweit es das Messprinzip erlaubt, wird bei allen Sonden darauf geachtet, dass die Form der europäischen Standardgeometrie entspricht, welche im Rahmen des HERMES Projektes für den PWK1 des IRS entwickelt wurde und inzwischen in vielen europäischen Anlagen angewendet wird [38]. Die Sonden nach europäischer Standardgeometrie weisen einen Durchmesser von 50 mm auf. Die Kante an der Stirnfläche des zylinderförmigen Sondenkörpers ist mit einem Radius von 11,5 mm abgerundet. Bei den Materialsonden stellt der planare Teil der Stirnfläche mit einem Durchmesser von 26,5 mm die Größe der Materialprobe dar. Für die

Wärmestrom- und Pitotdrucksonden ist dies der Standarddurchmesser der Messfläche, wobei anzumerken ist, dass auch Sonden identischer Geometrie, jedoch mit kleinerer Messfläche, zur Verfügung stehen. Alle Sonden sind mit einem Sondenfuß ausgestattet, welcher eine standardisierte Montage auf den Sondenhaltern der IRS Plasmawindkanäle erlaubt. Da der Sondenfuß in drei Achsen verfahrbar ist, kann jede gewünschte Position im Plasmastrahl angefahren werden. Die Definition des dafür zugrunde liegenden kartesischen Koordinatensystems legt fest, dass die x-Achse der Plasmastrahlachse entspricht. Die y-Achse und z-Achse stehen senkrecht dazu, wobei die y-Achse horizontal und die z-Achse vertikal verlaufen. Als Ursprung dieses Koordinatensystems ist der Mittelpunkt des Austrittsquerschnitts des jeweiligen Plasmagenerators festgelegt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen mit der Pitotdruck-, der Wärmestromdichte-, Enthalpie- und FABRY-PÉROT-Interferometrie-Sonde durchgeführt. Bei letzterer beinhaltet die Sonde nur die Optik des Messsystems. Die Sonde wird zudem nicht-intrusiv unterhalb des Plasmastrahls positioniert. Darüber hinaus wurde zur Simulation des Flugexperimentes eine Sonde mit integrierter Optik für emissions-spektroskopische Messungen eingesetzt, welche im Strahl platziert wird.

Bei den nicht-intrusiven Messverfahren handelt es sich in der Regel um optische Diagnosemethoden wie beispielsweise spektroskopische Verfahren oder laserinduzierte Fluoreszenzmessungen. Die benötigte Messtechnik wird größtenteils außerhalb des Vakuumtanks aufgebaut. Der optische Zugang zum Plasma wird über die vorhandenen Tankfenster gewährleistet.

##### 4.2.2.1. Pitotdruckmessung

Als Pitotdrucksonde wird der Aufbau zur Messung des Totaldruckes im Plasmastrahl bezeichnet. Eine Schnittzeichnung der verwendeten Pitotdrucksonde ist in Abbildung 4.6 wiedergegeben [63]. Der Sondenkörper ist aus Messing gefertigt und mit Kühlkanälen zur Wasserkühlung ausgestattet. Bei der dargestellten Sonde handelt es sich um eine sogenannte Doppelsonde, welche mit zwei Sondenköpfen mit voneinander unabhängigen Funktionen ausgestattet ist. Der linke Kopf der T-förmigen Doppelsonde in Abbildung 4.6 stellt eine Materialsonde dar, der rechte Sondenkopf die Pitotdrucksonde. Der Aufbau der Pitotdrucksonde ist vergleichsweise einfach. Im Sondenkopf befindet sich eine Bohrung mit einem Durchmesser von 26,5 mm, welche mit einer weiteren den Sondenfuß durchlaufenden Bohrung verbunden ist. An diese wird zur Druckmessung über eine möglichst kurze Leitung ein Drucksensor angeschlossen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dafür eine Druckmessdose vom Typ *MKS Baratron 622* eingesetzt. Es handelt sich dabei um einen kapazitiven Druckaufnehmer und somit um eine von der Gasart unabhängige Druckbestimmung [7].

Zur Druckmessung wird die Sonde mit ihrem Kopf parallel zur Strahlachse ausgerichtet und in der Strömung positioniert [7]. Der gemessene Druck wird als Pitot- oder Totaldruck bezeichnet und beschreibt den Druck im Staupunkt der Sonde. Um von diesem Wert auf Freistrahlgroßen wie statischen Druck oder Machzahl zu schließen, ist zunächst eine Klassifizierung der Strömung in Unter- und Überschallströmungen erforderlich.

Für den Fall einer Unterschallströmung mit  $Ma < 1$  entspricht der gemessene Pitotdruck dem

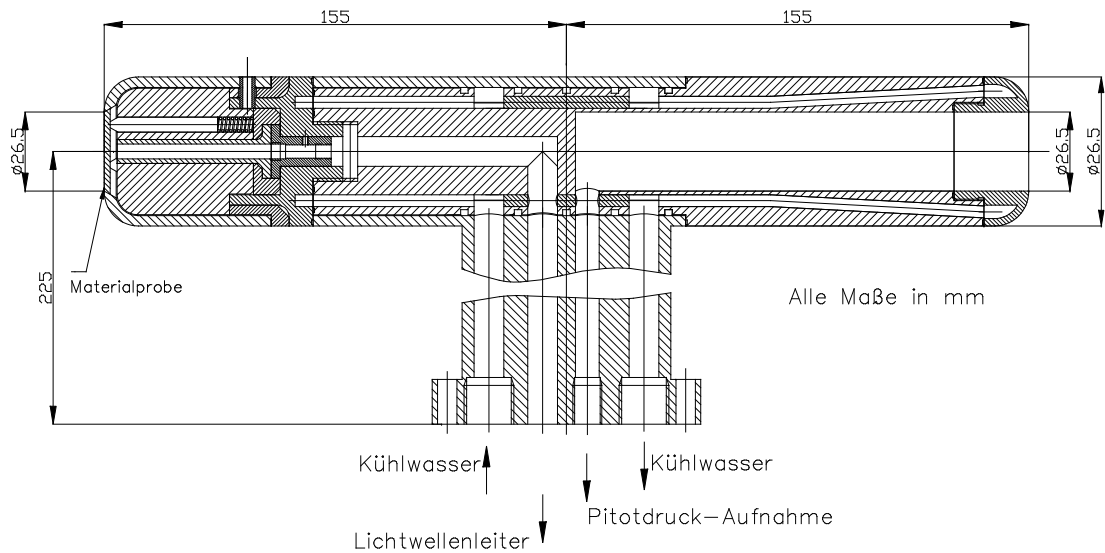


Abb. 4.6 Material-Pitotdruck Doppelsonde [56]

Totaldruck im Freistrah. Der statische Druck im Freistrah lässt sich über die Beziehung [5]

$$\frac{p_{0,1}}{p_1} = \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_1^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (4.1)$$

zwischen Pitotdruck  $p_{0,1}$ , statischem Druck  $p_1$  und Machzahl  $Ma_1$  im Freistrah berechnen. Bei  $\kappa$  handelt es sich um den Isentropenexponenten.

Im Fall einer Überschallströmung mit  $Ma > 1$ , wie sie für den in dieser Arbeit verwendeten Plasmawindkanalarbeitspunkt vorliegt, ergeben sich komplexere Zusammenhänge, da sich vor der Sonde ein Verdichtungsstoß ausbildet, welcher bei der Berechnung der Verhältnisse im Freistrah berücksichtigt werden muss. In diesem Fall ist die Berechnung des statischen Drucks im Freistrah über die RAYLEIGH-PITOT Beziehung [5]

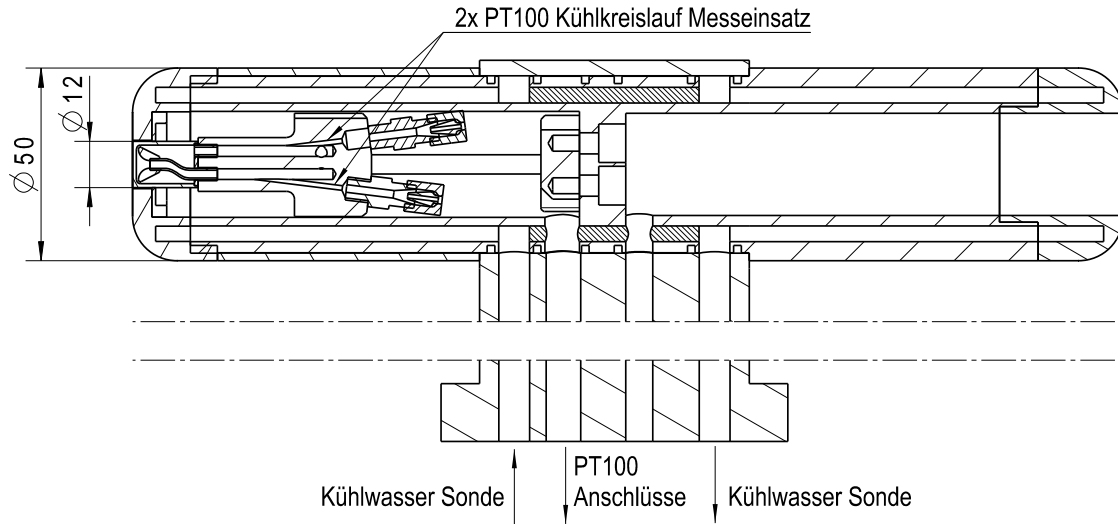
$$p_{Pitot} = p_{0,2} = p_1 \left( \frac{(\kappa + 1)^2 Ma_1^2}{4\kappa Ma_1^2 - 2(\kappa - 1)} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \frac{1 - \kappa + 2\kappa Ma_1^2}{\kappa + 1} \quad (4.2)$$

möglich, welche einen Zusammenhang zwischen den Freistrahgrößen Machzahl  $Ma_1$  und statischem Druck  $p_1$  vor dem Stoß und Totaldruck  $p_{0,2}$  hinter dem Stoß herstellt. Die Gültigkeit von Gleichung 4.2, wie auch Gleichung 4.1, beruht auf der Annahme eines kalorisch perfekten Gases mit konstantem Isentropenexponent  $\kappa$ .

#### 4.2.2.2. Wärmestromdichtemessung

Bei der Wärmestromdichtesonde, dargestellt in Abbildung 4.7, handelt es sich ebenfalls um eine Doppelsonde. Der linke Sondenkopf kann zur Messung der Wärmestromdichte eingesetzt werden, der rechte Sondenkopf ist als Pitotdrucksonde ausgeführt. Wie bei der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Material-Pitotdrucksonde besteht der Sondenkörper aus Messing





**Abb. 4.7** Wärmestromdichte-Pitotdruck Doppelsonde [56]

und ist mit Kühlkanälen zur Wasserkühlung ausgestattet. Die Abmessungen der Sonde entsprechen der europäischen Standardgeometrie, beschrieben in Kapitel 4.2.2.

Die Wärmestromdichte wird kalorisch mit Hilfe eines vom Sondenkörper thermisch isolierten Messeinsatzes bestimmt [7]. Die Vorderseite dieses Messeinsatzes mit einem Durchmesser von 12 mm schließt plan mit der Stirnseite der Sonde ab. Der Messeinsatz ist mit einem von der Sonde getrennten Hochdruck-Kühlkreislauf versehen, über welchen die vom Plasma aufgebrachte Wärme abgeführt wird. Radiale Wärmeströme vom Messeinsatz auf den wassergekühlten Sondenkörper werden durch eine dünne Isolierhülle aus dem hochtemperaturbeständigen Kunststoff *Peek* minimiert. Das bedeutet, dass die vom Plasma auf den Messeinsatz übertragene Energie nahezu vollständig vom Kühlwasser, welches den Messeinsatz durchströmt, aufgenommen wird. Auf der damit verbundenen Temperaturerhöhung des Kühlmediums beruht das kalorische Messprinzip. Zur Berechnung der Wärmestromdichte über

$$\dot{q}_{kal} = \frac{\dot{m}}{A} c_p (T_2 - T_1) = \frac{\rho \dot{V}}{A} c_p (T_2 - T_1) \quad (4.3)$$

werden die Wassertemperaturen  $T_1$  unmittelbar vor der Messstelle und  $T_2$  unmittelbar nach der Messstelle mittels Pt100 Widerstandsthermometern gemessen. Der Volumenstrom des Kühlmediums  $\dot{V}$  wird durch einen Durchflussmesser im Wasserkreislauf außerhalb des Plasmawindkanals bestimmt. Im üblichen Temperaturbereich des Kühlwassers zwischen 15 °C und 50 °C kann dessen Wärmekapazität als konstant angenommen werden, wobei zur Berechnung der Wärmestromdichte nach Gleichung 4.3 der Wert  $c_p = 4179 \text{ J/kg K}$  verwendet wurde [129]. Die Dichte wurde mit  $\rho = 997 \text{ kg/m}^3$  ebenfalls als konstant angenommen, was einer Wassertemperatur von 30 °C bei einem Druck von 10 bar entspricht [129]. Es soll darauf hingewiesen werden, dass mit der hier beschriebenen Methode die Wärmestromdichte auf eine im Vergleich zum Plasma kalte Oberfläche gemessen wird. Darüber hinaus ist zu beachten, dass es sich bei dem für die Messungen im Rahmen dieser Arbeit zur Verfügung stehenden Messeinsatz um einen Einsatz aus Kupfer handelte, welcher durch eine hohe Katalyzität und somit einen hohen chemischen Wärmestromanteil gekennzeichnet ist [106]. Dadurch können sich Unterschiede im



Vergleich zur Wärmestromdichte auf eine ungekühlte  $\text{SiC}$  Oberfläche, wie sie bei der für die emissionsspektroskopischen Messungen verwendeten und in Kapitel 4.1 beschriebenen Sonde eingesetzt wurde, ergeben.

#### 4.2.2.3. Enthalpiemessung

Zur Bestimmung der lokalen massenspezifischen Enthalpie wurden Sondenmessungen nach dem sogenannten „Ausblasprinzip“ vorgenommen [7], [29], [121]. Die Grundlage des Verfahrens stellt die Kühlung der Grenzschicht durch einen eingebrachten Massenstrom dar. Das Ausmaß der Kühlung ist dabei von der massenspezifischen Enthalpie der Anströmung abhängig. Da durch die Kühlung der Grenzschicht der Temperaturgradient zur Sondenoberfläche abnimmt, wird dadurch auch der konvektive Wärmestrom auf die Sonde verringert. Die massenspezifische Enthalpie kann somit in einen Zusammenhang zu einer mit der Sonde messbaren Wärmestromdichte gebracht werden. Die für diesen Zweck, der Messung der Wärmestromdichte in Abhängigkeit unterschiedlicher Ausblasmassenströme zur Kühlung der Grenzschicht, verwendete Sonde geht auf eine Idee von FASOULAS [29] zurück, welche durch STÖCKLE [121] und später durch LÖHLE [86] weiterentwickelt wurde. Der halbkugelförmige Sondenkopf einer 50 mm Sonde mit dem Messeinsatz zur Bestimmung der Wärmestromdichte, in welchem sich ebenfalls die zentrale Bohrung zum Ausblasen des Kühlmediums befindet, ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Für die Versuche zur Bestimmung der Enthalpie des Luft-Plasmas wurde in diesem Fall Stickstoff als Kühlmedium verwendet.

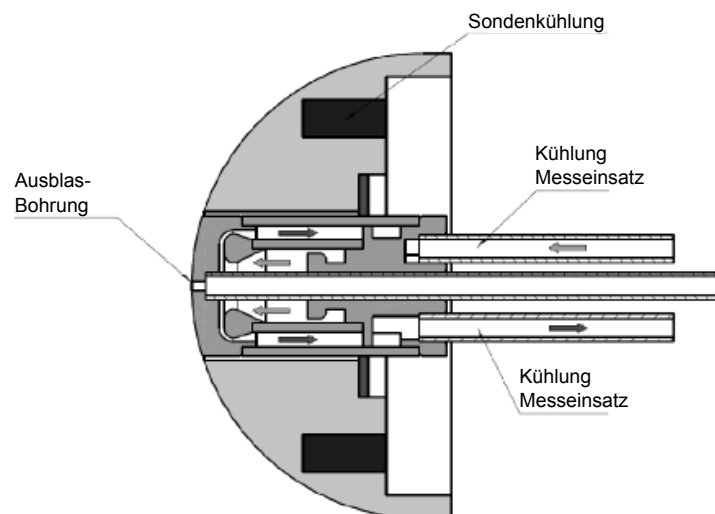


Abb. 4.8 Sondenkopf Enthalpiesonde [86]

Die im Folgenden angegebenen theoretischen Hintergründe, welche zur Auswertung der Sondenmessungen benötigt werden, wurden, soweit nicht anders angegeben, den Arbeiten von STÖCKLE [121] entnommen. Den Ausgangspunkt für den Zusammenhang zwischen Freistrahlenenthalpie und gemessener Wärmestromdichte bilden die sogenannten Grenzschichtgleichungen, eine für die Anwendung auf die Grenzschicht des Staupunkts vereinfachte Form der NAVIER-STOKES-Gleichungen. Im Fall einer selbst-ähnlichen Grenzschicht, wie sie bei der gewählten Kugelkopfgeometrie der Sonde gegeben ist, kann dadurch die Anzahl der unabhängigen Varia-

blen reduziert werden, so dass sich weitere Vereinfachungen der Gleichungen ergeben. Letztendlich lässt sich das Verhältnis der Wärmestromdichten auf den Sondenkopf mit und ohne Kühlmassenstrom als

$$\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} = f \left[ \frac{(\rho v)_K}{(\rho v)_\infty St} \left( \frac{\bar{M}_\infty}{\bar{M}_K} \right)^{0.25} \right] = const \quad (4.4)$$

herleiten, also als eine Funktion in Abhängigkeit der STANTON-Zahl  $St$  und den weiteren Größen Massenstrom  $\rho v$  und mittlere molekulare Masse der Anströmung  $\bar{M}_\infty$  und des Kühlmediums  $\bar{M}_K$ . Die STANTON-Zahl

$$St = \frac{\dot{q}_{0,vk}}{\rho_\infty v_\infty (h_0 - h_w)} \quad (4.5)$$

ist als Verhältnis der tatsächlichen vollkatalytischen Wärmestromdichte zur theoretisch maximal möglichen Wärmestromdichte definiert, die hier als Produkt von Massenstrom und massenspezifischer Enthalpie ausgedrückt ist. Voraussetzungen für die hier beschriebenen Zusammenhänge sind die bereits erwähnte Selbstähnlichkeit und die Annahme von chemischem Gleichgewicht in der Grenzschicht, welche durch die Verwendung hochkatalytischer Sondenmaterialien ebenfalls als gegeben angenommen werden kann. Die in Gleichung 4.4 vorhandenen Variablen lassen sich zu einem sogenannten Massenadditionsfaktor

$$B = \frac{(\rho v)_K}{(\rho v)_\infty St} = \frac{h_\infty (\rho v)_K}{\dot{q}_{0,vk}} \quad (4.6)$$

zusammenfassen. Es wird dabei angenommen, dass die Enthalpie an der Sondenoberfläche  $h_w$  gegenüber der totalen Enthalpie in der Anströmung  $h_\infty$  vernachlässigbar klein ist. Ebenso wird der Einfluss der mittleren Molekulargewichte vernachlässigt, was sich durch die Wahl eines geeigneten Kühlmediums mit ähnlichem Molekulargewicht rechtfertigen lässt. Basierend auf numerischen Lösungen der Grenzschichtgleichung geben SWANN und PITTMANN an, dass die Reduktion der Wärmestromdichte durch Ausblasen eines Kühlmediums der quadratischen Beziehung [125]

$$\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} = 0,13B_{SP}^2 - 0,72B_{SP} + 1 \quad (4.7)$$

in Abhängigkeit des Massenadditionsfaktors  $B_{SP}$  folgt. Aus den gemessenen Wärmestromdichten bei verschiedenen Ausblasmassenströmen lässt sich somit, unter Anwendung von Gleichung 4.7 in Verbindung mit Gleichung 4.6, die totale Enthalpie im Freistrahle bestimmen.

Ein anderer Ansatz zur Bestimmung der Reduktion der Wärmestromdichte in Abhängigkeit des Ausblasmassenstroms, der ohne eine numerische Lösung der Grenzschichtgleichungen auskommt, wurde von LÖHLE et al. vorgeschlagen [86]. Hier wird die Energieerhaltungsgleichung

unter den vereinfachenden Annahmen, dass sowohl viskose Effekte als auch chemische Reaktionen und Diffusion vernachlässigt werden können, analytisch gelöst. Als Ergebnis erhält man die Beziehung [86]

$$\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} = \frac{B_{L\ddot{o}}}{e^{B_{L\ddot{o}}} - 1}, \quad (4.8)$$

die ebenfalls die Reduktion der Wärmestromdichte in Abhängigkeit des Ausblasmassenstroms beschreibt. Eine Taylorreihenentwicklung um  $B_{L\ddot{o}} = 0$  ergibt [86]

$$\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} = 0,083B_{L\ddot{o}}^2 - 0,5B_{L\ddot{o}} + 1, \quad (4.9)$$

was qualitativ der Form von Gleichung 4.7 entspricht. Da die Koeffizienten aus Gleichung 4.9 nicht denen aus Gleichung 4.7 entsprechen, ist bei dem von LÖHLE et al. vorgeschlagenen Ansatz für die gleiche Reduktion der Wärmestromdichte ein größerer Massenadditionsfaktor notwendig. Nach Gleichung 4.6 ist dies gleichbedeutend damit, dass die Auswertung eines gemessenen Wärmestromdichteverhältnisses höhere Werte für die massenspezifische Enthalpie ergibt.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Sondenmessungen zur Bestimmung der lokalen massenspezifischen Enthalpie wurde der Ansatz nach LÖHLE et al. gewählt, da sich hierbei in der Strahlmitte eine bessere Übereinstimmung mit der nach MARVIN und POPE aus [93]

$$h_{PoPe} = \frac{\dot{q}_{vk}}{K \sqrt{p_{tot}/r_{eff}}} \quad (4.10)$$

berechneten Enthalpie ergibt. Die Enthalpie wird hierbei aus der vollkatalytischen Wärmestromdichte  $\dot{q}_{vk}$ , dem Totaldruck  $p_{tot}$  und dem effektiven Sondenradius  $r_{eff}$  bestimmt. Der effektive Sondenradius [93]

$$r_{eff} = \left( \frac{\dot{q}_{KK}}{\dot{q}_{FK}} \right)^2 r_{Sonde} = (2,3 \pm 0,3) r_{Sonde} \quad (4.11)$$

lässt sich nach MARVIN und POPE aus dem Verhältnis der Wärmestromdichten auf eine Sonde mit Kugelkopf respektive flachem Kopf und dem Sondenradius berechnen. Die in Gleichung 4.10 enthaltene Konstante K wird in der Literatur für Luft mit  $0,368 \text{ kW kg}/(\text{m}^{1,5} \text{ Pa}^{0,5} \text{ MJ})$  angegeben [93].

#### 4.2.2.4. Fabry-Pérot-Interferometrie

Bei der FABRY-PÉROT-Interferometrie (FPI) handelt es sich um ein hochauflösendes spektroskopisches Messverfahren, das auf dem Prinzip der Vielstrahlinterferenz aufbaut [128]. Das

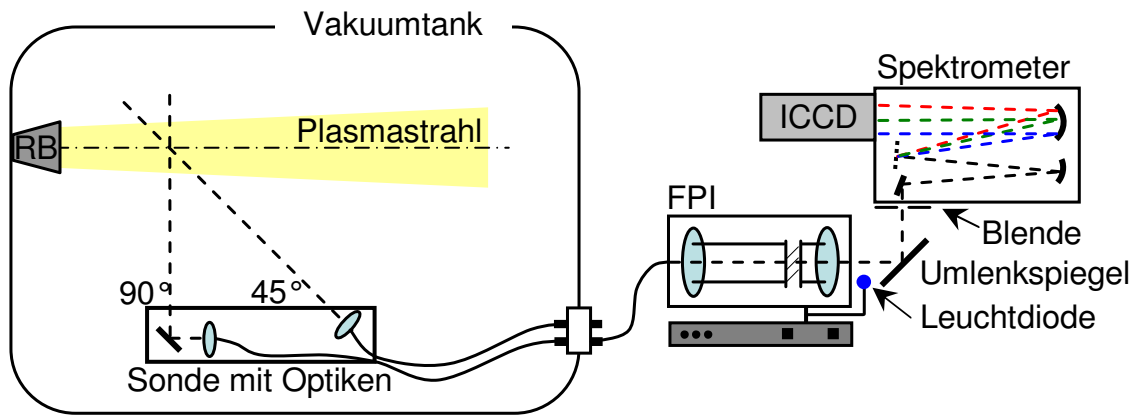


Abb. 4.9 Versuchsaufbau zur FABRY-PÉROT-Interferometrie

Verfahren wurde zum Beispiel von AESCHLIMANN erfolgreich zur Plasmastrahlcharakterisierung eingesetzt [2]. Am IRS wurden in der Vergangenheit erfolgreiche Experimente durch HABIGER, FEIGL und WINTER zur Bestimmung ausgewählter Plasmaparameter durchgeführt [30], [46], [132]. Im Rahmen dieser Arbeit kommt erstmalig im Plasmawindkanal ein im Vergleich zu den vorangegangenen Arbeiten überarbeiteter Aufbau zum Einsatz, welcher zuerst von LÖHLE für Wiedereintrittsbeobachtungen genutzt wurde, und sich unter anderem durch die Möglichkeit, verschiedene Plasmaspezies simultan zu beobachten, auszeichnet [87], [88].

Der verwendete Versuchsaufbau, schematisch dargestellt in Abbildung 4.9, besteht aus drei wesentlichen Komponenten: Einem Optiksistem, dem FABRY-PÉROT-Interferometer und einem Spektrometer mit angeschlossener ICCD Kamera. Das Optiksistem dient der Erfassung der Strahlung des zu untersuchenden Querschnitts des Plasmastrahls. Die Strahlung wird von zwei Linsen aufgenommen und in die Lichtwellenleiter eingekoppelt. Beide Linsen sind in einem wassergekühlten Gehäuse, welches am Sondenhalter des Plasmawindkanals befestigt wird, untergebracht. Die Linsen sind dadurch so positioniert, dass die optische Achse einer der Linsen senkrecht zum Plasmastrahl ausgerichtet ist. Die optische Achse der zweiten Linse schneidet den Plasmastrahl an der gleichen Stelle unter einem Winkel von  $45^\circ$ , wodurch sich die Geschwindigkeit der emittierenden Teilchen über den Dopplereffekt in der Messung niederschlägt. Von beiden Linsen führen Lichtwellenleiter, bestehend aus einer einzelnen Quarzfasern mit einem Durchmesser von  $600\ \mu\text{m}$ , zum FPI und können wechselweise als Signalquelle dienen. Das hier verwendete FABRY-PÉROT-Interferometer ist ein piezoelektrisch gesteuertes Scanning-FPI vom Typ *Burleigh RC110*. Die Bezeichnung Scanning-FPI wird verwendet, um zu verdeutlichen, dass einer der beiden Spiegel des FPI, zwischen welchen es zur Interferenz des eingekoppelten Messsignals kommt, verfahrbar gelagert ist. Dadurch lässt sich in engen Grenzen ein spektraler Scan realisieren. Das Verfahren der beiden Spiegel zueinander wird im Allgemeinen als Rampe bezeichnet. Ist die Endposition einer Rampe erreicht, wird der Spiegel nahezu instantan auf den Ausgangspunkt zurückgesetzt und das Verfahren beginnt erneut. Um den Beginn einer Rampe eindeutig in den Messdaten zu kennzeichnen, ist eine Leuchtdiode in den Strahlengang des Versuchsaufbaus integriert, deren Aufleuchten über die FPI Steuerung mit dem Rücksetzen des Spiegels synchronisiert ist. Die für die Versuche gewählten FPI-Einstellungen sowie die für die Datenauswertung relevanten Geräteparameter sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Nach Verlassen des FPI wird der Lichtstrahl mittels einer Linse auf den Eingang des Spektrometers

Spiegelabstand	Blende	Rampendauer	Brennweite	Spiegelebenheit
3,067 mm	0,4 mm	20 s	84 mm	$\lambda/200$ bei 546 nm

Tabelle 4.2 Einstellungen FABRY-PÉROT-Interferometer

fokussiert, wobei der Strahl durch einen Spiegel um  $90^\circ$  umgelenkt wird. Im hier beschriebenen Aufbau wird ein Spektrometer vom Typ *Princeton Instruments Spectra Pro 300i* mit einem 300 Linien/mm Gitter verwendet. Das Spektrometer ermöglicht die partielle Ausblendung unerwünschter Spektralbereiche, indem es das eingehende Licht spektral getrennt auf verschiedene Bereiche des ICCD Sensors der an das Spektrometer angeschlossenen Kamera vom Typ *Princeton Instruments PIMax* lenkt, welche als Detektor dient. Dadurch besteht insbesondere die Möglichkeit, Emissionslinien verschiedener Plasmaspezies gleichzeitig in einer Messung zu untersuchen. Die im klassischen FPI Aufbau vorhandene und sich auch auf die Finesse auswirkende Brennpunktblende wird zum einen durch den Eingangsspalt des Spektrometers gebildet. Zum anderen wird die Blendenwirkung durch entsprechendes Auslesen des ICCD, sogenanntes zeilenweises *Binning*, simuliert. Dadurch ergibt sich ein effektiver quadratischer Blendenquerschnitt, dessen Kantenlänge mit 0,4 mm gewählt wurde. Die sich durch die Blendengeometrie theoretisch ergebende minimale Asymmetrie des Linienfußes kann vernachlässigt werden, da sie sich nicht auf die Halbwertsbreite der Profile auswirkt.

Das Verfahren der FABRY-PÉROT-Interferometrie wurde im Rahmen dieser Arbeit zur Bestimmung zweier wesentlicher Plasmamaparameter eingesetzt, zum einen zur Ermittlung der Translationstemperaturen des atomaren Sauerstoffs und Stickstoffs durch Analyse der spektralen Linienprofile, das heißt durch Ermittlung der Temperaturverbreiterung einzelner atomarer Emissionslinien. Da der Versuchsaufbau zudem Messungen unter verschiedenen Winkeln zur Plasmastrahlachse ermöglicht, konnte zum anderen die Geschwindigkeit des Plasmastrahls aus der Dopplerverschiebung dieser Emissionslinien berechnet werden. Beide Größen bestimmen maßgeblich die Enthalpie des Plasmas.

Die Translationstemperatur lässt sich aus der Temperaturverbreiterung der Emissionslinien, welche aus der thermischen, ungerichteten Bewegung der Teilchen resultiert, über [128]

$$\Delta\sigma_G = \frac{2\sigma_0}{c} \sqrt{\frac{2\Re T \ln(2)}{M}} \quad (4.12)$$

berechnen. Gleichung 4.12 beschreibt die volle Halbwertsbreite (FWHM) der GAUSS-förmigen DOPPLER-Verbreiterung  $\Delta\sigma_G$  in Wellenzahlen als Funktion der Temperatur  $T$ , der molaren Masse  $M$ , der Lichtgeschwindigkeit  $c$  und der Universellen Gaskonstante  $\Re$ . Durch Umformen und Ersetzen der molaren Masse durch die absolute Teilchenmasse  $m_M$  ergibt sich übertragen in den Frequenzraum

$$T = \frac{\Delta\nu_G^2 c^2 m_M}{8 \ln(2) \nu_0^2 k_B} \quad (4.13)$$

zur Berechnung der Temperatur aus der Temperaturverbreiterung  $\Delta\nu_G$  der Emissionslinie mit

der Frequenz  $\nu_0$ . Die Geschwindigkeit des Plasmas lässt sich aus der auf dem Dopplereffekt beruhenden Frequenzverschiebung von  $\nu_0$  auf  $\nu$  [37]

$$\nu = \frac{\nu_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \left(1 - \frac{v}{c} \cos\alpha\right) \quad (4.14)$$

berechnen. Der Winkel  $\alpha$  ist dabei der Winkel zwischen der Detektionsachse und der Bewegungsrichtung, welche hier mit der Strahlachse zusammenfällt. Wird die Frequenzverschiebung als  $\Delta\nu_D = \nu_0 - \nu$  ausgedrückt und unter der Annahme, dass  $c \gg v$ , der Wurzelterm in Gleichung 4.14 mit 1 gleichgesetzt, ergibt sich die Schwerteilchengeschwindigkeit

$$v = \frac{\Delta\nu_D c}{\nu_0 \cos\alpha} \quad (4.15)$$

als Funktion der Frequenzverschiebung  $\Delta\nu_D$ . Im hier verwendeten Aufbau weisen die in der FPI-Sonde installierten Optiken feste Beobachtungswinkel zur Strahlachse mit Werten von  $\alpha_1 = 90^\circ$  und  $\alpha_2 = 45^\circ$  auf.

Wie bereits beschrieben, handelt es sich bei dem hier verwendeten FABRY-PÉROT-Interferometer um ein Scanning-FPI. Das bedeutet, dass der detektierte Spektralbereich nicht gleichzeitig erfasst wird, sondern innerhalb einer bestimmten Zeit, der sogenannten Rampendauer, durchlaufen wird. Das gemittelte Signal 10 solcher Scans ist in Abbildung 4.10 dargestellt, welche exemplarisch das 777 nm Sauerstofftriplett als Intensitätsverlauf über den einzelnen Kamerabildern einer Rampe zeigt. Zu erkennen ist, dass jede Linie des Triplets mehrfach detektiert wird, wobei es sich um aufeinanderfolgende Ordnungen ein und derselben Linie handelt. Bei einem beliebigen Spiegelplattenabstand ergibt sich konstruktive Interferenz für eine betrachtete Wellenlänge genau dann, wenn der Plattenabstand ein ganzzahliges Vielfaches  $m$  dieser Wellenlänge ist. Wird der Abstand durch das Verfahren der Spiegelplatte soweit minimiert, bis das ganzzahlige Vielfache  $m - 1$  entspricht, erfasst man in der Messung die benachbarte Ordnung. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Ordnungen ist der freie Spektralbereich

$$\delta\nu = \frac{c}{2nd}, \quad (4.16)$$

welcher sich aus Lichtgeschwindigkeit  $c$ , Brechungsindex  $n$  und Spiegelplattenabstand  $d$  berechnen lässt. Der freie Spektralbereich stellt einen essentiellen FPI-Parameter dar, da über diese Größe die Sequenz der einzelnen mit dem Spiegelplattenabstand korrespondierenden CCD-Aufnahmen in eine spektrale Achse überführt wird. Dadurch geht der freie Spektralbereich sowohl in die Linienbreite und damit in die Translationstemperatur, als auch in die Dopplerverschiebung und die daraus berechnete Strahlgeschwindigkeit ein. Des Weiteren fällt in Abbildung 4.10 auf, dass das Verhältnis der Abstände zwischen den einzelnen Linien des Triplets nicht den physikalisch definierten spektralen Abstandsverhältnissen entspricht. Dies ist darin begründet, dass der gewählte freie Spektralbereich kleiner ist als die spektrale Breite des 777 nm Sauerstofftripletts. Dadurch setzt sich das Triplet in der Messung aus Linien unterschiedlicher Ordnung zusammen, was je nach freiem Spektralbereich in einer anderen Linienfolge resultiert. Der freie Spektralbereich wurde, ohne Überlagerungen der Linien zuzulassen, so klein wie möglich gewählt, um Einflüsse der Instrumentenverbreiterung auf die Messung zu minimieren.

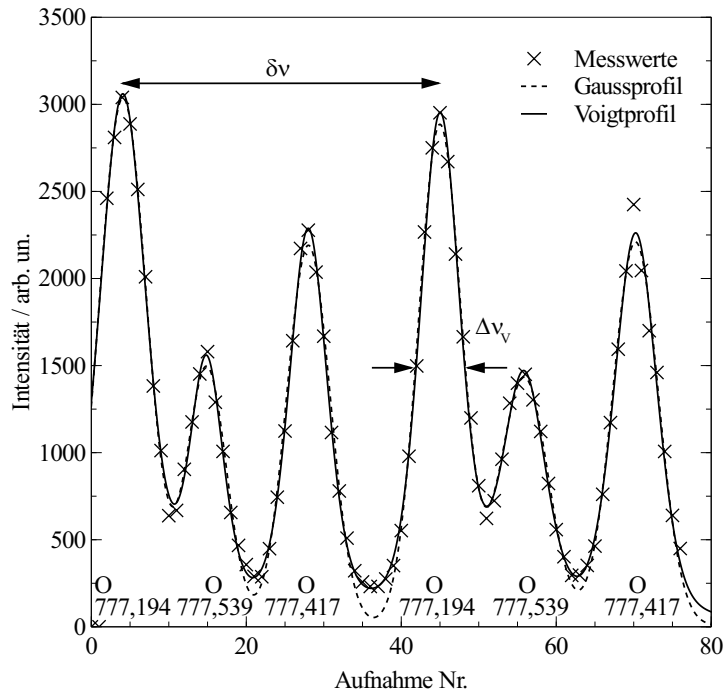


Abb. 4.10 FPI Messung des Sauerstoff 777 nm Triplets

### Temperaturverbreiterung und Dopplerverschiebung

Die Bestimmung von Temperaturverbreiterung und Dopplerverschiebung basiert auf der Auswertung der Messwerte unter Zuhilfenahme von Fitfunktionen, wobei als Fitfunktion eine Summe von VOIGT-Profilen, entsprechend der Anzahl der detektierten Linien bzw. Ordnungen, gewählt wurde. Abbildung 4.10 zeigt die Daten einer Messung des 777 nm Sauerstofftriplets und die dazugehörigen Fitfunktionen einer Summe von GAUSS- bzw. VOIGT-Profilen. Die Verwendung von VOIGT-Profilen, anstelle der häufig verwendeten GAUSS-Profile, ergibt eine deutlich verbesserte Übereinstimmung von Messdaten und gefittetem Linienprofil. Das VOIGT-Profil der Messdaten resultiert aus der Faltung der temperaturverbreiterten, d.h. GAUSS-förmigen, Emissionslinien und der LORENTZ-förmigen Instrumentenverbreiterung des FPI-Aufbaus. Bei dieser Betrachtung wird die natürliche LORENTZ-förmige Linienform der Emissionslinien eines Atoms vernachlässigt [23]. Dies ist dadurch gerechtfertigt, dass die natürliche Linienbreite nach TRAVING mit circa 0,01 pm abgeschätzt werden kann, und damit um einige Größenordnungen kleiner ist, als die für die hier untersuchten Plasmabedingungen charakteristische Temperaturverbreiterung [127]. Des Weiteren wird angenommen, dass alle weiteren unmittelbar aus den Plasmaeigenschaften resultierenden Verbreiterungsmechanismen, wie beispielsweise die Druckverbreiterung oder der STARK-Effekt, welcher einen Verbreiterungsmechanismus durch Interaktion mit freien Elektronen beschreibt, bei der hier untersuchten Plasmabedingung vernachlässigt werden können. AUWETER-KURTZ gibt an, dass die Elektronendichten in den Plasmawindkanalanlagen des IRS typischerweise bei  $< 10^{19} \text{ m}^{-3}$  liegen [7]. Basierend auf den Angaben von GRIEM für die STARK-Verbreiterung bei Elektronendichten von  $10^{22} \text{ m}^{-3}$  kann abgeschätzt werden, dass die Elektronendichten der IRS Plasmawindkanalanlagen nur in un-

bedeutender Weise zur Halbwertsbreite der untersuchten Emissionslinien beitragen [45].

Auch ein weiterer Verbreiterungseffekt, basierend auf dem Dopplereffekt und hervorgerufen durch die radiale Expansion des Plasmastrahls [7], wurde als vernachlässigbar identifiziert. Dazu wurden die Linienbreiten einer Messposition sowohl für die Beobachtungsrichtung unter  $90^\circ$  als auch für jene unter  $45^\circ$  ausgewertet. Die radiale Expansion führt dazu, dass sich eine Hälfte des Strahls auf die Detektionsoptik zu bewegt, wohingegen sich die andere Hälfte des Strahls davon entfernt. Theoretisch sollte der Einfluss aufgrund der unterschiedlichen Beobachtungswinkel zur Bewegungsrichtung für die  $90^\circ$  Optik stärker ausfallen. Dies konnte jedoch bei der Auswertung der Versuchsdaten nicht nachvollzogen werden, da für beide Optiken jeweils ungefähr die gleiche Linienbreite ermittelt wurde. Neben der Möglichkeit, dass tatsächlich nur geringe radiale Geschwindigkeitskomponenten vorliegen, stellt auch das in Abbildung 4.21 dargestellte Intensitätsprofil des Messsignals eine Erklärungsmöglichkeit dar. Bei Messung einer Position in der Strahlmitte stammt auch der überwiegende Beitrag zum Gesamtsignal aus diesem Bereich, in dem keine oder nur sehr geringe radiale Geschwindigkeitskomponenten auftreten. Strahlung aus den äußeren Radialpositionen, für welche mit den größten radialen Geschwindigkeitskomponenten zu rechnen ist, kann das Messsignal nur unbedeutend beeinflussen, da hier nur sehr wenig Strahlung erzeugt wird. Für Messungen der äußeren Radialpositionen kann der Einfluss dieses Effektes ausgeschlossen werden, da für diese Messpositionen die radiale Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Beobachtungsrichtung wirkt. Es wird daher davon ausgegangen, dass die untersuchten Emissionslinien einem VOIGT-Profil, zusammengesetzt aus einer natürlichen, DOPPLER-verbreiterten, GAUSS-förmigen Linienform und LORENTZ-förmiger Instrumentenverbreiterung, entsprechen.

Für den Fit der VOIGT-Profile wurde die analytische Näherung der Faltung aus LORENTZ- und GAUSS-Funktion [90]

$$f_V(\nu - \nu_0, \Delta\nu_V) = c_L \frac{1}{\pi} \frac{\frac{1}{2}\Delta\nu_V}{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{1}{2}\Delta\nu_V)^2} + c_G \frac{\sqrt{\ln(2)}}{\frac{1}{2}\sqrt{\pi}\Delta\nu_V} \exp\left[\frac{-\ln(2)(\nu - \nu_0)^2}{(\frac{1}{2}\Delta\nu_V)^2}\right] \quad (4.17)$$

nach LIU ET AL. verwendet. Die in der Funktion enthalten Koeffizienten sind mit

$$c_L = 0,68188(17) + 0,61293(31)d - 0,18384(39)d^2 - 0,11568(44)d^3 \quad (4.18)$$

und

$$c_G = 0,32460(17) - 0,61825(31)d + 0,17681(39)d^2 + 0,12109(44)d^3 \quad (4.19)$$

angegeben, wobei

$$d = \frac{\Delta\nu_L - \Delta\nu_G}{\Delta\nu_L + \Delta\nu_G} \quad (4.20)$$



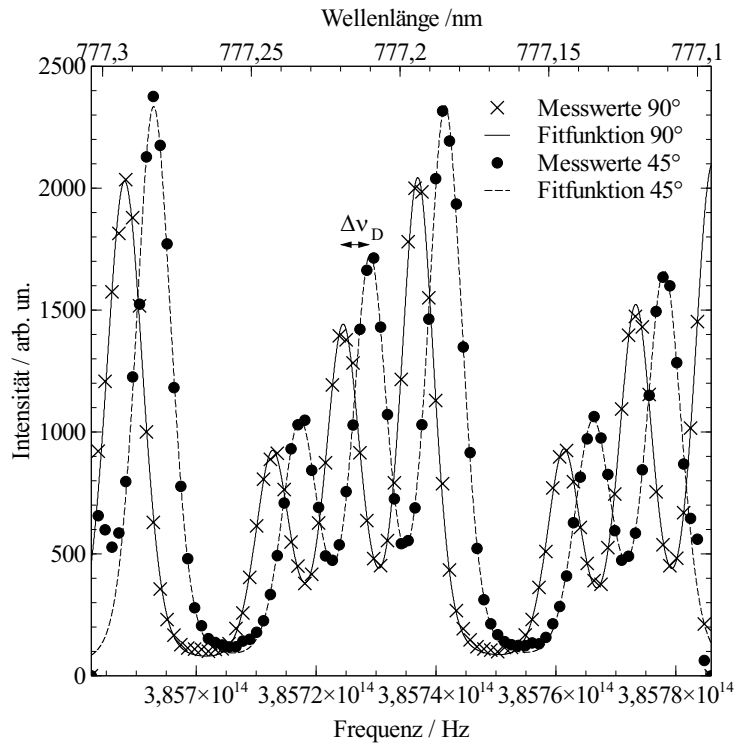


Abb. 4.11 Dopplerverschiebung des FPI Messsignals

gilt.  $\Delta\nu_G$  und  $\Delta\nu_L$  sind die vollen Halbwertsbreiten (FWHM) des GAUSS- bzw. LORENTZ-Profiles, welche dem VOIGT-Profil mit der Halbwertsbreite  $\Delta\nu_V$  zugrunde liegen. In Gleichung 4.17 lässt sich  $\Delta\nu_V$  nach OLIVERO und LONGBOTHUM näherungsweise als [101]

$$\Delta\nu_V = \frac{1}{2} \left( 1,0692\Delta\nu_L + \sqrt{(0,86639\Delta\nu_L^2 + 4\Delta\nu_G^2)} \right) \quad (4.21)$$

ausdrücken. Da die Halbwertsbreite der LORENTZ-Funktion  $\Delta\nu_L$  der in einer separaten Messung bestimmten Instrumentenverbreiterung  $\Delta\nu_{Inst}$  entspricht und somit bekannt ist, verbleiben als zu bestimmende Fitparameter die Positionen der einzelnen Maxima  $\nu_0$  und die Halbwertsbreiten der GAUSS-Funktionen  $\Delta\nu_G$ . Zur Vereinfachung der in Anhang B dokumentierten Fehlerbetrachtung wurde Gleichung 4.21 nach  $\Delta\nu_G$  umgestellt und in die Gleichungen 4.20 und 4.17 eingesetzt. Somit ergeben sich als Fitparameter die Halbwertsbreiten der VOIGT-Funktionen  $\Delta\nu_V$ . Da es sich bei Gleichung 4.17 um eine normierte Funktion handelt, kommen als weitere Fitparameter Skalierungsfaktoren für die Amplituden der einzelnen Linien hinzu. Der Fit wurde mit MATLAB<sup>®</sup> unter Benutzung der Methode der kleinsten Quadrate ausgeführt. Obwohl alle Spektrallinien des Sauerstofftripletts die gleiche Halbwertsbreite aufweisen sollten, wurde in der Fitfunktion für jede Linie einer Messung eine eigenständige Halbwertsbreite der GAUSS-Funktion zugelassen. Dieses Vorgehen wurde gewählt, um Fehler, welche durch die zu Beginn und am Ende einer FPI-Rampe unter Umständen unvollständige Erfassung einer Linie entstehen, auf die Halbwertsbreiten dieser Linien zu beschränken. Zur Berechnung der Translationstemperatur wurde der Mittelwert der Halbwertsbreiten der GAUSS-Anteile  $\Delta\nu_G$  der vollständig erfassten Linien einer Messung herangezogen, welcher direkt der Temperaturverbreiterung entspricht. Die Berechnung von  $\Delta\nu_G$  erfolgte nach Gleichung 4.21 aus den im Fit

bestimmten Parametern. Zur Bestimmung der Translationstemperatur wurden nur die unter einem Winkel von  $90^\circ$  zur Plasmastrahlachse aufgenommenen Messungen herangezogen.

Die Dopplerverschiebung zur Berechnung der Strahlgeschwindigkeit wird, wie in Abbildung 4.11 dargestellt, aus einer Überlagerung der Messwerte einer Messung des Plasmastrahls unter  $90^\circ$  und einer zweiten Messung, aufgenommen unter  $45^\circ$ , bestimmt. Da die Geschwindigkeit des Plasmastrahls zu langsam ist, um die dopplerverschobene Linie klar von der unverschobenen Linie zu trennen, konnten die beiden Linien nicht simultan aufgenommen werden. Es erfolgten deshalb sequentielle Messungen in den beiden Beobachtungsrichtungen. Unter der Voraussetzung, dass beide Messungen bei identischen Einstellungen des FPI aufgenommen wurden, entspricht die Verschiebung der Spektrallinien der einzelnen Messungen zueinander der Dopplerverschiebung  $\Delta\nu_D$ .

### Instrumentenverbreiterung

Die Instrumentenverbreiterung wurde in einer Referenzmessung ermittelt, bei der ein Laser als Strahlungsquelle diente. Verwendet wurde primär ein *He/Ne*-Justierlaser mit einer Wellenlänge von  $\lambda_0 = 632,816$  nm, dessen Halbwertsbreite in einer separaten Messung mit  $\Delta\nu_{G_{Laser}} = 1,536$  pm bestimmt wurde. Als Vergleichswert, welcher jedoch nicht in der Auswertung verwendet wurde, soll an dieser Stelle noch die vom Hersteller angegebene Halbwertsbreite von 1,5 GHz genannt werden, was ca. 2 pm entspricht. Für wenige Versuche kam zudem alternativ ein abstimmbarer Diodenlaser mit einer Wellenlänge von 844 nm zum Einsatz.

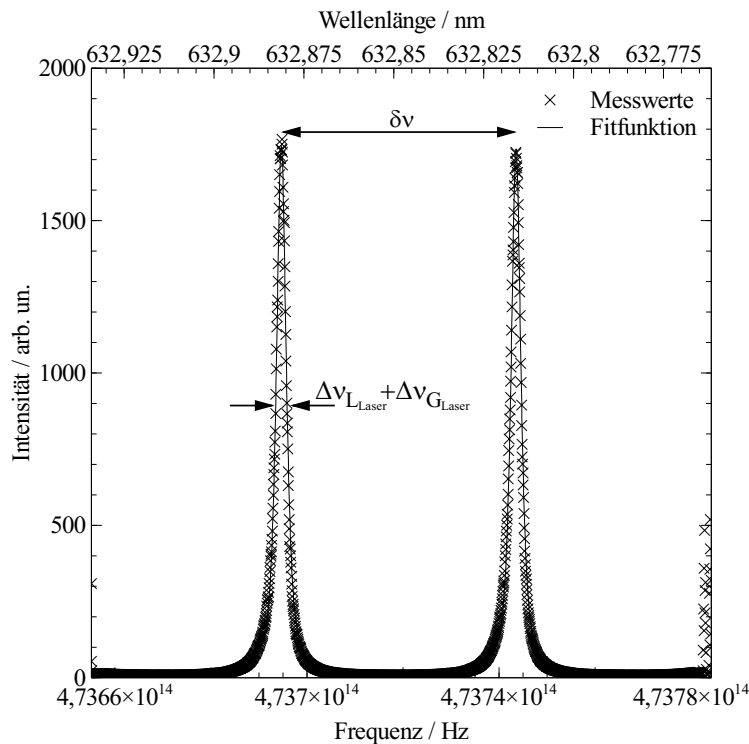


Abb. 4.12 FPI Messung des Justierlasers

Bei bekannter Halbwertsbreite der Laserlinie kann aus dem gemessenen Profil dieser Linie, gezeigt in Abbildung 4.12, die Instrumentenverbreiterung ermittelt werden. Dazu wird analog zur Bestimmung der Temperaturverbreiterung eine Summe von VOIGT-Profilen

$$f = \sum_{i=1}^n a_i f_V(\nu - \nu_{0_i}, \Delta\nu_{V_i}), \quad (4.22)$$

entsprechend der Anzahl der erfassten Ordnungen, an die Messdaten angefitet. Der einzige Unterschied besteht darin, dass in diesem Fall die Halbwertsbreite des Laserlinienprofils, also der GAUSS-Anteil, bekannt ist, und somit die Halbwertsbreite des LORENTZ-Anteils  $\Delta\nu_{L_{Laser}}$  bestimmt wird.  $\Delta\nu_{L_{Laser}}$  entspricht somit der Instrumentenverbreiterung bei der entsprechenden Laserwellenlänge.

Da während der Messkampagne nur ein Justierlaser mit einer Wellenlänge von  $\lambda_0 = 632,816 \text{ nm}$  zur Verfügung stand, welcher somit nicht mit den Wellenlängen der untersuchten Spektrallinien übereinstimmt, sind bei der Bestimmung von  $\Delta\nu_{Inst}$  weitere Aspekte zu beachten. Es muss berücksichtigt werden, dass der Reflexionsgrad der Spiegel eine spektrale Abhängigkeit aufweisen kann, und so zu unterschiedlichen Linienbreiten an verschiedenen Positionen des Spektralbereichs führt. Dies ist unmittelbar aus der Gleichung [24]

$$\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1 = \frac{c(1-R)}{2nd\pi\sqrt{R}} \quad (4.23)$$

ersichtlich, welche die Halbwertsbreite  $\Delta\nu$  der theoretischen Transmissionskurve des FPI in Abhängigkeit des Reflexionsgrades  $R$  angibt. Gleichung 4.23 leitet sich, unter der Bedingung  $I_T(\nu_1) = I_T(\nu_2) = 1/2 I_T(\nu_0)$ , aus der *Airy*-Funktion für die transmittierte Intensität eines FPI [24]

$$I_T = I_0 \frac{1-R^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)} \quad (4.24)$$

her. Dazu wird die Phasendifferenz für senkrechten Lichteinfall

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi}{c} \nu nd \quad (4.25)$$

in Abhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit  $c$ , der Frequenz  $\nu$  und des Spiegelplattenabstandes  $d$  eingesetzt. Der Brechungsindex für die IRS Laborbedingungen wird auf Basis einer modifizierten EDLÉN-Gleichung nach STONE und ZIMMERMAN für Luft als Medium mit  $n_{633 \text{ nm}} = 1,00026$  angenommen [122].

Unter Zuhilfenahme von Gleichung 4.23 lässt sich eine, durch die spektrale Abhängigkeit des Reflexionsgrades der FPI Spiegel verursachte, Änderung der gemessenen Linienbreite  $\Delta\nu_{Sp} = \Delta\nu(R_\lambda) - \Delta\nu(R_{\lambda=633 \text{ nm}})$  berechnen. Damit kann für den Fall, dass die Gesamtfinesse

	$F_P$	$F_D$	$F_F$	$F_R$	$F_{Ges}$
<b>633 nm</b>	36,41	164,83	115,93	37,07	24,88
<b>746 nm</b>	42,91	139,86	136,63	32,91	25,08
<b>777 nm</b>	44,69	134,28	142,31	28,12	23,05

**Tabelle 4.3** Finessen des FPI-Aufbaus

$F_{Ges}$  des FPI-Aufbaus von der Reflexionsgradfinesse  $F_R$  dominiert wird, die Instrumentenverbreiterung nach Gleichung 4.26

$$\Delta\nu_{Inst} = \Delta\nu_{Laser} + \Delta\nu_{Sp} \quad (4.26)$$

um den Einfluss des wellenlängenabhängigen Reflexionsgrades der Spiegel korrigiert werden.

Die das Auflösungsvermögen eines FABRY-PÉROT-Interferometers bestimmende Gesamtfinesse [7], [46]

$$\frac{1}{F_{Ges}^2} = \frac{1}{F_R^2} + \frac{1}{F_F^2} + \frac{1}{F_P^2} + \frac{1}{F_D^2} \quad (4.27)$$

setzt sich aus verschiedenen Einzelfinessen zusammen. Dabei kann die Blendenfinesse

$$F_P = \frac{4cf^2}{\nu_0 D_P^2 d} \quad (4.28)$$

in Abhängigkeit der Brennweite  $f$  der Ausgangslinse des FPI und dem Durchmesser der Fokusblende  $D_P$  angegeben werden. Die Brechungsfinesse

$$F_D = \frac{2\nu_0 D_P^2}{cnd} \quad (4.29)$$

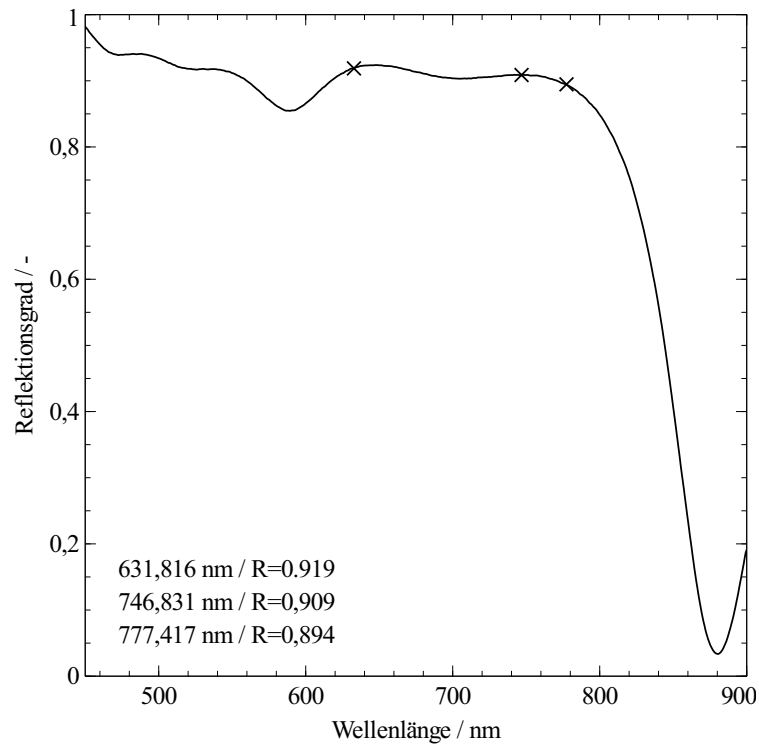
ist neben dem Durchmesser der Fokusblende auch vom Spiegelplattenabstand  $d$  und dem Brechungsindex  $n$  des sich dazwischen befindenden Mediums abhängig. Aus der Ebenheit der Spiegelplatten resultiert die Finesse

$$F_F = \frac{M}{2}, \quad (4.30)$$

welche nur von der Oberflächenplanarität  $M$  der Spiegel bestimmt wird. Die Reflexionsgradfinesse

$$F_R = \frac{\delta\nu}{\Delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (4.31)$$

lässt sich auf den Reflexionsgrad der Spiegel zurückführen.



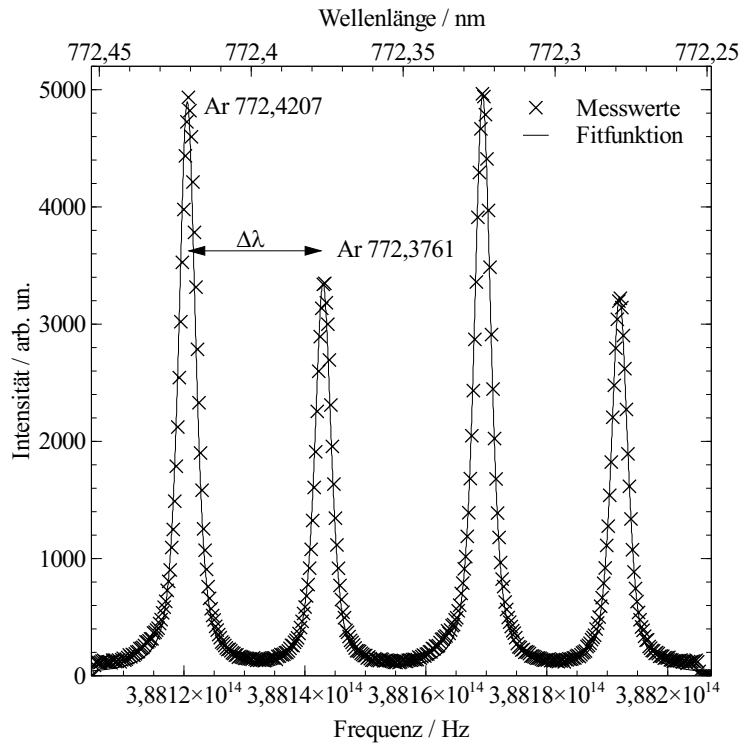
**Abb. 4.13** Reflexionsgrad FPI Spiegel

Die sich nach den Gleichungen 4.28 - 4.31 für den verwendeten Versuchsaufbau ergebenden Finessen sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Untersuchung der FPI Spiegel ergab nicht zu vernachlässigende Unterschiede des Reflexionsgrades für die Wellenlängen  $\lambda_0 = 633$  nm (Justierlaser),  $\lambda_0 = 746$  nm (Stickstoff) und  $\lambda_0 = 777$  nm (Sauerstoff). Die Messung des Reflexionsgrades erfolgte mit einem Reflexions- und Transmissionsgradmessgerätes vom Typ *Shimadzu UV-260* als Vergleichsmessung zu fabrikenneuen Referenzspiegeln vom Typ *EdmundOptics TechSpec* mit geschützter Silberbeschichtung. Die Beschichtung der Referenzspiegel besitzt laut Hersteller im untersuchten Wellenlängenbereich einen Reflexionsgrad von  $R > 98\%$  und bedingt somit nur eine geringfügige Korrektur der Messwerte. Abbildung 4.13 zeigt die Ergebnisse der Reflexionsgradmessungen inklusive der drei für die Auswertung benötigten Wellenlängen. Die dargestellte Kurve und die angegebenen Werte stellen den Mittelwert aus acht Messungen dar. Die maximale Standardabweichung im gesamten vermessenen Spektralbereich betrug dabei 0,0127.

### Spiegelplattenabstand

Um den Spiegelplattenabstand, welcher für die Bestimmung des freien Spektralbereichs nach Gleichung 4.16 benötigt wird, möglichst genau zu bestimmen, wurde der Abstand aus einer geeigneten FPI Messung berechnet, so dass auf externe mechanische Messungen des Plattenabstandes verzichtet werden konnte. Für diesen Versuch wurden die beiden *Ar* Emissionslinien bei  $\lambda = 772,3761$  nm und  $\lambda = 772,4207$  nm einer *Hg/Ar*-Dampflampe gleichzeitig mit dem FPI gemessen. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Da die Wel-



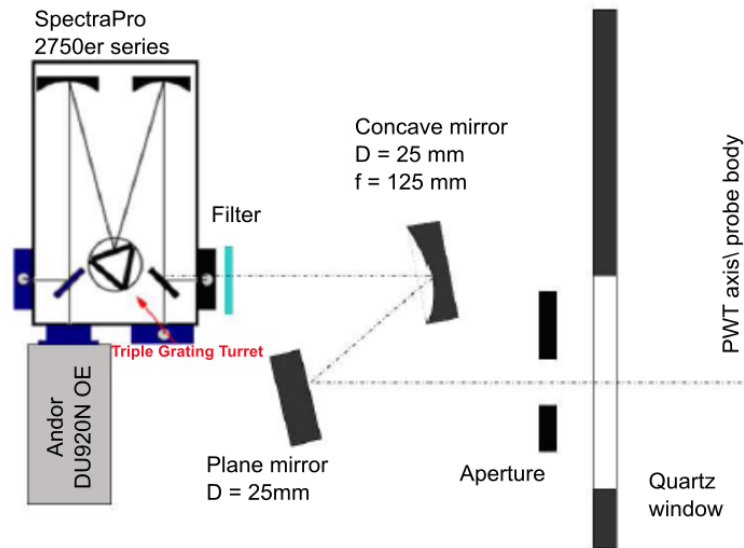
**Abb. 4.14** Messung von *Ar* Emissionslinien zur Bestimmung des Plattenabstandes

lenlängendifferenz der beiden *Ar* Linien bekannt ist, kann diese zur Definition der spektralen Achse herangezogen werden. Der Plattenabstand lässt sich nun über Gleichung 4.16 berechnen. Für den verwendeten FPI-Aufbau ergibt sich ein Wert von  $d = 3,067$  mm. Die Wahl dieses Plattenabstandes ergibt sich aus der Notwendigkeit, die drei Emissionslinien des Sauerstoff 777 nm Triplets nebeneinander mit minimaler spektraler Überlagerung im freien Spektralbereich abbilden zu können.

#### 4.2.2.5. Emissionsspektroskopie

Neben den Messungen mit der Emissionsspektroskopiesonde wurden Emissionsspektren mit einem weiteren sich außerhalb des Vakuumtanks befindenden Aufbau aufgenommen. Der dafür verwendete Messaufbau wurde von einer am IRS zeitgleich durchgeführten Messkampagne zur Untersuchung des Einflusses magnetohydrodynamischer (MHD) Effekte auf die Plasmaumströmung eines Sondenkopfes übernommen [64]. Ein Schema des Aufbaus ist in Abbildung 4.15 gezeigt. Für die Messungen wurde ein CZERNY-TURNER Spektrometer des Typs *ACTON SpectraPro 2750* unter Verwendung eines Gitters mit 300 Linien/mm eingesetzt. Die optischen Eigenschaften des Spektrometers sind durch eine Brennweite von  $f = 750$  mm und eine Blendenzahl von  $f/d = 9,7$  gekennzeichnet. Zum Aufzeichnen der Messwerte kam eine CCD-Kamera vom Typ *ANDOR Newton DU920N-OE* mit 1024x256 Detektorpixeln zum Einsatz, welche im Imaging-Modus betrieben wurde.

Wie in Abbildung 4.15 dargestellt, ist die optische Achse des Messaufbaus [64] senkrecht zum Plasmastrahl ausgerichtet. Mittels zweier Spiegel wird die Mittelebene des Plasmastrahls auf den 80  $\mu\text{m}$  Schlitz des Spektrometereingangs und weiter auf den CCD abgebildet. Die



**Abb. 4.15** Schematische Darstellung des externen Spektroskopie-Messaufbaus [64]

zusätzliche Blende im Strahlengang dient der Reduzierung der Strahlungsintensität und der Verringerung von Abbildungsfehlern. Zusätzlich wurden unmittelbar vor dem Spektrometereingang Spektralfilter zur Unterdrückung von Spektren höherer Ordnung, entsprechend des betrachteten Wellenlängenbereichs, angebracht.

In der gewählten Konfiguration konnte durch eine Messung ein Bereich des anvisierten Plasmastrahlquerschnittes mit einer radialen Ausdehnung von 53 mm, projiziert auf die 256 Zeilen des CCD, erfasst werden. Die Bestimmung dieses Wertes, sowie die genaue Bestimmung der Messposition und der räumlichen Auflösung der Spektren erfolgte mittels einer beleuchteten Blende von 200  $\mu\text{m}$  Durchmesser, welche verfahrbar auf der Strahlachse positioniert wurde und als Signalquelle diente. Die räumliche Auflösung wurde mit 300  $\mu\text{m}$  in y-Richtung (senkrecht zum Plasmastrahl) und 1,5 mm in x-Richtung bestimmt. Die Genauigkeit der Messposition in axialer Richtung beträgt  $\pm 1$  mm. Für eine genauere Beschreibung des Vorgangs zur Bestimmung dieser Werte wird auf WERNITZ verwiesen [64]. Die Kalibrierung erfolgte ebenfalls durch Messung einer sich auf der Plasmastrahlachse befindlichen Kalibrierlampe. Für die Intensitätskalibrierung wurde eine Ulbrichtkugel vom Typ *Gigahertz BN-0102-1* verwendet. Die Wellenlängenkalibrierung basiert auf den Messungen einer Quecksilber-Argon Dampflampe, wobei die Pixelzuordnung mit einem Polynom zweiter Ordnung erfolgte.

Emissionsspektroskopische Messungen wurden an einer axialen Position von  $x = 90$  mm, also dem Einströmquerschnitt des Simulationsgebietes vorgenommen. Dabei wurde der Spektralbereich von 300 nm - 900 nm abgedeckt. In Verbindung mit dem gewählten Gitter bedeutet dies, dass an jeder Messposition sechs Einzelmessungen erforderlich waren, welche im Rahmen der Auswertung zu einem Gesamtspektrum zusammengefügt wurden. Die einzelnen Messungen wurden mit Belichtungszeiten von 5 s - 20 s, angepasst an die Signalstärke der intensivsten Emissionslinien, durchgeführt.

## 4.3. Ergebnisse

In diesem Kapitel werden zunächst die Resultate der Plasmastrahlcharakterisierung präsentiert, welche die Basis für die CFD-Simulationen der Plasmaströmung bilden. Im Gegensatz zu den in Kapitel 3.2.2 präsentierten Ergebnissen der numerischen Simulation ausgewählter Trajektorienpunkte des EXPERT Wiedereintritts erfolgten diese Simulationsrechnungen nicht durch PRECI und FERTIG, sondern durch den Autor dieser Arbeit selbst. Aufbauend auf diesen Simulationsrechnungen konnten numerisch erzeugte Spektren generiert werden, welche am Ende des Kapitels, im Vergleich mit dem gemessenen Spektrum der Emissionsspektroskopiesonde, diskutiert werden.

### 4.3.1. Ergebnisse der Plasmastrahlcharakterisierung

Bei den am PWK4 durchgeführten Versuchen zur Simulation des Flugexperimentes konnten alle in Tabelle 4.1 aufgeführten Parameter des Arbeitspunktes im Rahmen der benötigten Toleranzen eingehalten werden. Daher wird angenommen, dass die in Kapitel 4.2.1 beschriebene Asymmetrie des Plasmastrahls nur vernachlässigbare Auswirkung auf die grundlegende Charakteristik des PWK-Arbeitspunktes hat. Als weitere Vergleichswerte zur Überprüfung der PWK-Bedingung können die nach den in den Kapiteln 4.2.2.1 und 4.2.2.2 beschriebenen Standardverfahren ermittelten Radialprofile von Wärmestromdichte und Pitotdruck herangezogen werden. Auch hier ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit in der Vergangenheit gemessenen Werten. Die verwendeten Werte beziehen sich, wie in Abbildung 4.1 dargestellt, auf einen axialen Abstand von  $x = 90$  mm von der Düsenaustrittsebene. Soweit nicht anders angegeben gilt dies auch für alle im Folgenden präsentierten Radialprofile. Das in Abbildung 4.16 gezeigte Pitotdruckprofil stimmt sehr gut mit den von LÖHLE für das Plateau in der Strahlmitte angegebenen Werten von circa 1250 Pa [85] überein. Die Asymmetrie des Strahls bewirkt in

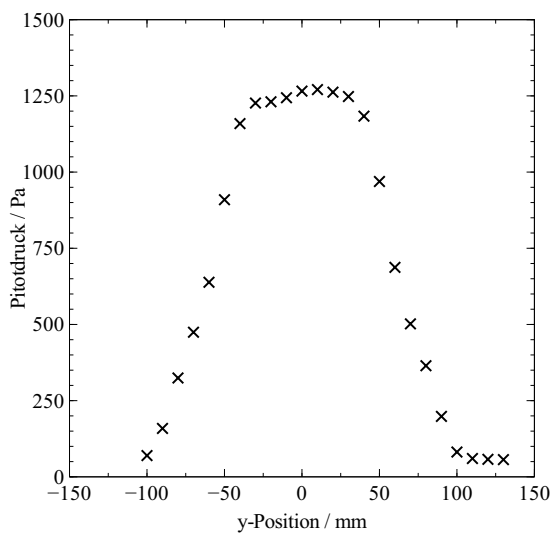


Abb. 4.16 Radialprofil des Pitotdruckes

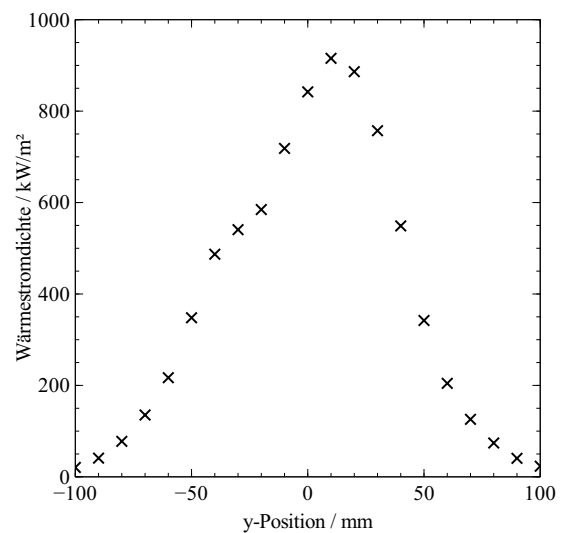


Abb. 4.17 Radialprofil der Wärmestromdichte



diesem Fall lediglich einen maximalen Unterschied von  $\approx 4\%$ , entsprechend  $\approx 50$  Pa. An der Position der Emissionsspektroskopiesonde, bei  $x = 125$  mm, wurde in der Strahlmitte ein Wert von 917 Pa ermittelt. Die Wärmestromdichte kann an dieser Position mit  $775 \text{ kW/m}^2$  angegeben werden. Das Radialprofil der Wärmestromdichte für  $x = 90$  mm ist in Abbildung 4.17 wiedergegeben. Die Asymmetrie des Strahls zeigt sich im Vergleich zum Pitotdruckprofil etwas stärker. Jedoch wird auch hier weiterhin eine relativ gute Übereinstimmung mit den von LÖHLE in der Strahlmitte gemessenen Werten von circa  $825 \text{ kW/m}^2$  erreicht. Betrachtet man zudem die im Plasmagenerator zugeführte Enthalpie, die aus der elektrischen Leistung des Lichtbogens  $P_{el}$ , dem über das Kühlwasser abgeführten Wärmestrom  $\dot{Q}_K$  und dem Gasmassestrom  $\dot{m}_{Ges}$  mit  $h_{el} \approx 6,2 \text{ MJ/kg}$  bestimmt wurde und somit ebenfalls dem nominellen Wert des gewählten Arbeitspunktes entspricht, lässt sich schlussfolgern, dass trotz der vorhandenen Asymmetrie weiterhin eine ausreichende Vergleichbarkeit zu früheren Versuchen an diesem PWK-Versuchspunkt gegeben ist. Die effektive Gesamtenthalpie des Plasmastrahls

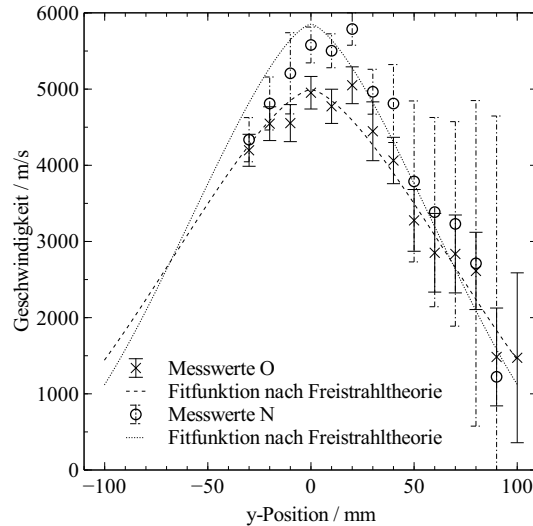
$$h_{eff} = \frac{P_{el} - \dot{Q}_K}{\dot{m}_{Ges}} + h_0 \quad (4.32)$$

beinhaltet zudem den bereits im zugeführten Arbeitsgas enthaltenen Anteil  $h_0$  und ergibt sich für den gewählten Arbeitspunkt zu  $h_{eff} \approx 6,5 \text{ MJ/kg}$ .

#### 4.3.1.1. Geschwindigkeitsprofil

Die umfangreichsten Messungen zur Charakterisierung des Plasmastrahlquerschnitts bei  $x = 90$  mm wurden mit dem in Kapitel 4.2.2.4 beschriebenen Verfahren zur FABRY-PÉROT-Interferometrie (FPI) durchgeführt. Die Methode wurde sowohl zur Geschwindigkeitsmessung der Schwerteilchen als auch zur Bestimmung der Translationstemperaturen eingesetzt. Systembedingt kann der hier verwendete Versuchsaufbau zur FABRY-PÉROT-Interferometrie nicht auf molekulare Spezies angewendet werden, so dass die Versuche auf die Betrachtung von atomarem Sauerstoff und Stickstoff beschränkt bleiben.

Die Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessung sind in Abbildung 4.18 dargestellt. In der Strahlmitte wurden für atomaren Sauerstoff Werte von  $4950 \text{ m/s}$  ermittelt. Für atomaren Stickstoff ergeben sich etwas höhere Geschwindigkeiten im Bereich von  $5550 \text{ m/s}$ . Im Bereich der Strahlmitte konnten die Geschwindigkeiten, nach der in Anhang B dokumentierten Fehlerrechnung, mit verhältnismäßig geringen Fehlern bestimmt werden, so dass auch unter Einbezug der Fehlerbalken unterschiedliche Geschwindigkeiten für die beiden betrachteten Spezies vorliegen. Die deutliche Vergrößerung der Fehlerbalken zum Rand des Plasmastrahls hin ist durch die zu den Strahlrändern stark abnehmende Signalstärke bedingt. Dies gilt insbesondere für die Betrachtung des Stickstoffs, da hier im Vergleich zum Sauerstoff generell nur eine niedrigere Signalstärke erreicht wurde. Im Gegensatz zu allen in der Vergangenheit am IRS durchgeführten Messungen der Schwerteilchengeschwindigkeiten wurden die Messwerte für unterschiedliche Spezies nicht sequentiell sondern simultan und als beide Spezies umfassender Datensatz erhoben. Die Geschwindigkeitsunterschiede zwischen den beiden Spezies können somit auch nicht auf geringfügige Diskrepanzen im Testaufbau oder der PWK-Bedingungen zum Zeitpunkt der Messung zurückgeführt werden. Der Unterschied der beiden Geschwindigkeiten beträgt ca.  $12\%$ ,



**Abb. 4.18** Radialprofil der Sauerstoff- und Stickstoff-Geschwindigkeit

was mit geringen Abweichungen der Differenz der molaren Massen der beiden betrachteten Spezies entspricht, womit die in Kapitel 4.2.1.1 aufgezeigte, diesbezügliche Abhängigkeit der Austrittsgeschwindigkeit als mögliche Erklärung angesehen werden kann.

Da zur Bestimmung der Geschwindigkeit, wie aus den Gleichungen 4.14 und 4.15 hervorgeht, zeitaufwendige Messungen des Plasmastrahls unter zwei unterschiedlichen Winkeln erforderlich sind, wurden die dafür notwendigen Experimente auf den Bereich der Strahlmitte und die  $+y$ -Hälfte des Strahls beschränkt. Unter Annahme von Rotationssymmetrie des Plasmastrahls, wie sie für die numerische Simulation der Sondenumströmung unter Zuhilfenahme des dafür gewählten Programms URANUS [33] ohnehin notwendig ist, wurden die Ergebnisse in ein vollständiges Radialprofil umgewandelt. Die in Abbildung 4.18 dargestellten Kurven des vollständigen Radialprofils basieren auf der von ABRAMOVICH angegebenen Funktion [1]

$$v(y) = v(y = 0) \left( 1 - \left( \frac{y}{r_{Strahl}} \right)^{3/2} \right)^2 \quad (4.33)$$

für das Geschwindigkeitsprofil eines Freistrahls, die mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Messwerte angepasst wurde. Wie Abbildung 4.18 zu entnehmen ist, ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Freistrahlttheorie mit den Messwerten.

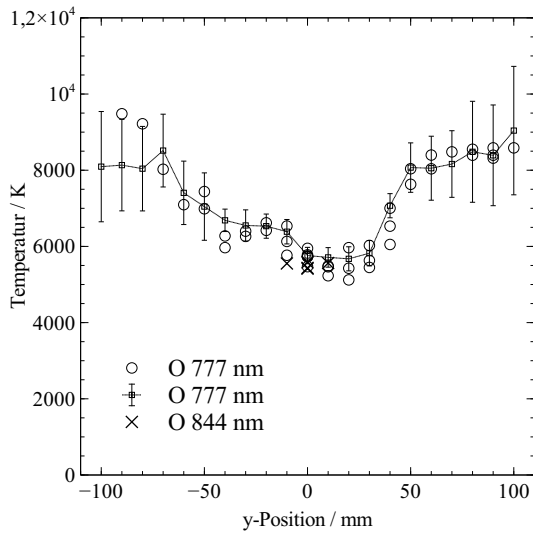
#### 4.3.1.2. Temperaturprofil

Ebenfalls auf Basis der mittels FABRY-PÉROT-Interferometrie gesammelten Messdaten sind die in den Abbildungen 4.19 und 4.20 gezeigten Radialprofile der Translationstemperatur des atomaren Sauerstoffs und Stickstoffs berechnet. Die Profile zeigen, abgesehen von der leichten Asymmetrie des Strahles, ein Plateau in der Strahlmitte und ansteigende Temperaturen zu den Strahlrändern hin. Auf der Strahlachse wurden Temperaturen von  $\approx 5750$  K für atomaren Sauerstoff, bzw.  $\approx 4550$  K für Stickstoff, gemessen. Die angegebenen Fehlerbalken wurden

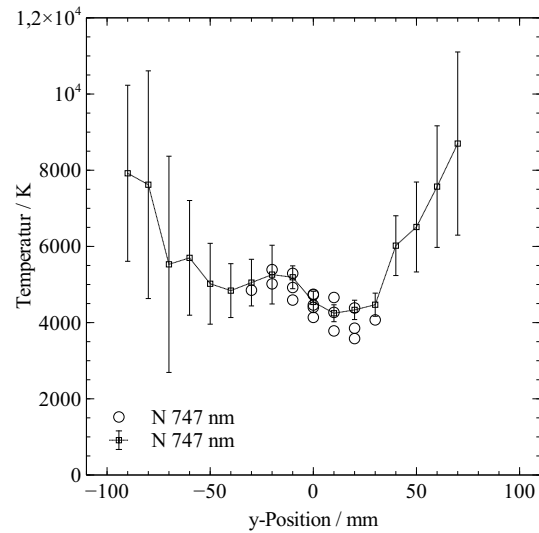
durch eine in die Matlab-Auswertung integrierte Fehlerrechnung ermittelt, welche in Anhang B dokumentiert ist. Die Fehlerbalken sind aus Gründen der besseren Übersicht nur für je eine Messreihe eingetragen, ihre Größe ist jedoch repräsentativ für alle gezeigten Temperaturwerte einer Radialposition. Die vergleichsweise geringen, nicht systematischen Messfehler sind zudem durch die sehr gute Reproduzierbarkeit der Ergebnisse in mehreren unabhängigen Messreihen bestätigt.

Die Werte der primär anhand des 777 nm Triplets gemessenen Sauerstofftemperatur konnten darüber hinaus über zusätzliche Messungen der 844 nm Emissionslinie des atomaren Sauerstoffs erfolgreich verifiziert werden. Wie aus Abbildung 4.19 ersichtlich, wurden mit beiden Messkonfigurationen nahezu identische Resultate erzielt. Diese Messungen wurden mit dem gleichen Versuchsaufbau durchgeführt, waren jedoch aus Gründen der Signalstärke auf die Strahlmitte beschränkt. Der Vorteil dieser Messungen besteht darin, dass sowohl die Untersuchungen des Plasmas als auch die Kalibriermessungen zur Bestimmung der Instrumentenverbreiterung bei einer identischen Wellenlänge von  $\lambda = 844 \text{ nm}$  und damit ohne die sonst gegebenen Nachteile durch spektral abhängige Charakteristika des Messaufbaus durchgeführt werden konnten. Hierfür stand im Gegensatz zu den Messungen bei  $\lambda = 742 \text{ nm}$  ( $N$ ) und  $\lambda = 777 \text{ nm}$  ( $O$ ) ein Kalibrierlaser mit entsprechender Wellenlänge zur Verfügung. Neben der Bestätigung der Sauerstofftemperatur an sich liegt die große Bedeutung der Messungen bei 844 nm in der Verifikation der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Vorgehensweise zur Berücksichtigung der Wellenlängenabhängigkeit des Reflexionsgrades bei der Bestimmung der Instrumentenverbreiterung (siehe Kapitel 4.2.2.4), welche durch die sehr gute Übereinstimmung der Resultate der Messungen bei 844 nm und 777 nm gegeben ist. Durch die Berücksichtigung der spektralen Abhängigkeit des Messaufbaus im Rahmen der Auswertung, ergibt sich zudem eine Bestätigung des festgestellten Temperaturunterschieds zwischen atomarem Sauerstoff und Stickstoff, welcher systematische Fehler bei der Detektion unterschiedlicher Beobachtungswellenlängen weitgehend ausschließt. Zieht man die Möglichkeit in Betracht, wie in Kapitel 4.2.1.1 näher erläutert, dass der erst in Düsenhalsnähe zugeführte Sauerstoff nicht mehr genügend Stöße erfährt, um einen einheitlichen Anregungszustand zu erreichen, besteht neben der direkten Implikation des thermischen Nichtgleichgewichts zusätzlich der mittelbare Einfluss auf die Austrittsgeschwindigkeit. In diesem Szenario befinden sich im Plasmafreistrahls somit Sauerstoffatome unterschiedlicher Geschwindigkeit, was über den DOPPLER-Effekt, wie in Kapitel 4.2.2.4 ausgeführt, zu einer Linienverbreiterung  $\Delta\nu$  führt. Da die Temperatur ( $T \propto \Delta\nu^2$ , siehe Formel 4.13) im Gegensatz zur Geschwindigkeit selbst ( $v \propto \Delta\nu$ , siehe Formel 4.15) deutlich sensitiver auf durch diese Art von Inhomogenität der Sauerstoffatome verursachte Änderungen der gemessenen Halbwertsbreite der Emissionslinien reagiert, stellt dies eine mögliche Erklärung für die unterschiedlichen und vergleichsweise hohen Translationstemperaturen dar.

Die in dieser Arbeit mittels FPI gemessenen Temperaturen stellen die Translationstemperaturen elektronisch angeregter Atome dar. Als Vergleichswerte stehen für die Position der Strahlmitte von LÖHLE experimentell ermittelte Temperaturwerte von ca.  $T = 3000 \text{ K}$  zur Verfügung, welche mittels LIF und damit für Atome im Grundzustand bestimmt wurden [85]. Prinzipiell besteht somit ein Unterschied zwischen den messtechnisch erfassten Sauerstoffatomen der beiden Arbeiten, welcher eine mögliche Erklärung für den deutlichen Unterschied der Sauerstofftemperatur zu den Messungen von LÖHLE darstellt.



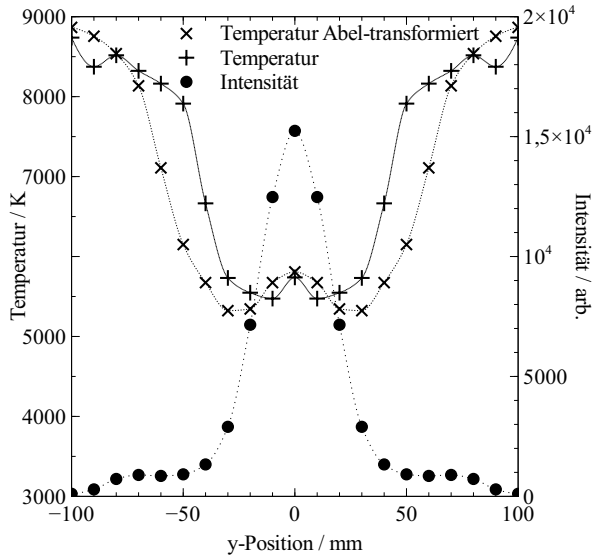
**Abb. 4.19** Radialprofil der Sauerstoff-Translationstemperatur



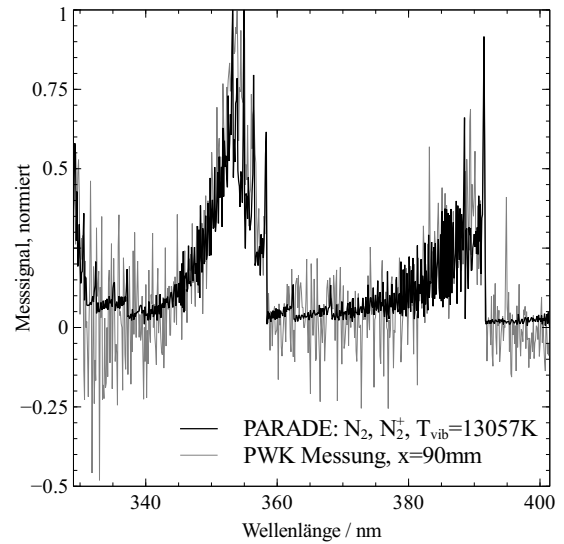
**Abb. 4.20** Radialprofil der Stickstoff-Translationstemperatur

Der Einfluss des integrierenden Charakters des Messverfahrens, der eine Überlagerung von Informationen aus allen radialen Bereichen des Strahlquerschnittes entlang der Sichtlinie des Messaufbaus bedeutet, wurde mittels ABEL-Transformation untersucht. Das dafür angewendete Verfahren entspricht dem von FULGE beschriebenen *Spline*-Verfahren [36]. Die ABEL-Transformation wurde auf das Radialprofil der spektral aufgelösten Intensitäten des 777 nm Sauerstoff-Tripletts angewendet. Dabei wurde durch Spiegelung der  $+y$ -Seite des Radialprofils ein symmetrischer Querschnitt erzeugt. Auch wenn sich im Bereich der Strahlmitte durch die ABEL-Transformation eine qualitative Verbesserung der Übereinstimmung der Messwerte mit dem nach der Freistrahtheorie zu erwartenden Temperaturverlauf andeutet, führte das Verfahren, wie in Abbildung 4.21 ersichtlich, zu keiner wesentlichen Änderung der quantitativen Temperaturwerte in der Strahlmitte. Lediglich im Bereich um  $y = \pm 50$  mm kann ein signifikanter Einfluss festgestellt werden, der zu einer Verbreiterung des Temperatur-Plateaus in der Strahlmitte führt. Der Grund für dieses Verhalten lässt sich unmittelbar aus dem ebenfalls in Abbildung 4.21 dargestellten Intensitätsverlauf über den Strahlquerschnitt ablesen. Es wird deutlich, dass die durch sehr hohe Intensität gekennzeichnete Strahlmitte nur unmaßgeblich durch Überlagerungseffekte mit Strahlung aus Bereichen des Strahlrands, welche Strahlung nur mit sehr niedriger Intensität emittieren, beeinflusst wird. Die Notwendigkeit des ABEL-Verfahrens im Rahmen der Temperatúrauswertung ist unter Berücksichtigung verschiedener Aspekte zu bewerten. Zum einen ist der Einfluss des Verfahrens auf die Temperaturwerte der Strahlmitte nur unbedeutend. Zum anderen bedingt die Voraussetzung des Verfahrens, die Anwendung auf ein symmetrisches Profil und die damit verbundene Aufbereitung der Messdaten durch Mittelung oder Berücksichtigung nur einer Profilhälfte, eine entsprechende Erhöhung der Fehler. Aus diesen Gründen wird auf eine Anwendung des ABEL-Verfahrens verzichtet.

Die in den Abbildungen 4.19 und 4.20 gezeigten, zu den Strahlrändern hin ansteigenden, Translationstemperaturen führen zu grundsätzlichen Schwierigkeiten bei der Modellierung des Freistrahquerschnittes und Inkonsistenzen mit allgemein akzeptierten Freistrahtheorien. Identische Profilformen wurden jedoch auch von WINTER mittels FPI für den Freistrah des Plasmage-



**Abb. 4.21** Einfluss der ABEL-Transformation auf die Radialprofile der Sauerstoff-Translationstemperatur



**Abb. 4.22** PWK Emissionsspektrum bei  $x=90\text{mm}$ , Simulation  $T_{vib}=13057\text{K}$

nerators RD5 gemessen. WINTER führt die scheinbar steigenden Temperaturen am Strahlrand auf Messfehler durch Reflexionen an der Tankwand zurück [132]. Da die Überlagerung von aus dem langsamen Strahlrand stammender Strahlung mit Strahlungsanteilen aus der im Vergleich sehr schnellen Strahlmitte zu einer Verbreiterung der Emissionslinien durch unterschiedliche Dopplerverschiebungen führen würde, stellt dieser Mechanismus eine plausible Erklärung dar, der zudem durch das zu den Strahlrändern hin sehr stark abfallende Intensitätsprofil des Querschnitts begünstigt wird. Neben dieser systematischen Fehlerquelle steigt auch, wie die Fehlerbalken zeigen, die Messunsicherheit zum Rand hin deutlich an. Wie im Fall der Geschwindigkeitsmessungen ist dafür wiederum die geringe Signalstärke am Strahlrand ausschlaggebend. Berücksichtigt man zudem den Einfluss der vermuteten schwer quantifizierbaren systematischen Fehler der Temperaturmessungen im Randbereich, so erscheint es gerechtfertigt, für die weitere Auswertung und die darauf aufbauenden CFD-Simulationen der Plasmaströmung auf Temperaturprofile der Freistrahtheorie nach ABRAMOVICH [1] in der Form

$$\frac{T^*(y) - T_\infty^*}{T^*(y=0) - T_\infty^*} = 1 - \left( \frac{y}{r_{\text{Strahl}}} \right)^{3/2} \quad \text{mit} \quad T^* = T + \frac{v^2}{2c_p} \quad (4.34)$$

zurückzugreifen. Nach Gleichung 4.34 ergeben sich Profile, die vom Temperaturmaximum in der Strahlmitte zum Strahlrand hin stetig auf die Umgebungstemperatur  $T_\infty$  abfallen. Für die Temperatur der Strahlmitte  $T(y=0)$  kann dabei auf die gemessenen Temperaturen zurückgegriffen werden, wohingegen die Umgebungstemperatur als im Gleichgewicht mit der Temperatur der Tankwand stehend angenommen wird.

Neben den Radialprofilen der Translationstemperatur konnten zudem Vibrations- und Rotationstemperaturen aus einem Emissionsspektrum bestimmt werden. Abbildung 4.22 zeigt ein mit dem in Kapitel 4.2.2.5 beschriebenen Versuchsaufbau aufgenommenes Spektrum der Mittelposition des Plasmafreistrahls bei  $x=90\text{mm}$ . Zusätzlich ist in der Abbildung ein mit Hilfe

des Programms PARADE simuliertes Emissionsspektrum dargestellt. Im Spektrum dominieren Beiträge der  $N_2^+$  Molekülbanden, welche geringfügig von  $N_2$  Molekülbanden überlagert sind. Das simulierte Spektrum wurde erstellt, indem die Vibrationstemperatur und die Temperatur der elektronischen Anregung unter Anwendung der Methode der kleinsten Fehlerquadrate so variiert wurden, dass sich eine bestmögliche Übereinstimmung des qualitativen Verlaufs zwischen gemessenem und berechnetem Spektrum ergibt. Die der Simulation zugrunde liegenden Teilchendichten entsprachen dabei der Gleichgewichtszusammensetzung. Wie in Abbildung 4.22 zu erkennen, ergibt sich für die so gesetzte Vibrationstemperatur von  $T_{vib} = 13057$  K eine gute Übereinstimmung. Die Temperatur der elektronischen Anregung ist für den qualitativen Verlauf des Spektrums weniger bestimmend. Für  $T_{el}$  beträgt der Wert 6508 K. Die ermittelten Werte geben einen Anhaltspunkt für die im Plasma herrschenden Vibrationstemperaturen und verdeutlichen, dass sich das Plasma in einem Nichtgleichgewichtszustand befindet.

#### 4.3.1.3. Enthalpieprofil

Die Charakterisierung des Plasmastrahlquerschnitts wird durch das Enthalpie-Radialprofil komplettiert. In Abbildung 4.23 ist das Ergebnis der Enthalpiebestimmung nach dem in Kapitel 4.2.2.3 beschriebenen sogenannten Ausblasverfahren dargestellt. In der Strahlmitte wurde ein Wert von 22,5 MJ/kg ermittelt. Dieser Wert liegt deutlich höher als der in der Vergangenheit von LÖHLE für diesen Punkt bestimmte Wert von 13,5 MJ/kg [85]. Im Vergleich zu der nach POPE aus den in der Strahlmitte gemessenen Werten von Wärmestromdichte und Pitotdruck ermittelten lokalen Enthalpie ergibt sich jedoch eine gute Übereinstimmung. Bestimmt man den zur Berechnung benötigten effektiven Sondenradius nach Gleichung 4.11 aus den mit Wärmestromdichte- und Enthalpiesonde gemessenen Werten der Wärmestromdichte,

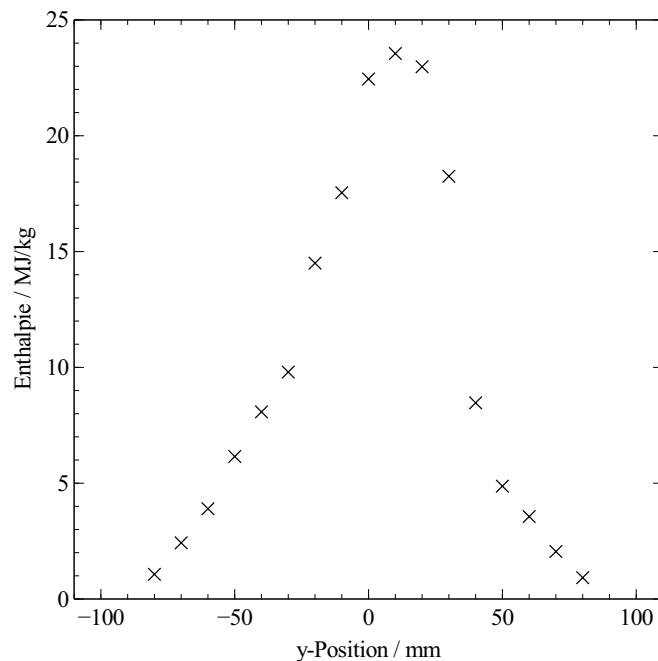


Abb. 4.23 Radialprofil der massenspezifischen Enthalpie

so ergibt sich  $r_{eff} = 2,6 r_{Sonde} = 0,065$  m. Berücksichtigt man zudem, dass der vollkatalytische Wärmestrom  $\dot{q}_{vk} \approx 1,25 \dot{q}_{Kupfer}$  entspricht [106], so bestimmt sich die Enthalpie nach POPE mittels Gleichung 4.10 zu  $h_{PoPe} \approx 21$  MJ/kg. Die gute Übereinstimmung der beiden Werte der lokalen massenspezifischen Enthalpie, die aus unabhängigen Messungen und Theorien hervorgehen, stellt eine gute Absicherung der Zuverlässigkeit des in Abbildung 4.23 wiedergegebenen Enthalpieprofils dar. Dies ist insbesondere deshalb von hoher Bedeutung, weil, wie im Folgenden dargelegt, die Enthalpie eine zentrale Rolle bei der Bewertung der Konsistenz der einzelnen zur Definition des Einströmquerschnitts der CFD-Simulation benötigten Größen einnimmt.

### 4.3.2. Strömungs- und Strahlungssimulation der Sondenanströmung

Die Simulation der Sondenanströmung des Plasmawindkanalexperiments erfolgte mit Hilfe des Programms URANUS, welches aufgrund seiner Verwendung im Rahmen von RESPECT und der damit gegebenen unmittelbaren Vergleichbarkeit zwischen Plasmawindkanalversuch und Flugexperiment ausgewählt wurde.

Für eine URANUS CFD-Simulation werden als Eingangsgrößen für den Einströmrand des Simulationsgebietes die folgenden Parameter benötigt:

- Translations- / Rotationstemperatur der Schwerteilchen
- Vibrationstemperatur von  $O_2$ ,  $N_2$  und  $NO$
- Translationstemperatur der Elektronen
- Teilchendichten aller Spezies
- Geschwindigkeit
- statischer Druck

Zusätzlich zum Einströmrand der CFD-Simulation sind Definitionen für die Oberfläche der Sonde im Simulationsgebiet notwendig. Für alle URANUS Simulationen des PWK-Versuchs wurde die Wandtemperatur der Sondenoberfläche vorgegeben. Der aufgeprägte Temperaturverlauf konnte im Rahmen der PWK-Versuche mittels pyrometrischer Messungen auf die *SiC*-Kappe der Emissionsspektroskopiesonde bestimmt werden. Für den Mittelpunkt der Sondenstirnseite wurde dabei ein Wert von 1370 K gemessen. Die Materialeigenschaften der *SiC*-Kappe, bzw. der sich bei passiver Oxidation darauf bildenden *SiO<sub>2</sub>* Schicht, wurden in allen URANUS-Simulationen durch ein globales *SiO<sub>2</sub>* Katalysemodell, welches auf Messwerten von STEWART basiert, berücksichtigt [120].

Die im vorangestellten Kapitel 4.3.1 präsentierten Ergebnisse der Plasmastrahlcharakterisierung ermöglichen es theoretisch, eine vollständige Definition des Einströmquerschnitts auf Basis der hier genannten Parameter vorzunehmen. Eine direkte Übernahme der verschiedenen Messwerte als unmittelbare Definition der Anströmbedingung ist aus verschiedenen Gründen jedoch nicht möglich. Insbesondere die Temperaturmesswerte mit ihrem unerwarteten Verlauf über den Strahlquerschnitt, aber auch die quantitativen Werte der Strahlmitte selbst, erlaubten keinen konsistenten Parametersatz.

Des Weiteren ist zu beachten, dass umfangreiche Voraussetzungen oder Annahmen bezüglich des thermischen und chemischen Gleichgewichts der Plasmaströmung notwendig sind. Im Gegensatz zum vollständigen thermischen Nichtgleichgewicht, das theoretisch für jede Spezies ein unterschiedliches und unabhängiges Set von Anregungstemperaturen zulässt, ist die Anzahl der von URANUS am Einströmrand berücksichtigten Temperaturen stark begrenzt. In URANUS wird hier von einer einheitlichen Translationstemperatur aller Schwerteilchen ausgegangen. Zudem werden Rotations- und Translationstemperatur als im Gleichgewicht miteinander angenommen. Dadurch ist die Anzahl der Temperaturen, die - am Einströmrand - berücksichtigt werden können, programmbedingt auch im Nichtgleichgewichtsfall auf fünf limitiert. Die hier genannten Einschränkungen des Programms URANUS lassen sich darauf zurückführen, dass URANUS nicht zur Untersuchung von Plasmaströmungen sondern zur Strömungssimulation des atmosphärischen Wiedereintritts von Raumflugkörpern entwickelt wurde.

Die angewendete Vorgehensweise zur Erstellung von in sich konsistenten Einströmprofilen für die CFD-Simulation auf Basis der vorgenommen Plasmastrahlcharakterisierung und unter Berücksichtigung der angesprochenen Problematik bei den benötigten Temperaturprofilen wird im folgenden Unterkapitel zunächst allgemein beschrieben. Im Anschluss werden die erstellten Einströmprofile und die zugehörigen Ergebnisse der CFD-Simulation vorgestellt. Abschließend erfolgt die Präsentation der auf den Simulationen der Sondenanströmung aufbauenden simulierten Spektrometersignale im Vergleich zum experimentell bestimmten Spektrum.

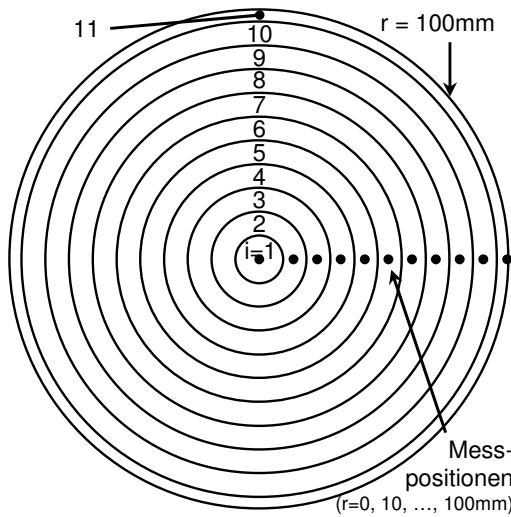
##### 4.3.2.1. Vorgehensweise zur Definition der Einströmprofile für die CFD-Simulation

Die Generierung einer in sich konsistenten Anströmbedingung unter Einbezug thermischen und chemischen Nichtgleichgewichts erfolgte anhand der im Folgenden beschriebenen Vorgehensweise, deren Ablauf den hier aufgelisteten Schritten folgt:

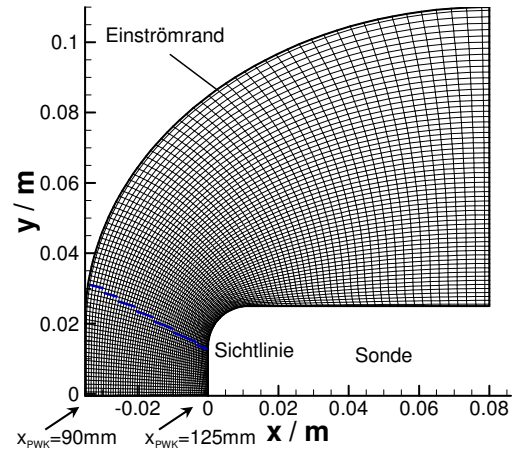
- Erstellen von Temperaturprofilen für  $T_{trans}$ ,  $T_{rot}$ ,  $T_{vib O_2}$ ,  $T_{vib N_2}$ ,  $T_{vib NO}$  und  $T_{el}$
- Berechnung Plasmazusammensetzung und Erstellung von Teilchendichteprofilen
- Erstellen des Geschwindigkeitsprofils
- Berechnung von massenspezifischer Enthalpie, Strahlleistung und Gesamtmassenstrom als Vergleichsgrößen
- Definition der URANUS Einströmprofile durch Interpolation

Die zur Definition des Einströmrandes benötigten Größen werden zunächst für die in Abbildung 4.24 gezeigten 11 Radialpositionen bestimmt. Die Diskretisierung des Strahlquerschnitts erfolgt dabei analog zu den radialen Messpositionen der Plasmawindkanalversuche, so dass mit Ausnahme des innersten und äußersten Kreisradius ein äquidistanter Abstand der Ringe von jeweils 10 mm gegeben ist. Insgesamt wird ein Radius von 100 mm abgedeckt, womit der durch die Pitotdruckmessungen ermittelte Strahldurchmesser vollständig enthalten ist. Alle Berechnungen zur Definition der einzelnen Einströmparameter wurden unter Annahme konstanter Verhältnisse über den Radiusbereich eines Kreisringes durchgeführt, so dass der radiale Verlauf zunächst anhand 11 diskreter Werte abgebildet wurde. Im abschließenden Schritt wird daher durch Interpolation eine hochauflösende Verteilung erzeugt, deren Werte den Radialpositionen





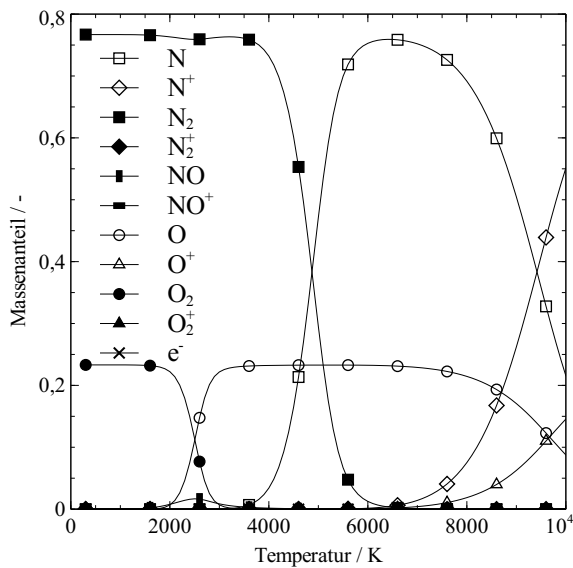
**Abb. 4.24** Diskretisierung des Plasmastrahlquerschnitts



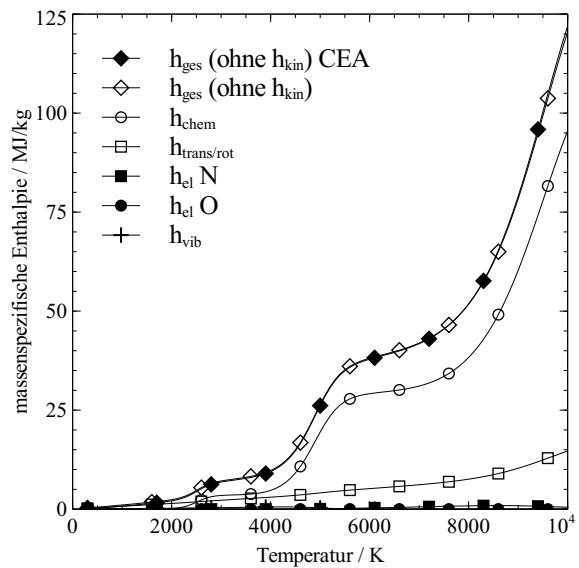
**Abb. 4.25** URANUS Simulationsnetz für PWK Sondenumströmung

der einzelnen URANUS Gitterkoordinaten des Einströmrandes entsprechen. Das verwendete Rechengitter ist in Abbildung 4.25 dargestellt. Der Einströmrand, für welchen die oben genannten Profile erstellt werden, korreliert im Bereich der Strahlmitte mit dem charakterisierten Plasmastrahlquerschnitt bei  $x=90$  mm. Mit zunehmendem radialen Abstand zur Strahlmitte weist der Einströmrand jedoch eine von  $x=90$  mm sich unterscheidende  $x$ -Koordinate auf. Unter der Annahme, dass im ungestörten Freistrah über kurze Entfernungen lediglich vernachlässigbare Änderungen der Plasmaparameter erfolgen, wurden die Werte des betrachteten Plasmastrahlquerschnitts unverändert auf die jeweiligen Gitterkoordinaten des Einströmrandes projiziert. Des Weiteren zeigt Abbildung 4.25 die Position der Emissionsspektroskopiesonde bei  $x=125$  mm und die Sichtlinie der in Kapitel 4.1 beschriebenen Emissionsspektroskopiesonde. Die Abbildung verdeutlicht, dass eine relevante Beeinflussung des Simulationsgebietes im Bereich der Sichtlinie, durch die Projektion des Plasmastrahlquerschnitts auf den Einströmrand, für eine Überschallströmung ausgeschlossen werden kann.

Die ersten drei Schritte der zu Beginn dieses Kapitels skizzierten Vorgehensweise zur Definition der Einströmprofile betreffen die unmittelbar benötigten Größen am Einströmrand der CFD-Simulation. Zunächst werden Temperaturprofile der verschiedenen benötigten Anregungstemperaturen auf Basis der Freistrahtheorie nach ABRAMOVICH mittels Gleichung 4.34 erstellt. Dies ist notwendig, da das gemessene Temperaturprofil (siehe Kapitel 4.3.1.2) nicht dem nach der Freistrahtheorie zu erwartendem, radialem Verlauf folgt. Neben dem Strahldurchmesser, welcher aus den Pitotdruckmessungen bekannt ist, sind Vorgaben für die Temperatur in der Strahlmitte und am Strahlrand für die Berechnung der Temperaturprofile notwendig. Die Temperatur am Strahlrand wurde mit der Tankwandtemperatur gleichgesetzt und für die Translationstemperatur der Strahlmitte wurden Temperaturen zwischen 3000 K [85], was mit dem von LÖHLE in früheren Versuchen gemessenen Temperaturniveau übereinstimmt, und 5750 K, was der in dieser Arbeit gemessenen maximalen Temperatur in der Strahlmitte entspricht, in Betracht gezogen. Zudem wurden für die Profile der Vibrationstemperatur und der Temperatur der elektronischen Anregung die in dieser Arbeit aus einem Emissionsspektrum bestimmten Werte in der Strahlmitte von  $T_{vib} = 13057$  K und  $T_{el} = 6058$  K berücksichtigt. Eine detaillierte



**Abb. 4.26** Gleichgewichtszusammensetzung eines 11-Komponenten Luftplasmas für einen Druck von 60 Pa



**Abb. 4.27** Zusammensetzung der Enthalpie bei thermischem und chemischem Gleichgewicht für einen Druck von 60 Pa

Beschreibung der verwendeten Temperaturprofile ist im folgenden Kapitel, welches die generierten Einströmprofile und die Ergebnisse der darauf basierenden CFD-Simulation wiedergibt, näher erläutert.

Für die Zusammensetzung des Plasmas wird eine Gleichgewichtszusammensetzung angenommen. Diese wurde unter Anwendung des CEA-Programms (Chemical Equilibrium with Applications) [43], [98] für einen statischen Druck von 60 Pa bestimmt, welcher dem Tankdruck entspricht. Als Temperatur wurde die in der Strömungssimulation verwendete Translationstemperatur der Schwerteilchen für die jeweilige Radialposition herangezogen.

Das Geschwindigkeitsprofil am Einströmrand des Simulationsgebiets wurde auf Basis der gemessenen Radialprofile der Geschwindigkeit erstellt. Da für  $O$  und  $N$  im Rahmen der Plasmastrahlcharakterisierung keine einheitliche Geschwindigkeit gemessen wurde, wird die über die Molanteile aller stickstoff- bzw. sauerstoffhaltigen Spezies gemittelte Geschwindigkeit als Ausgangspunkt verwendet. An diese Werte wurde eine der Freistahltheorie entsprechende radiale Geschwindigkeitsverteilung im Rahmen der Messfehler und im Hinblick darauf, dass sowohl der Gesamtmassenstrom als auch die Strahlleistung bestmöglich den realen Bedingungen des Plasmawindkanalversuchs entsprechen sollen, angepasst. Dieser Schritt wurde für Fall A der im Kapitel 4.3.2.2 präsentierten CFD-Simulationen noch manuell durchgeführt und in allen weiteren Fällen durch ein *Matlab*-Programm ersetzt, welches ein Geschwindigkeitsprofil, wie es von Gleichung 4.33 beschrieben wird, unter Anwendung der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Messwerte anpasst. Als Randbedingungen wurden dabei sowohl der Gesamtmassenstrom als auch die Strahlleistung der Versuchsbedingung vorgegeben. Im Rahmen des Verfahrens wurde berücksichtigt, dass die Geschwindigkeit nicht nur über die innere Energie der durch den Strahlquerschnitt transportierten Teilchen die Strahlleistung beeinflusst, sondern auch über den direkt mit der Geschwindigkeit verknüpften kinetischen Anteil der Enthalpie.

Die Berechnung des radialen Enthalpieverlaufs ist nicht unmittelbar zur Definition des Ein-

strömrandes notwendig, stellt jedoch neben Gesamtmassenstrom und Strahlleistung eine sehr gute Vergleichsgröße dar, um ein konsistentes Set der benötigten Parameter zu erstellen, bzw. dieses auf Konsistenz zu prüfen. Die gute Eignung der Enthalpie für diesen Zweck ist, wie im Anschluss noch gezeigt wird, durch ihre Abhängigkeit sowohl von der Zusammensetzung des Plasmas, als auch von den Anregungstemperaturen der einzelnen Spezies gegeben. Zudem liegt aus der durchgeführten Messkampagne zur Plasmastrahlcharakterisierung eine gemessene Vergleichsgröße vor. Als Ausgangspunkt der Konsistenzprüfung dienen Überlegungen zu Energie- und Massenerhaltung. Für beide Größen wird davon ausgegangen, dass die durch den Strahlquerschnitt bei  $x = 90$  mm pro Zeiteinheit transportierten Größen den Werten der Düsenaustrittsebene entsprechen. Für den Massenstrom stellt der Wert an der Düsenaustrittsebene streng genommen nur eine untere Abschätzung dar, da die turbulente Freistrahtheorie die Einmischung von Masse aus der Strahlumgebung prinzipiell zulässt [1]. Aufgrund des während der Versuche herrschenden geringen Tankdrucks von 60 Pa und dem geringen Abstand zur Düsenaustrittsebene wird dieser Effekt bei den hier vorgenommenen Betrachtungen jedoch vernachlässigt. Gemäß der Strahlquerschnittsdiskretisierung lassen sich der Gesamtmassenstrom

$$\dot{m}_{Ges} = \sum_i v_i \rho_i A_i \stackrel{!}{=} 6,52 \text{ g/s} \quad (4.35)$$

und die Strahlleistung

$$P_{Strahl} = \sum_i v_i \rho_i A_i h_i = \dot{m}_{Ges} h_{eff} \stackrel{!}{=} 42,4 \text{ kW} \quad (4.36)$$

als Summen über die Werte der einzelnen Ringscheiben (siehe Abbildung 4.24) darstellen, welche den realen Größen des Plasmawindkanalversuchs entsprechen müssen. Die Berechnung erfolgt in Abhängigkeit der Geschwindigkeit  $v$ , der Dichte  $\rho$  und der Fläche  $A$  der jeweiligen Ringscheibe  $i$ . Für die Strahlleistung ist als Einflussgröße wiederum die massenspezifische Enthalpie  $h$  zu nennen. Der so ermittelte Gesamtmassenstrom  $\dot{m}_{Ges}$  soll dem PWK-Arbeitspunkt mit einem Wert von 6,52 g/s entsprechen. Für die Strahlleistung  $P_{Strahl}$  ist eine Übereinstimmung mit dem Produkt aus der nach Gleichung 4.32 ermittelten effektiven Gesamtenthalpie des Plasmastrahls und dem Gesamtmassenstrom notwendig. Damit sind zwei grundlegende Randbedingungen definiert, die implizit alle Plasmaparameter einschließen.

Die zur Bestimmung des Gesamtmassenstroms und der Strahlleistung benötigte Dichte wurde anhand der nach dem idealen Gasgesetz ermittelten Teilchendichte und der mittleren Teilchenmasse berechnet. Dabei wird von einer Gleichgewichtszusammensetzung des Plasmas bei einem statischen Druck von 60 Pa und der jeweiligen Translationstemperatur der radialen Strahlposition ausgegangen. Die temperaturabhängige Zusammensetzung des 11-Komponenten Luftplasmas, wie sie mit dem verwendeten CEA-Programm berechnet wurde, ist in Abbildung 4.26 dargestellt. Für den im Folgenden betrachteten Temperaturbereich, dessen unteres Limit mit der von LÖHLE bestimmten Translationstemperatur von circa  $T = 3000$  K [85] angesetzt wird, und dessen oberes Limit durch die im Rahmen dieser Arbeit gemessene Translationstemperatur des atomaren Sauerstoffs von  $T \approx 5750$  K eingegrenzt wird, kann für Sauerstoff von nahezu

vollständiger Dissoziation ausgegangen werden. Basierend auf der Annahme chemischen Gleichgewichts, lassen sich ähnlich sichere Aussagen auch für den Anteil von  $NO$  und die Anteile ionisierter Spezies treffen, die im betrachteten Temperaturbereich jeweils nur zu sehr geringen Anteilen vorkommen. Für Stickstoff stellt der gleiche Temperaturbereich jedoch die Zone dar, in dem der Dissoziationsprozess stattfindet, so dass sich Unsicherheiten in der zugrunde liegenden Temperatur auch stark in der Zusammensetzung des Plasmas niederschlagen.

Die zur Bestimmung der Strahlleistung nach Gleichung 4.36 benötigte massenspezifische Enthalpie lässt sich für jeden Kreisring nach

$$h = \frac{U + pV}{m} + \frac{1}{2}v^2 = \frac{U + Nk_B T}{m} + \frac{1}{2}v^2 \quad (4.37)$$

berechnen und setzt sich aus kinetischen Anteilen, dem Druckterm und aus der inneren Energie

$$U = E_{trans} + E_{rot} + E_{vib} + E_{el} + E_{chem} \quad (4.38)$$

zusammen.

In Kapitel 2.2 wurden die einzelnen Anteile der Energie bereits näher beschrieben. Diese setzt sich aus der in translatorischen, rotatorischen und vibratorischen Freiheitsgraden gespeicherten Energie (siehe Gleichung 2.8 und 2.9), der zur elektronischen Anregung benötigten Energie  $E_{el}$  (siehe Gleichung 2.10) und den Bildungsenergien der einzelnen Spezies  $E_{chem}$  (siehe Gleichung 2.11) zusammen. Einen Überblick darüber, zu welchen Teilen die einzelnen Energieformen, unter Annahme thermischen Gleichgewichts, zur massenspezifischen Gesamtenthalpie beitragen, gibt Abbildung 4.27. Die den Enthalpiewerten zugrunde liegende Zusammensetzung entspricht Abbildung 4.26, so dass Änderungen der Enthalpie direkt mit Veränderungen in der Gleichgewichtszusammensetzung in Bezug gesetzt werden können. Im Temperaturbereich, wie er für den hier betrachteten Plasmastrahl relevant ist, stellt die Summe der Bildungsenthalpien  $h_{chem}$  den größten Anteil dar. Der Grund hierfür ist der nahezu vollständig dissoziierte Sauerstoff. Mit Einsetzen der Stickstoffdissoziation bei Temperaturen oberhalb 4000 K wird dieser Anteil stark ausgebaut und dominiert bei höheren Temperaturen die Gesamtenthalpie. Dieser Trend wird bei Temperaturen oberhalb 6000 K durch die beginnende Ionisation des atomaren Sauerstoffs und Stickstoffs weiter verstärkt. Dies spielt bei den im Plasmastrahl des PWK4/RB3 herrschenden Verhältnissen jedoch nur eine untergeordnete Rolle. Einen weiteren bedeutenden Beitrag zur Gesamtenthalpie leistet die in rotatorischen und translatorischen Freiheitsgraden gespeicherte Energie. Die in vibratorischen Freiheitsgraden gespeicherte Energie ist für ein Luftplasma im chemischen und thermischen Gleichgewicht dahingegen nur gering, da entweder vergleichsweise niedrige Temperaturen vorherrschen, oder aufgrund hoher Temperaturen nur sehr wenige Moleküle vorhanden sind. In bestimmten Fällen des thermischen Nichtgleichgewichts kann  $h_{vib}$  jedoch signifikante Anteile einnehmen. Des Weiteren sei angemerkt, dass die elektronische Anregung der Spezies, wie für atomaren Sauerstoff und Stickstoff gezeigt, bei den hier untersuchten Bedingungen nur einen untergeordneten Beitrag zur Gesamtenthalpie leistet.

Zusätzlich zu den in Abbildung 4.27 dargestellten Enthalpieformen, stellt die kinetische Enthalpie  $h_{kin}$  bei der Betrachtung eines bewegten Mediums eine zu berücksichtigende Größe dar. Die

kinetische Enthalpie ist nicht temperaturabhängig, sondern hängt nur von der Geschwindigkeit des Mediums ab. Zur besseren Einordnung in die in Abbildung 4.27 gezeigten Werte, soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass sich für den untersuchten Plasmastrahlquerschnitt in der Strahlmitte bei Geschwindigkeiten von ca. 5000 m/s, massenspezifische kinetische Enthalpien im Bereich von  $h_{kin}=12,5$  MJ/kg ergeben. Damit steuert die kinetische Enthalpie in der Strahlmitte den größten Anteil zur Gesamtenthalpie bei.

Mit dem auf Basis von Geschwindigkeits-, Temperatur- und Teilchendichteprofilen berechneten Enthalpieprofil, sowie dem Gesamtmassenstrom und der Strahlleistung, stehen weitreichende Vergleichsgrößen zur Konsistenzprüfung der generierten Einströmprofile für die CFD-Simulation zur Verfügung. Ein Einströmprofil wurde nur dann als plausibel angesehen und weiter verfolgt, wenn alle drei Größen zumindest näherungsweise mit den experimentell bestimmten Größen in Übereinstimmung gebracht werden konnten. Als weiteren Prüfschritt, ob ein generiertes Einströmprofil einen plausiblen Zustand darstellt, wurde zudem das Ergebnis der CFD-Simulation auf starke Gradienten unmittelbar hinter dem Einströmrand überprüft. Da solche Gradienten im Freistrahls als nicht repräsentativ für die PWK-Strömung angesehen werden, erfolgte in diesen Fällen eine weitere Iteration der hier beschriebenen Prozedur beginnend beim ersten Schritt, der Erstellung der Temperaturprofile. Die mit der hier beschriebenen Vorgehensweise generierten Einströmprofile, sowie die darauf basierenden Ergebnisse der CFD-Simulationen, werden im folgenden Kapitel näher beschrieben.

#### 4.3.2.2. CFD Simulation der Sondenströmung

Auf Basis der in Kapitel 4.3.2.1 beschriebenen Vorgehensweise wurden vier unterschiedliche Einströmbedingungen erzeugt und untersucht, welche in den Abbildungen 4.28 bis 4.31 zusammengefasst sind. Die wichtigsten Parameter der vier verschiedenen Simulationsfälle sind zusätzlich in Tabelle 4.4 aufgelistet, wobei sich die angegebenen Größen, mit Ausnahme der Strahlleistung und des Massenstroms, auf die Strahlmitte beziehen. Den aufgeführten Simulationsfällen A bis D liegen teilweise stark voneinander abweichende Annahmen zugrunde, deren Komplexität in Bezug auf die Fall A zugrunde liegende Annahme thermischen und chemischen Gleichgewichts stetig zunimmt, und welche im Folgenden näher erläutert werden.

Trotz der signifikanten Unterschiede zwischen den gemessenen Translationstemperaturen und der ebenfalls bestimmten Vibrationstemperatur (siehe 4.3.1.2) wird im Simulationsfall A thermisches und chemisches Gleichgewicht im Plasmastrahl für die Position des Einströmrandes des Simulationsgebiets angenommen, da dies einer häufigen Annahme für die Bedingungen im

Fall	$T_{trans}, T_{rot}$ K	$T_{vibN2}$ K	$T_{vibO2}$ K	$T_{vibNO}$ K	$T_{el}$ K	v m/s	$\dot{m}_{Ges}$ g/s	$P_{Strahl}$ kW
A, GL	4000	4000	4000	4000	4000	5087	6,42	46,5
B, T-NGL	4000	13057	13057	13057	13057	5087	6,42	52,9
C, T-NGL	4000	13057	13057	4000	6508	4960	6,52	42,4
D, NGL	3700	10000	3700	3700	6508	5435	6,52	42,4

**Tabelle 4.4** Übersicht ausgewählter Parameter der einzelnen Simulationsfälle

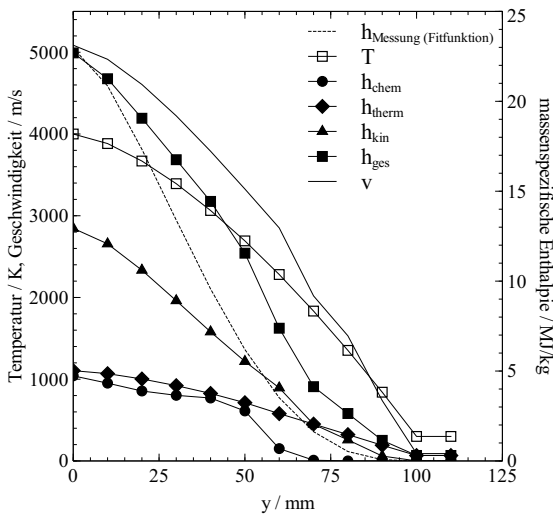


Abb. 4.28 Fall A, Einströmprofile bei thermischem Gleichgewicht

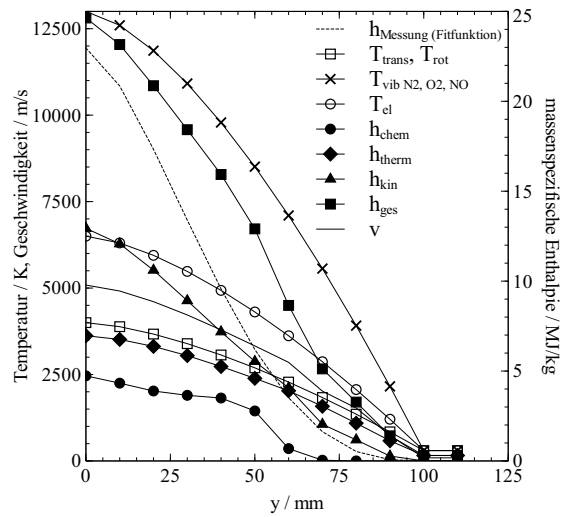


Abb. 4.29 Fall B, Einströmprofile bei thermischem Nichtgleichgewicht

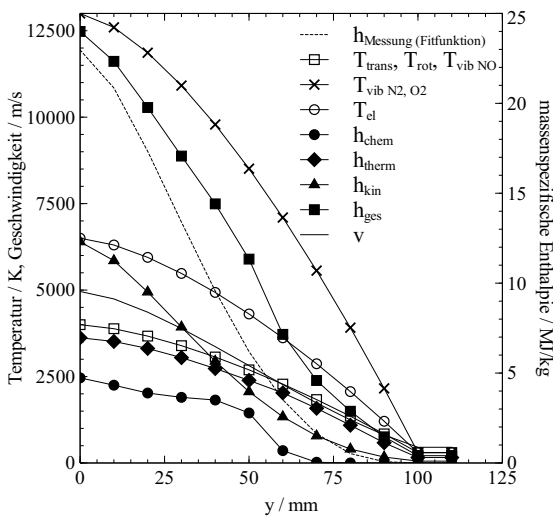


Abb. 4.30 Fall C, Einströmprofile bei thermischem Nichtgleichgewicht

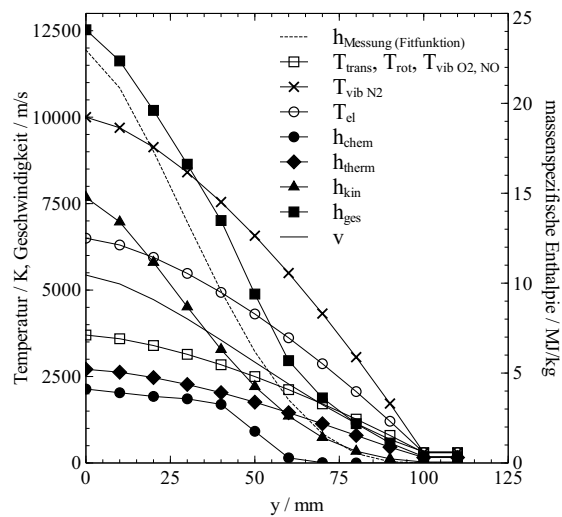


Abb. 4.31 Fall D, Einströmprofile bei thermischem und chemischem Nichtgleichgewicht

Freistrahle des RB3 entspricht und daher nicht unbetrachtet gelassen werden soll. Geht man dabei von den in der Strahlmitte mittels FPI gemessenen Translationstemperaturen von bis zu  $T_{transO} \approx 5750$  K aus, ergeben sich für die lokale massenspezifische Enthalpie starke Abweichungen zu den gemessenen Werten. Darüber hinaus sind auch für den Gesamtmassenstrom und die Strahlleistung große Diskrepanzen zwischen den jeweiligen Werten der Düsenaustrittsebene und dem Radialprofil des Einströmquerschnitts zu verzeichnen. Neben der Temperatur bestimmt auch die Strahlgeschwindigkeit maßgeblich die Enthalpie. Die im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls mittels FPI gemessenen Geschwindigkeiten werden als verlässlich angesehen, da, wie in Kapitel 4.2.2.4 näher erläutert, für die Bestimmung der Geschwindigkeit lediglich die Position der Spektrallinie, nicht aber ihre Halbwertsbreite, exakt ermittelt werden muss.

Zur Auflösung der oben genannten Diskrepanzen wird somit primär zunächst der Wert der Gleichgewichtstemperatur hinterfragt. Eine zentrale Stellung nehmen dabei die Messwerte der

Enthalpiesonde ein, welche durch den nach POPE [93] für die Strahlmitte bestimmten Wert als gut abgesichert angenommen werden. Wie Abbildung 4.26 zu entnehmen ist, erfolgt im Temperaturbereich zwischen 4000 K und 5000 K ein wesentlicher Teil der Stickstoffdissoziation. Der damit verbundene starke Anstieg von  $h_{chem}$  (siehe Abbildung 4.27) führt bei Berücksichtigung der in dieser Arbeit gemessenen Translationstemperaturen als Gleichgewichtstemperatur zu lokalen Enthalpiewerten im Bereich der Strahlmitte, welche deutlich über den gemessenen Werten liegen. Durch die Annahme einer niedrigeren Gleichgewichtstemperatur lässt sich somit eine Reduktion der lokalen massenspezifischen Enthalpie erreichen. Die Annahme niedrigerer Translationstemperaturen in der Strahlmitte wird zudem durch die Ergebnisse der von LÖHLE an diesem Punkt durchgeführten Versuche gestützt. Abbildung 4.28 zeigt die Radialprofile ausgewählter Parameter des Einströmquerschnitts des Simulationsfalles A. Für das Temperaturprofil wurde ein Wert von  $T = 4000$  K in der Strahlmitte gewählt, so dass die daraus berechnete massenspezifische Enthalpie sehr gut den experimentell bestimmten Wert reproduziert. Zudem ergeben sich auch für die Strahlleistung und den Gesamtmassenstrom nur leichte Abweichungen zu den Werten der Düsenaustrittsebene.

Im Gegensatz zu Fall A wurden innerhalb der Fälle B und C, wie auch Tabelle 4.4 zeigt, unterschiedliche Anregungstemperaturen berücksichtigt, d.h. die Annahme thermischen Gleichgewichts wurde aufgegeben. Für die Translationstemperatur, wie auch für die am URANUS-Einstromrand damit gleichgesetzte Rotationstemperatur, wurde für beide Fälle weiterhin von dem in Fall A verwendeten Wert von  $T_{trans/rot} = 4000$  K ausgegangen. Die Radialprofile der Vibrationstemperaturen aller molekularen Spezies wurden für Fall B jedoch auf Basis des aus dem Emissionsspektrum des Freistrahls ermittelten Wertes der Strahlmitte von  $T_{vib} = 13057$  K erstellt. Die Translationstemperatur der Elektronen wurde als im Gleichgewicht mit der elektronischen Anregung angenommen, welche ebenfalls für die Strahlmitte aus dem Emissionsspektrum mit  $T_{el} = 6508$  K bestimmt wurde. Fall C stellt eine Evolution des Falles B dar und unterscheidet sich dahingehend, dass nur für die Vibrationstemperaturen von  $N_2$  und  $O_2$  eine Temperatur von 13057 K in der Strahlmitte angenommen wurde, für  $NO$  wurde die Vibrationstemperatur als im Gleichgewicht mit der Translations- und Rotationstemperatur angenommen. Der Grund hierfür ist das Ergebnis der CFD-Simulation des Falles B, in welchem die  $NO$  Vibrationstemperatur unmittelbar nach dem Einströmrand einen sehr starken negativen Gradienten aufweist, der als nicht repräsentativ für die PWK-Strömung angesehen wird. Das Auftreten nur geringer Gradienten in der Anströmung vor dem Verdichtungsstoß kann als Beurteilungskriterium einer in sich konsistenten Definition des Einströmrandes gewertet werden, da auch im Freistrahls des Plasmawindkanals - schließt man das Vorhandensein weiterer Verdichtungsstöße als Folge einer nicht angepassten Düse aus - keine starken Gradienten oder Unstetigkeiten auftreten. Unter Berücksichtigung der Gleichgewichtsannahme zwischen der  $NO$  Vibrationstemperatur und der Translationstemperatur konnte mit Fall C eine solche Einströmbedingung ohne größere Gradienten erzeugt werden. Dies ist anschaulich in Abbildung 4.32 dargestellt, welche den Verlauf der verschiedenen Anregungstemperaturen entlang der Staustromlinie zeigt. Der entsprechende Verlauf der Molanteile der Plasmaspezies ist in Abbildung 4.34 wiedergegeben.

Die Einströmprofile der beiden Fälle sind in den Abbildungen 4.29 und 4.30 gezeigt. Sowohl für Fall B als auch für Fall C konnte eine gute Reproduktion des gemessenen Enthalpieprofils durch das Radialprofil der generierten Anströmbedingung erzielt werden. Für Fall C konnte zudem bei der Anpassung des Freistrahlsprofils an die Geschwindigkeitsmesswerte eine Lösung

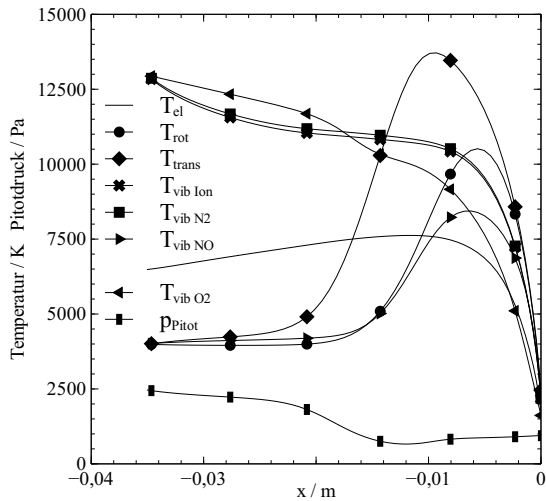


Abb. 4.32 Fall C, Temperaturen entlang Staustromlinie

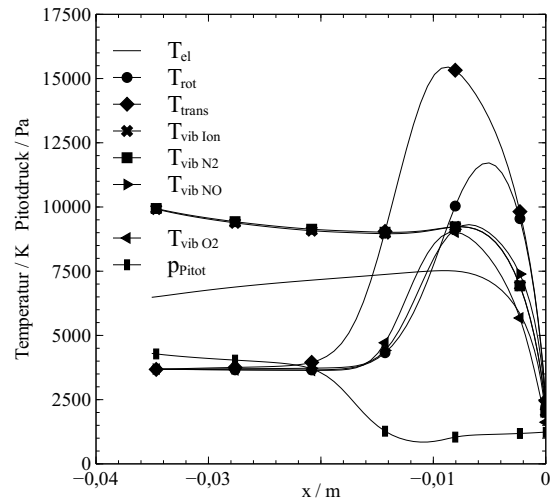


Abb. 4.33 Fall D, Temperaturen entlang Staustromlinie

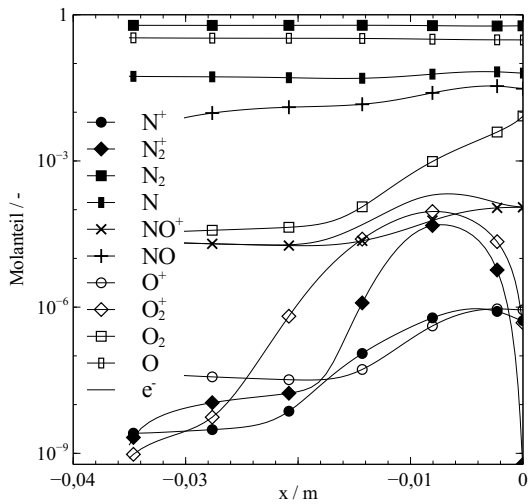


Abb. 4.34 Fall C, Molanteile entlang Staustromlinie

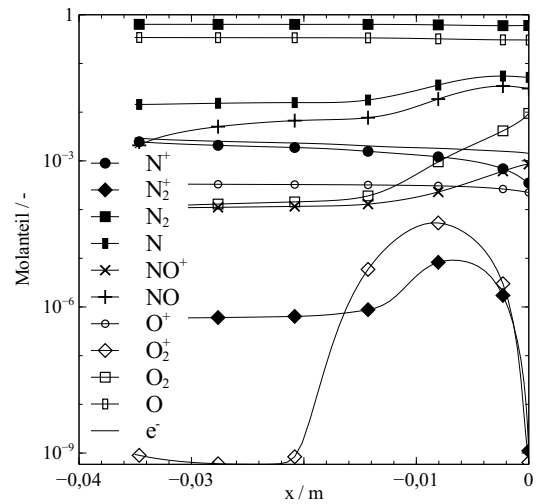


Abb. 4.35 Fall D, Molanteile entlang Staustromlinie

gefunden werden, die eine exakte Übereinstimmung der Werte des Gesamtmassenstroms und der Strahlleistung zwischen Einströmprofil und den Vorgaben der Düsenaustrittsebene des Generators ergibt. Abbildung 4.32 zeigt neben den Anregungstemperaturen auch den Verlauf des Pitotdrucks, der im Staupunkt einen Wert von 940 Pa annimmt. Im Fall B erhält man einen Wert von 998 Pa. Insbesondere in Fall C wurde somit eine sehr gute Reproduktion des Messwerts von 917 Pa erzielt. Für die in den Simulationen erhaltenen Werte der Wärmestromdichte, die für Fall B 968 kW/m<sup>2</sup> beziehungsweise für Fall C 907 kW/m<sup>2</sup> beträgt, konnte ebenfalls eine gute Übereinstimmung erreicht werden. Für Fall C, welcher im Vergleich zu Fall B insgesamt die besseren Ergebnisse liefert, liegt das Ergebnis der Simulation um 17% über dem Messwert von 775 kW/m<sup>2</sup>. Damit kann, insbesondere in Anbetracht der komplexen PWK Bedingungen, von einer guten Wiedergabe der Plasmawindkanalströmung durch die CFD-Simulationen ausgegangen werden.

Wie im folgenden Kapitel gezeigt wird, konnte für das auf Fall C basierende, simulierte Emis-



sionsspektrum eine gute Reproduktion des im Plasmawindkanal gemessenen Spektrums erzielt werden. Eine Ausnahme stellen jedoch die im Spektrum enthaltenen atomaren Emissionslinien dar. Es wurde deshalb abschließend versucht, im Fall D ein Einströmprofil zu generieren, das zu einer Anströmung führt, für welche in der Strahlungssimulation eine bessere Übereinstimmung für diese Linien erreicht wird. Die im Spektrum (siehe Abbildung 4.36) enthaltenen atomaren Emissionslinien können zum überwiegenden Teil auf Stickstoff ( $N$ ) und auf einfach ionisierte Stickstoffionen ( $N^+$ ) zurückgeführt werden. Daneben konnten Sauerstoff- ( $O$  und  $O^+$ ) und Silizium-Emissionslinien ( $Si$ ) im Spektrum identifiziert werden. Zur besseren Reproduktion der Emissionslinien dieser Spezies wurde in Fall D die Hypothese einer Gleichgewichtszusammensetzung in der Anströmung aufgegeben, und eine auf Annahmen basierende Nichtgleichgewichtszusammensetzung berücksichtigt. Da die Definition einer Nichtgleichgewichtszusammensetzung auf Basis der zur Verfügung stehenden Informationen zu viele unbekannte Variablen enthält, wodurch die Definition einer repräsentativen und konsistenten Zusammensetzung quasi ausgeschlossen ist, wurde die Nichtgleichgewichtszusammensetzung auf die Annahme höherer Ionisationsgrade in Bezug auf eine Gleichgewichtszusammensetzung beschränkt. Um die im PWK-Spektrum enthaltenen  $N^+$ -Emissionslinien besser zu reproduzieren, wurde dabei insbesondere von einer deutlich höheren Ionisation des atomaren Stickstoffs ausgegangen.

Eine mögliche Deutung für das im Vergleich zu  $O$  und  $O^+$  verstärkte Vorkommen der Spezies  $N$  und  $N^+$  ergibt sich aus dem Aufbau des Plasmagenerators. Auch die Dominanz der hoch angeregten Stickstoffionen bei den atomaren Emissionslinien lässt sich dadurch erklären. Der die Brennkammer des Plasmagenerators passierende Stickstoff stellt das Medium dar, in welchem im Wesentlichen der Lichtbogen brennt (siehe auch Abbildung 4.4). Ein Teil des Stickstoffs wird dadurch dissoziiert, ionisiert und dabei angeregt. Der Sauerstoff wird dahingegen erst kurz vor dem Düsenhals zugemischt, so dass im Vergleich zum Stickstoff nur eine geringfügige Erfassung durch den Lichtbogen erfolgt. Dadurch entstehen trotz der geringeren Dissoziations- und Ionisationsenergie weniger angeregte Sauerstoffionen als Stickstoffionen. Für Fall D sind, ausgehend von der Gleichgewichtszusammensetzung, 15% atomarer Stickstoff, 5% Stickstoffmonoxid und 0,1% atomarer Sauerstoff ionisiert. Da aus dem Emissionsspektrum nur die Existenz der einzelnen angeregten Spezies herauszulesen ist, wurde zur Festlegung der Zahlenwerte auf die Bewertung der CFD-Simulationen unter dem Gesichtspunkt, dass in der Anströmung nur geringe Gradienten erwartet werden, zurückgegriffen. Der durch den höheren Ionisationsgrad bedingte Anstieg der Enthalpie und die damit verbundene Erhöhung der Strahlleistung musste durch eine Absenkung der Translationstemperatur auf 3700 K kompensiert werden. Darüber hinaus wurden weitere Anpassungen der Anregungstemperaturen basierend auf der Bewertung der CFD-Simulationen durchgeführt. Diese Vorgehensweise erbrachte schon bei der Anpassung der Anregungstemperaturen von Fall C gegenüber Fall B gute Ergebnisse. Im Fall D führte dieses Vorgehen zu einer  $N_2$  Vibrationstemperatur von 10000 K. Die Vibrationstemperaturen von  $O_2$  und  $NO$  wurden an die Translationstemperatur angeglichen.

Die resultierenden Profile der Einströmparameter des Simulationsfalles D sind in Abbildung 4.31 gezeigt. Neben der guten Übereinstimmung der Enthalpieprofile konnte auch für das Geschwindigkeitsprofil, welches in der Strahlmitte einen Wert von 5435 m/s aufweist, eine ausreichende Übereinstimmung mit den Messwerten erreicht werden. Darüber hinaus zeigen sich, wie Abbildung 4.33 und 4.35 zu entnehmen ist, nur sehr geringe Gradienten in der Anströmung vor dem Verdichtungsstoß. Weitere Anhaltspunkte für die gute Reproduktion

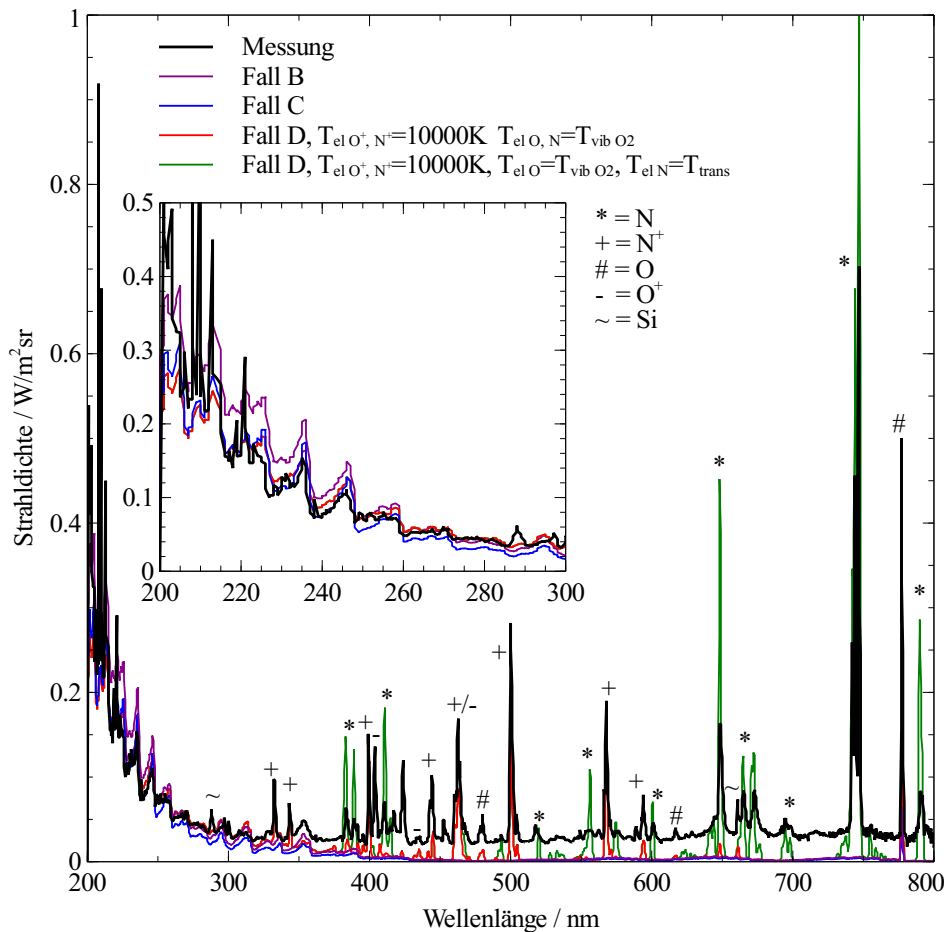
des PWK-Versuches sind durch die in Versuch und Simulation übereinstimmenden Werte für Strahlleistung und Gesamtmassenstrom gegeben. Die Staupunktwerte der Simulation liegen, sowohl für den Pitotdruck mit 1229 Pa, als auch für die Wärmestromdichte mit  $1182 \text{ kW/m}^2$ , vergleichsweise deutlich über den experimentell bestimmten Werten von 917 Pa beziehungsweise  $775 \text{ kW/m}^2$ .

##### 4.3.2.3. Strahlungssimulation der Sondenanströmung

Auf Basis der Ergebnisse der CFD-Simulationen wurden, analog zur in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Vorgehensweise, simulierte Spektrometersignale generiert. Für die Erzeugung der Plasmawindkanalspektren wurde somit eine identische Vorgehensweise angewandt wie für die Simulation der zu erwartenden Spektrometersignale während des EXPERT Wiedereintritts.

Abbildung 4.36 zeigt sowohl das mit Hilfe des in Kapitel 4.1 beschriebenen Versuchsaufbaus gemessene Emissionsspektrum als auch die numerisch erzeugten Spektren der Simulationsfälle B bis D. Obwohl auch in Fall A ein in sich konsistentes Set an Einströmparametern erstellt werden konnte, treten für diesen Simulationsfall sehr große Diskrepanzen zwischen dem gemessenen und dem numerisch erzeugtem Spektrum auf, welche sowohl qualitativer als auch quantitativer Natur sind und eine weitere Auswertung unmöglich machen. Für den Spektralbereich von 200 nm bis 300 nm, in dem das Spektrum von Molekülbanden dominiert wird, wurde in den verbleibenden drei Fällen eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten erzielt. Insbesondere für Fall C ergibt die Simulation über weite Bereiche der Molekülbanden eine nahezu deckungsgleiche Übereinstimmung. In diesem Bereich dominieren die *NO*-Emissionen das Spektrum, so dass die für Fall C im Vergleich zu Fall B geringere *NO* Vibrationstemperatur ausschlaggebend für die bessere Übereinstimmung ist. Die simulierten Spektren beider Fälle zeigen jedoch keine atomaren Emissionslinien, so dass entweder eine nicht repräsentative Zusammensetzung oder unzureichende Annahmen bezüglich der zu berücksichtigenden Anregungstemperaturen vermutet werden können.

Eine Verbesserung der Übereinstimmung der atomaren Emissionslinien wurde durch die im Fall D getroffenen, das chemische Nichtgleichgewicht betreffenden Annahmen angestrebt. Als Resultat wurde zunächst im durch Molekülbanden dominierten Spektralbereich zwischen 200 nm und 300 nm eine noch bessere Nachbildung des Spektrums als im Fall C erreicht. Eine repräsentative Wiedergabe der atomaren Emissionslinien von *N*, *N*<sup>+</sup>, *O* und *O*<sup>+</sup> konnte jedoch durch die veränderte Zusammensetzung weiterhin nicht erzielt werden. Die in Abbildung 4.36 in den simulierten Spektren des Falles D zu erkennenden atomaren Emissionslinien wurden durch Variationen der Temperatur der elektronischen Anregung der atomaren Spezies erzeugt. Bei der Strahlungssimulation mittels PARADE wurde die elektronische Anregung der ionisierten Spezies *N*<sup>+</sup> und *O*<sup>+</sup> auf 10000 K festgelegt. Für die atomaren Spezies *N* und *O* wurde die Temperatur in der ersten Variante mit der Vibrationstemperatur von *O*<sub>2</sub> gleichgesetzt. In der zweiten Variante erfolgte für *O* wiederum eine Kopplung an die Vibrationstemperatur von *O*<sub>2</sub>, für *N* jedoch eine Kopplung an die Translationstemperatur der Schwerteilchen. Zur repräsentativen Simulation der atomaren Emissionslinien muss somit nicht nur die Nichtgleichgewichts-Zusammensetzung des Plasmas, sondern auch das Nichtgleichgewicht der einzelnen Anregungstemperaturen bei der Strahlcharakterisierung erfasst werden. Die Festle-



**Abb. 4.36** Vergleich der numerisch erzeugten Spektren mit dem experimentell bestimmten Plasma-windkanalspektrum

gungen für die Temperaturen der elektronischen Anregung der atomaren Spezies im Fall D sind weder durch Messwerte aus der Strahlcharakterisierung noch durch die Konsistenzprüfungen im Rahmen des Verfahrens zur Generierung der Einströmprofile abgesichert. Dieser Ansatz wurde zu Demonstrationszwecken gewählt, da keine Messwerte als Basis zur Definition der realen Nichtgleichgewichtsanregung zur Verfügung standen. Auch der URANUS-Code selbst stellt eine starke Einschränkung in diesem Punkt dar. Eine Simulation der elektronischen Anregung der einzelnen Spezies findet in URANUS nicht statt. Die Lösung beinhaltet nur die Translations-temperatur der Elektronen, die näherungsweise als im Gleichgewicht mit der elektronischen Anregung angenommen werden kann. Die gezeigten Spektren des Falles D stellen somit streng genommen keine Nachbildung auf Basis der Strahlcharakterisierung dar, es soll lediglich der Einfluss der elektronischen Anregung verdeutlicht werden.

Der Vergleich der beiden Varianten verbildlicht die starke Abhängigkeit von der elektronischen Anregung. Im Vergleich zu Fall C, wurde in der ersten Variante zunächst sowohl die elektronische Anregungstemperatur der Ionen als auch der Atome angehoben. Dadurch konnten im simulierten Spektrum einige  $N$  und insbesondere  $N^+$  Emissionslinien besser nachgebildet werden. Für den im gemessenen Spektrum nur mit dem 777 nm Triplet vertretenen Sauerstoff ergab sich dadurch jedoch keine signifikante Verbesserung. Für  $N$  konnten in der zweiten Variante durch Absenken der Temperatur der elektronischen Anregung gegenüber Fall C noch

deutliche Verbesserungen bei der Nachbildung des Spektrums erreicht werden. Die ebenfalls im gemessenen Spektrum zu erkennenden  $Si$  Emissionslinien konnten nicht nachgebildet werden, da die URANUS CFD-Simulation auf einem 11-Komponenten Luftplasma basiert.

Auch ohne die korrekte Wiedergabe der atomaren Emissionslinien stellen die Fälle C und D eine erfolgreiche Nachbildung des PWK Emissionsspektrums dar. Aufgrund der Komplexität von Experiment und Simulation, war im Voraus eine gute Übereinstimmung von gemessenem und simuliertem Spektrum - wie im von Molekülbanden dominierten Spektralbereich erzielt - nicht zu erwarten. Insbesondere die begrenzte Kenntnis des thermischen und chemischen Nichtgleichgewichts am Einströmquerschnitt und die damit verbundene Notwendigkeit, für die quantitative Zusammensetzung der Sondenanstömung verstärkt auf Annahmen zurückzugreifen, stellen eine bedeutende Einschränkung dar. Diese hätte nur durch eine vollständige messtechnische Erfassung der den Plasmazustand beschreibenden Parameter vermieden bzw. begrenzt werden können. Im Rahmen dieser Arbeit standen dazu weder die benötigte Zeit noch die benötigte Messtechnik zur Verfügung. In Hinblick auf das Flugexperiment RESPECT ist diese Problematik jedoch von untergeordneter Bedeutung, da die Anströmung der Kapsel vor dem Verdichtungsstoß als im thermischen und chemischen Gleichgewicht und zudem als gut bekannt angenommen werden kann. Für die numerische Reproduktion der Flugdaten ist in diesem Punkt, welcher die Hauptschwierigkeit des Plasmawindkanalexperiments darstellt, somit von einer deutlich vereinfachten Ausgangslage auszugehen.

In Anbetracht der notwendigen Nichtgleichgewichtsannahmen stellt die numerische Reproduktion des im Plasmawindkanalversuch gemessenen Spektrums ein vielversprechendes Ergebnis dar. Somit kann der vorgestellte Konzeptvorschlag zur Auswertung der Flugdaten, welcher prinzipiell der gleichen Vorgehensweise folgt, als Erfolg versprechend angesehen werden. Sowohl der direkt auf den Messdaten basierende Teil der Flugdatenanalyse, welcher im Wesentlichen aus der Intensitätskalibrierung der Emissionsspektren und der Identifikation der strahlenden Spezies besteht, als auch die auf numerischen Simulationen basierenden Punkte, konnten erfolgreich demonstriert werden. Die Untersuchung und eventuelle Validierung der verwendeten numerischen Werkzeuge oder die Ableitung möglicherweise zu verbessernder Modellierungsansätze können jedoch nur auf Basis der Flugdaten des Wiedereintrittsfluges erfolgen.

## 5. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Entwicklung des auf dem Prinzip der Emissionsspektroskopie aufbauenden Flugexperiments RESPECT beschrieben, welches den Spektralbereich von 200 nm bis 880 nm abdeckt. Die Auslegung des Systems ist an die EXPERT Mission der europäischen Raumfahrtagentur (ESA) angepasst, für welche das Experiment als eine der Referenznutzlasten ausgewählt wurde. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgten die Konstruktion und der Aufbau des Sensorsystems, welcher mit der erfolgreichen Qualifikation und der Integration des Flugmodells in die EXPERT-Kapsel abgeschlossen wurde.

Die messtechnische Auslegung des Sensorsystems beruht auf numerischen Simulationen der zu erwartenden Wiedereintrittsbedingungen. Für die Trajektorienpunkte in 34 km, 50 km, 70 km und 80 km Höhe wurde, auf Basis vorliegender CFD-Simulationen der Kapselanströmung, die vom Plasma im Verdichtungsstoß und dem sich anschließenden Nachstoßgebiet emittierte elektromagnetische Strahlung numerisch berechnet. Darauf aufbauend konnten in Verbindung mit der Kalibrierfunktion der entwickelten Hardware Aussagen über die zu erwartenden Messsignale an den beiden Sensorkopfpositionen getroffen werden. Das System ist demnach in der Lage, kontinuierlich im Höhenbereich von 70 km bis unterhalb 35 km Emissionsspektren aufzuzeichnen. Die maximale Signalstärke wurde für den Trajektorienpunkt in 50 km Höhe berechnet. Aus den Strahlungssimulationen kann darüber hinaus abgeleitet werden, dass Stickstoffmonoxid- ( $NO$ ) und Sauerstoff- ( $O_2$ ) Molekülbanden die Spektren dominieren. Mit Ausnahme des 777 nm Triplets des Sauerstoffs liefern die atomaren Emissionslinien keinen signifikanten Beitrag zu den erzeugten Spektren. Generell gilt, dass sauerstoffhaltige Spezies das Messsignal prägen, weshalb die Flugdaten des EXPERT Wiedereintritts primär für die Überprüfung und im Idealfall auch für die Validierung chemischer Reaktionen unter Sauerstoffbeteiligung, inklusive der Bildung von Stickstoffmonoxid (ZELDOVICH Mechanismus), und der Strahlungsmodellierung der entsprechenden Spezies geeignet sein werden.

Die prinzipielle Funktionsfähigkeit des Flugexperiments konnte durch Plasmawindkanalversuche demonstriert werden. Hierzu wurde ein Versuchsaufbau mit einem neu entwickelten Sondenkopf entworfen, welcher dem Flugexperiment vergleichbare emissionsspektroskopische Messungen aus einer im Freistrahle positionierten Sonde ermöglicht. Darüber hinaus erfolgte eine Charakterisierung der Plasmaströmung, welche die Bestimmung von Radialprofilen der Wärmestromdichte, des Pitotdrucks, der lokalen massenspezifischen Enthalpie, der Strahlgeschwindigkeit sowie von Translationstemperaturen umfasst. Die Versuche wurden mit dem thermischen Plasmagenerator RB3 durchgeführt, welcher mit einem der Zusammensetzung von Luft entsprechenden  $N_2/O_2$  Arbeitsgasgemisch betrieben wurde.

Zur Geschwindigkeits- und Translationstemperaturmessung wurde das Verfahren der FABRY-PÉROT-Interferometrie angewendet. Der erstmalig für Plasmawindkanaltests eingesetzte Auf-

bau, bei welchem ein Spektrometer zur spektralen Separation des erfassten Spektralbereichs diente, ermöglichte die simultane Erfassung des im Plasma enthaltenen atomaren Sauerstoffs und Stickstoffs, wodurch Unsicherheiten in den Ergebnissen gegenüber sequentiellen Messungen der beiden Spezies minimiert sind. Die Translationstemperatur des atomaren Stickstoffs wurde anhand der Linienverbreiterung der Emissionslinie bei 746,831 nm bestimmt. Für Sauerstoff wurde zu diesem Zweck das 777 nm Triplett gewählt. Die Sauerstofftemperatur konnte zudem durch Messungen weiterer Emissionslinien bei 844 nm sehr gut reproduziert werden. Für die Translationstemperaturen des atomaren Sauerstoffs und Stickstoffs wurden unterschiedliche Werte ermittelt. Darüber hinaus konnte an derselben Position des Freistrahls eine deutlich höhere  $N_2^+$  Vibrationstemperatur aus emissionsspektroskopischen Messungen durch den Vergleich der Bandenform mit numerisch simulierten Spektren bestimmt werden, weshalb von thermischem Nichtgleichgewicht im Plasmastrahl ausgegangen wird.

Auf Basis der Ergebnisse der Freistrahlscharakterisierung wurden Einströmprofile für die CFD-Simulation der Sondenanströmung erstellt. Um die dabei getroffenen Annahmen, insbesondere in Bezug auf Nichtgleichgewichtszustände, auf Plausibilität zu prüfen, wurden die betrachteten Einströmbedingungen auf Konsistenz mit dem gemessenen Enthalpieprofil sowie auf Übereinstimmung mit den Werten des Gesamtmassenstroms und der Strahlleistung geprüft. Auf Basis dieser Eingangsparameter konnte eine gute Übereinstimmung zwischen experimentell bestimmten Werten des Pitotdrucks und der Wärmestromdichte und den entsprechenden Simulationsergebnissen erzielt werden. Daraus ergibt sich, dass von einer repräsentativen Reproduktion der Anströmung der Emissionsspektroskopiesonde ausgegangen werden kann.

In einem abschließenden Schritt erfolgte die numerische Berechnung der in der Sondenanströmung emittierten Strahlung und der dadurch zu erwartenden Spektrometersignale. Dazu wurde dieselbe Vorgehensweise wie zur messtechnischen Auslegung des Flugexperiments angewendet. Der Vergleich der numerisch erzeugten Spektren mit den Ergebnissen des Plasmawindkanalexperiments zeigt eine gute Übereinstimmung der im Spektrum enthaltenen Molekülbanden. Die Reproduktion der atomaren Emissionslinien konnte hingegen nicht erreicht werden. Hier wird vermutet, dass die elektronische Anregung in den getroffenen Annahmen bezüglich des Nichtgleichgewichtszustandes nur unzureichend berücksichtigt ist. Um in diesem Punkt eine Verbesserung zu erreichen, wird vorgeschlagen, eine deutlich umfangreichere Messkampagne zur Charakterisierung der Plasmabedingung durchzuführen, wobei die möglichst exakte Bestimmung des Nichtgleichgewichtszustandes, das heißt der verschiedenen Temperaturen und der Plasmazusammensetzung, im Vordergrund stehen sollte. Insbesondere emissionsspektroskopische Messungen zur Ermittlung weiterer Anregungstemperaturen oder das Verfahren der laserinduzierten Fluoreszenz zur Messung von Teilchendichten bieten Potential zur Erweiterung der vorhandenen Datenbasis.

Berücksichtigt man die komplexen Randbedingungen einer Plasmawindkanalströmung stellt die gute Reproduktion der Molekülbanden über den Prozess der Strömungs- und Strahlungssimulation hinweg einen vielversprechenden Erfolg dar. Mit der Plasmawindkanalsimulation konnte neben der prinzipiellen Funktionalität auch die vorgeschlagene Vorgehensweise zur Auswertung der Flugdaten, welche ebenfalls auf dem Vergleich von gemessenen und numerisch simulierten Spektren beruht, erfolgreich demonstriert werden.

# Summary

In the present thesis, the development of the optical emission spectroscopic in-flight experiment RESPECT, which operates in the spectral range of 200 nm - 880 nm, is described. The design of the system matches the requirements of ESA's EXPERT Mission, for which the experiment was chosen among the reference payloads. Within this work, design and assembly of the sensor system have been carried out, which were concluded by the successful flight qualification and integration into the flight model of the EXPERT capsule.

The design of the measurement chain with respect to signal strength is based on numerical predictions of the re-entry environment. For trajectory points at altitudes of 34 km, 50 km, 70 km and 80 km, the electromagnetic radiation emitted by the plasma in bow shock and post-shock regime was numerically calculated based on existing CFD simulations of the flow field around the capsule. Both, on this basis and in conjunction with the sensitivity function derived from the intensity calibration of the developed hardware, measurement signals, i.e. spectra, along the re-entry trajectory have been predicted. According to this, the sensor system is capable to record emission spectra throughout the altitude range starting around 70 km and ending below 34 km. The maximum signal is calculated at the 50 km trajectory point. Further results are related to emitting species. It is shown, that the spectra are dominated by nitrogen monoxide ( $NO$ ) and oxygen ( $O_2$ ) band systems. With exception of the oxygen 777 nm triplet, atomic emission lines do not have significant intensities in the calculated spectra. In general, it can be concluded that species containing oxygen are contributing most to the measurement signal. Thus, the data obtained during the EXPERT re-entry will be suitable primarily to investigate, improve and potentially validate the modelling of chemical reactions involving oxygen, including formation of nitrogen monoxide (ZELDOVICH mechanism) and of the radiation models of the corresponding species.

The fundamental principles of the in-flight experiment were demonstrated by dedicated plasma wind tunnel tests. For this, a test setup including a new probe head was developed, which allowed for emission spectroscopic measurements using a probe placed in the plasma free stream. In addition, the plasma was intensely characterized. The measurements include radial profiles of heat flux density, total pressure, local mass specific enthalpy, free-stream velocity and translational temperatures. All experiments have been carried out in air plasma generated by a thermal arc jet.

In order to obtain the free stream velocities and translational temperatures, FABRY-PÉROT interferometry was applied. Here, a test setup could be used for the first time in plasma wind tunnel testing, which allowed for the simultaneous measurement of the two plasma species atomic oxygen and nitrogen. Thus, uncertainties in the results could be minimized compared to sequential measurements of the two species. Translational temperatures of nitrogen have been

derived from the Doppler broadening of the 746,831 nm emission line. For oxygen the 777 nm triplet was observed. The results of the oxygen translational temperature could be reproduced very well by further measurements at 844 nm. The analysis of the data yielded different temperatures for oxygen and nitrogen. Furthermore, a much higher vibrational temperature of  $N_2^+$  could be determined from emission spectroscopic measurements at the same position in the plasma jet. Thus, thermal non-equilibrium is considered for the plasma state.

On basis of the free stream characterization, input parameter sets for CFD simulation of the flow approaching the probe were derived. In order to justify the assumption made in that process, in particular with respect to non-equilibrium effects, the considered input parameters were checked for consistency with the measured enthalpy profile, the total mass flow and total power of the plasma free stream. The results of the numerical calculations show good agreement with the experimentally obtained values for heat flux density and the total pressure, which yields the conclusion that the flow field around the emission spectroscopic probe is well reproduced.

In a final step, the electromagnetic radiation emitted by the plasma was numerically calculated in order to generate emission spectra representative for the measurement with the plasma wind tunnel probe. Here, the same procedure as used for the design of the in-flight experiment was applied. The comparison of the numerically generated spectra with the experimentally obtained data shows good agreement for the molecular bands. The reproduction of the atomic emission lines could not be achieved. Here, supposedly electronic excitation is not satisfactorily considered in the assumptions related to the non-equilibrium plasma state. To improve the simulations, more detailed knowledge of the non-equilibrium plasma state is required. Therefore, it is proposed to extend the free stream characterization. In particular emission spectroscopic measurements to obtain further temperature information and the principle of laser induced fluorescence to measure particle densities seem promising for that purpose.

With the complex boundary conditions of the plasma wind tunnel experiment, the good reproduction of radiation emitted by molecular species, involving CFD and radiation simulation in the process, can be considered a success. The plasma wind tunnel simulation demonstrated not only the fundamental principles of the developed flight experiment, but also the feasibility of the proposed post flight analysis, which is also based on the comparison of flight data with numerically generated spectra.



# Literaturverzeichnis

- [1] ABRAMOVICH, G.N. *Theory of Turbulent Jets*. MIT Press (1963).
- [2] AESCHLIMAN, D. P. UND EVANS, D. L. *Comprehensive Diagnostics of Argon Plasmajet Flows by Means of Fabry-Perot Interferometry*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 16, pp. 191–205 (1976).
- [3] ALLEN, H. J. UND EGGERS, JR., A. J. *A Study of the Motion and Aerodynamic Heating of Ballistic Missiles Entering the Earth's Atmosphere at High Supersonic Speeds*. Tech. Rep. NACA-TR-1381 (1958).
- [4] ANDERSON, J. D. *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics, 2nd Edition*. AIAA Education Series, 2. ed. (2006).
- [5] ANDERSON, J. D. *Fundamentals of Aerodynamics*. McGraw-Hill Higher Education, 4. international ed. (2007).
- [6] AUWETER-KURTZ, M. *Lichtbogenantriebe für Weltraumaufgaben*. B.G. Teubner, Stuttgart (1992).
- [7] AUWETER-KURTZ, M. *Messverfahren für strömende Plasmen*. Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart (1999). Manuskript zur Vorlesung.
- [8] AUWETER-KURTZ, M. *Plasma Source Development for the Qualification of Thermal Protection Materials for Atmospheric Entry Vehicles at IRS*. Vacuum, 65(3-4), pp. 247–261 (2002).
- [9] AUWETER-KURTZ, M.; KURTZ, H. UND LAURE, S. *Plasma Generators for Re-Entry Simulation*. Journal of Propulsion and Power, 12(6), pp. 1053–1061 (1996).
- [10] AUWETER-KURTZ, M. UND WEGMANN, T. *Overview of IRS Plasma Wind Tunnel Facilities*. In *RTO AVT/VKI Special Course on Measurement Techniques for High Enthalpy Plasma Flows*, no. AC/323(AVT)TP/23 in RTO-EN-8 (2000).
- [11] BALZANO, A. *EXPERT EMC Specification*. Tech. Rep. ALS-EXP-SSR-0003 Iss. 4, Thales Alenia Space (2008).
- [12] BASTIA, P. *EXPERT Mechanical Environment and Test Specification*. Tech. Rep. ALS-EXP-SSR-0001 Issue 3, Thales Alenia Space (2008).
- [13] BELLINI, M. *EXPERT Mechanical Design Load Cases Handbook*. Tech. Rep. ALS-EXP-TNO-0001 Issue 3, Thales Alenia Space (2007).
- [14] BOSE, D.; SKOKOVA, K.; WRIGHT, M. J. UND REUTHER, J. *Ground-to-Flight Tra-*

- ceability Analysis of Arcjet Testing for the Crew Exploration Vehicle*. AIAA 2009-3845, 41st AIAA Thermophysics Conference, San Antonio, Texas (2009).
- [15] CANDLER, G. V. *Simulation of Nonequilibrium Aerothermochemistry using Continuum and Particle Methods*. Tech. rep., University of Minnesota (2000).
- [16] CAUCHON, D.L. *Project FIRE Flight 1 Radiative Heating Experiment*. Tech. Rep. TM X-1222, NASA (1966).
- [17] CAUCHON, D.L. *Radiative Heating Results from the FIRE-II Flight Experiment at a Reentry Velocity of 11.4 Kilometer per Second*. Tech. Rep. TM X-1402, NASA (1967).
- [18] CAUCHON, D.L.; MCKEE, C.W. UND CORNETTE, E.S. *Spectral Measurements of Gas-Cap Radiation During Project FIRE Flight Experiments at Reentry Velocities near 11.4 Kilometers per Second*. Tech. Rep. TM X-1389, NASA (1967).
- [19] CONVAIR DIVISION OF GENERAL DYNAMICS TEST EVALUATION GROUP. *Project FIRE Integrated Post Flight Evaluation Report - Flight II*. Tech. Rep. GDC/BKF65-042 CR6600, NASA (1965).
- [20] COX, J. D.; WAGMAN, D. D. UND MEDVEDEV, V. A. *CODATA Key Values for Thermodynamics*. Hemisphere Publishing Corp., New York (1989).
- [21] DE AMICIS, R. *EXPERT Payloads IRD*. Tech. Rep. ALS-EXP-ISP-0001 Iss. 3, Thales Alenia Space (2008).
- [22] DE BROGLIE, L. *The Wave Nature of the Electron*. Nobel Lecture, pp. 244–256 (1929).
- [23] DEMTRÖDER, W. *Experimentalphysik 3, Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (2005).
- [24] DEMTRÖDER, W. *Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (2006).
- [25] DETRA, R. W.; KEMP, N. H. UND RIDDELL, F. R. *Addendum to Heat Transfer to Satellite Vehicles Reentering the Atmosphere*. *Jet Propulsion*, 27(12), pp. 1256–1257 (1957).
- [26] ERDMAN, P.W.; CANDLER, G.V.; COLLINS, R. J.; ESPY, P.; HOWLETT, C.L.; LEVIN, D.A. UND ZIPF, E.C. *Measurements of Ultraviolet Radiation from a 5-km/s Bow Shock*. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 8(3), pp. 441–446 (1994).
- [27] ERDMAN, P.W.; ZIPF, E.C.; ESPY, P.; HOWLETT, C.; LEVIN, D.A.; LODA, R.; COLLINS, R.J. UND CANDLER, G.V. *Flight Measurements of Low-Velocity Bow Shock Ultraviolet Radiation*. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 7, pp. 37–41 (1993).
- [28] ESA. [http://www.esa.int/Our\\_Activities/Human\\_Spaceflight/EXPERT/Facts\\_and\\_figures](http://www.esa.int/Our_Activities/Human_Spaceflight/EXPERT/Facts_and_figures) (Stand: 02. Juli 2012).
- [29] FASOULAS, S., STOECKLE, T. UND AUWETER-KURTZ, M. *Measurement of Specific Enthalpy in Plasma Wind Tunnels using a Mass Injection Probe*. AIAA 97-2496, 32nd Thermophysics Conference, Fluid Dynamics and Co-located Conferences, Atlanta, GA,

- U.S.A. (1997).
- [30] FEIGL, M. UND AUWETER-KURTZ, M. *Investigation of SiO Production in Front of Si-based Material Surfaces to Determine the Transition from Passive to Active Oxidation using Planar Laser-Induced Fluorescence*. AIAA 2000-3022, 35th AIAA Thermophysics Conference, Fluid Dynamics and Co-located Conferences, Anaheim, CA, U.S.A (2001).
- [31] FERTIG, M.; HERDRICH, G. UND AUWETER-KURTZ, M. *SiC Oxidation and Catalysis Modelling for Re-Entry Heating Predictions*. In H. Lacoste and L. Ouwehand (Eds.), *Sixth European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, vol. 659 of *ESA Special Publication* (2009).
- [32] FERTIG, M. UND FRÜHAUF, H.-H. *Detailed Computation of the Aerothermodynamic Loads of the MIRKA Capsule*. In R.A. Harris (Ed.), *Aerothermodynamics for Space Vehicles*, vol. 426 of *ESA Special Publication*, pp. 703–710 (1999).
- [33] FERTIG, M. UND HERDRICH, G. *The Advanced URANUS Navier-Stokes Code for the Simulation of Nonequilibrium Re-entry Flows*. Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Space Technology Japan, 7(ISTS26), pp. 15 – 24 (2009).
- [34] FROHN, A. *Einführung in die Kinetische Gastheorie*. AULA-Verlag, Wiesbaden, 2. ed. (1988).
- [35] FROHN, A. *Einführung in die Technische Thermodynamik*. AULA-Verlag, Wiesbaden, 2. ed. (1989).
- [36] FULGE, H.; KNAPP, A.; EICHHORN, C.; WERNITZ, R.; LOEHLE, S.; FASOULAS, S. UND HERDRICH, G. *Improved Abel Inversion Method for Analysis of Spectral and Photo-Optical Data of Magnetic Influenced Plasma Flows*. AIAA-2011-3456, 42nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, Fluid Dynamics and Co-located Conferences, Honolulu, Hawaii (2011).
- [37] GERTHSEN, C. *Gerthsen Physik*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 23. ed. (2006).
- [38] GÜLHAN, A.; ESSER, B.; DEL VECCHIO, A.; LÖHLE, S.; SAUVAGE, N.; CHAZOT, O. UND ASMA, C.O. *Comparative Heat Flux Measurements on Standard Models in Plasma Facilities*. In *AIAA/CIRA 13th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, AIAA 2005-3324. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Capua, Italien (2005).
- [39] GÜLHAN, A. UND ESSER, B. *Qualification of TPS-Components in the Arc Heated Facility L3K of DLR*. In *3rd European Workshop on Thermal Protection Systems*, pp. 121–130. ESA, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands (1998).
- [40] GÜLHAN, A. UND ESSER, B. *Arc-heated Facilities as a Tool to Study Aerothermodynamic Problems of Reentry Vehicles*. *Advanced Hypersonic Test Facilities, Progress in Astronautics and Aeronautics*, 198, pp. 375–403 (2002).
- [41] GNOFFO, P. *Upwind-Biased, Point-Implicit Relaxation Strategies for Viscous, Hypersonic Flows*. In *Fluid Dynamics and Co-located Conferences*. American Institute of Aeronautics and Astronautics (1989).

- [42] GNOFFO, P.; MCCANDLESS, R. UND YEE, H. *Enhancements to Program LAURA for Computation of Three-Dimensional Hypersonic Flow*. In *25th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Aerospace Sciences Meetings*, AIAA PAPER 87-0280. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reno, NV, U.S.A. (1987).
- [43] GORDON, S. UND MCBRIDE, B.J. *Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications I. Analysis*. Tech. Rep. NASA RP-1311, NASA (1994).
- [44] GRAU, T. *Numerische Untersuchungen von Plasmawindkanalströmungen zur Wiedereintrittssimulation*. Dissertation, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Institut für Raumfahrtsysteme (2000).
- [45] GRIEM, H.R. *Plasma Spectroscopy*. McGraw-Hill Book Company (1964).
- [46] HABIGER, H. *Elektrostatische Sonden und Fabry-Perot Interferometrie zur Untersuchung von lichtbogenbeheizten Plasmen für Triebwerksanwendungen und Wiedereintrittssimulation*. Dissertation, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Institut für Raumfahrtsysteme (1994).
- [47] HASH, D.; OLEJNICZAK, J.; WRIGHT, M.; PRABHU, D.; PULSONETTI, M.; HOLLIS, B.; GNOFFO, P.; BARNHARDT, M.; NOMPILIS, I. UND CANDLER, G. *FIRE II Calculations for Hypersonic Nonequilibrium Aerothermodynamics Code Verification: DPLR, LAURA, and US3D*. AIAA 2007-605, 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Aerospace Sciences Meetings, Reno, Nevada (2007).
- [48] HEDIN, A.E. *Extension of the MSIS Thermospheric Model into the Middle and Lower Atmosphere*. Journal of Geophysical Research, 96(2), p. 1159 (1991).
- [49] HERDRICH, G.; AUWETER-KURTZ, M.; FERTIG, M.; LÖHLE, S.; PIDAN, S. UND LAUX, T. *Oxidation Behavior of Siliconcarbide-Based Materials by Using New Probe Techniques*. Journal of Spacecraft and Rockets, 42(5), pp. 817–824 (2005).
- [50] HERDRICH, G.; AUWETER-KURTZ, M.; LEIN, S.; PRECI, A.; SCHÜSSLER, M.; WINTER, M. UND LÖHLE, S. *The In-flight Sensor Systems PYREX, PHLUX and RESPECT for the Capsule Expert*. AIAA 2006-3418, 9th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference, Fluid Dynamics and Co-located Conferences, San Francisco, California (2006).
- [51] HERDRICH, G.; AUWETER-KURTZ, M., LÖHLE, S.; PIDAN, S.; FERTIG, M. UND LAUX, T. *Oxidation Behavior of SiC-Based Thermal Protection System Materials Using Newly Developed Probe Techniques*. AIAA Paper 2004-2173, 37th AIAA Thermophysics Conference, Portland, Oregon, USA (2004).
- [52] HERDRICH, G.; FERTIG, M.; FASOULAS, S.; LÖHLE, S.; LEIN, S.; PRECI, A. UND STEINBECK, A. *Review of Non-Equilibrium Atmospheric Entry In-Flight Instrumentations*. In *ESA Special Publication*, vol. 692 of *ESA Special Publication* (2011).
- [53] HERZBERG, G. UND SPINKS, J.W.T. *Atomic Spectra and Atomic Structure*. A Dover paperback. Dover publications (1944).

- [54] HEUER, A. H. UND LOU, V.L.K. *Volatility Diagrams for Silica, Silicon Nitride, and Silicon Carbide and Their Application to High-Temperature Decomposition and Oxidation*. Journal of the American Ceramic Society, 73(10), pp. 2789–2803 (1990).
- [55] HILFER, G. *Experimentelle und theoretische Beiträge zur Plasma-Wand-Wechselwirkung keramischer Hitzeschutzmaterialien unter Wiedereintrittsbedingungen*. Dissertation, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Institut für Raumfahrtsysteme (1999).
- [56] INSTITUT FÜR RAUMFAHRTSYSTEME. Zeichnungsarchiv.
- [57] JAXA. [http://global.jaxa.jp/projects/sat/muses\\_c/](http://global.jaxa.jp/projects/sat/muses_c/) (Stand: 20. Februar 2016).
- [58] JPL. <http://mars.jpl.nasa.gov/msl/> (Stand: 05. April 2014).
- [59] JPL. <http://marsrover.nasa.gov/home/index.html> (Stand: 05. April 2014).
- [60] JPL. <http://stardust.jpl.nasa.gov/overview/index.html> (Stand: 05. April 2014).
- [61] KANNE, S. *Zur Thermo-Chemischen Relaxation Innerer Freiheitsgrade durch Stoß- und Strahlungsprozesse beim Wiedereintritt*. Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, Deutschland (2000).
- [62] KEMP, N.H. UND RIDDELL, F.R. *Heat Transfer to Satellite Vehicles Reentering the Atmosphere*. Jet Propulsion, 27(12), pp. 132–137 (1957).
- [63] KNAPP, A. *Experimentelle Untersuchung von magnetohydrodynamischen Einflüssen auf Plasmaströmungen*. Dissertation, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Institut für Raumfahrtsysteme (2012).
- [64] KNAPP, A.; WERNITZ, R.; EICHHORN, C.; FULGE, F.; HERDRICH, G.; LÖHLE, S.; FASOULAS, S.; AUWETER-KURTZ, M. UND RÖSER, H.-P. *Emission Spectroscopic Investigation of the Radial Distribution of ArI und ArII in Argon Plasma Flows under the Influence of a Magnetic Field*. AIAA 2011-3455, 42nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, Honolulu, Hawaii (2011).
- [65] KO, W. L.; GONG, L. UND QUINN, R.D. *Hypothetical Reentry Thermostructural Performance of Space Shuttle Orbiter With Missing or Eroded Thermal Protection Tiles*. Tech. Rep. TM-2004-212850, NASA (2004).
- [66] LABITZKE, K.; BARNETT, J. J. AND EDWARDS, B. (Ed.). *Handbook MAP 16* (1985).
- [67] LAUTH, G.,J. *Grundlagen der Physikalische Chemie - Vorlesungsunterlagen*. <http://de.slideshare.net/DrLauth/grundlagen-der-physikalischen-chemie-es-gelten-die-gesetze-der-thermodynamik> (Stand: 10.März 2016).
- [68] LAUX, C.O. *Optical Diagnostics and Radiative Emission of Air Plasmas*. Ph.D. thesis, Stanford University (1993).
- [69] LAUX, T. *Untersuchungen zur Hochtemperaturoxidation von Siliziumkarbid in Plasmaströmungen*. Dissertation, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Institut für Raumfahrtsysteme (2004).

- [70] LEIN, S. *Endauslegung der Flughardware für das Miniaturspektrometer RESPECT auf der europäischen Rückkehrkapsel EXPERT*. Diplomarbeit, Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrttechnik, Universität Stuttgart (2005).
- [71] LEIN, S. *Design Definition and Justification for the Shock Layer Chemistry Experiment (PL10B RESPECT)*. Tech. Rep. PL10-EXP-10-DDJF Iss. 1 Rev. 6, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart (2009).
- [72] LEIN, S. *EMC Acceptance Test Report for PL10*. Tech. Rep. PL10-EXP-10-EAR Iss. 1 Rev. 1, Institut für Raumfahrtssysteme (2009).
- [73] LEIN, S. *Functional Acceptance Test Report for PL10*. Tech. Rep. PL10-EXP-10-FAR Iss. 1 Rev. 1, Institut für Raumfahrtssysteme (2009).
- [74] LEIN, S. *Mechanical Acceptance Test Report for PL10*. Tech. Rep. PL10-EXP-10-MAR Iss. 1 Rev. 0, Institut für Raumfahrtssysteme (2009).
- [75] LEIN, S.; LÖHLE, S.; HERDRICH, G.; AUWETER-KURTZ, M. UND FASOULAS, S. *Optical Emission Spectroscopic Experiments for In-Flight Entry Research*. 8. International Planetary Probe Workshop, Portsmouth, Virginia (2011).
- [76] LEIN, S.; PRECI, A.; FERTIG, M.; HERDRICH, G. UND AUWETER-KURTZ, M. *Optical Design and Layout of the In-Flight Spectrometer System RESPECT on EXPERT*. AIAA-2009-7263, 16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, Bremen, Deutschland (2009).
- [77] LEIN, S.; REIMER, T.; STUBICAR, K.; DEUBLE, F.; AUWETER-KURTZ, M.; HERDRICH, G. UND WINTER, M. *Development of the Re-Entry Spectrometer RESPECT for the ESA Capsule EXPERT*. Acta Astronautica, 64(4), pp. 416 – 426 (2009).
- [78] LEIN, S.; STEINBECK, A.; PRECI, A.; FERTIG, M.; HERDRICH, G.; RÖSER, H.-P. UND AUWETER-KURTZ, M. *Final Design and Performance Parameters of the Payloads PYREX, PHLUX and RESPECT on EXPERT*. Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan, 8(ISTS27), pp. Tm\_41–Tm\_47 (2010).
- [79] LEIN, S. UND STEINBECK, A. *EMC Test Procedure for PL10*. Tech. Rep. PL10-EXP-10-ETP Iss. 1 Rev.1, Institut für Raumfahrtssysteme (2008).
- [80] LEIN, S. UND STEINBECK, A. *EMC Test Report for PL10*. Tech. Rep. PL10-EXP-10-ETR Iss. 1 Rev. 0, Institut für Raumfahrtssysteme (2008).
- [81] LEIN, S. UND STEINBECK, A. *Functional Test Report for PL10*. Tech. Rep. PL10-EXP-10-FTR Iss. 1 Rev. 0, Institut für Raumfahrtssysteme (2008).
- [82] LEIN, S. UND STEINBECK, A. *Mechanical Test Report for PL10*. Tech. Rep. PL10-EXP-10-MTR Iss. 1 Rev. 0, Institut für Raumfahrtssysteme (2008).
- [83] LEIN, S. UND STEINBECK, A. *EMC Acceptance Test Procedure for PL10*. Tech. Rep. PL10-EXP-10-EAP Iss. 1 Rev.1, Institut für Raumfahrtssysteme (2009).
- [84] LEVIN, D. A.; CANDLER, G. V.; COLLINS, R. J.; ERDMAN, P. W.; ZIPF, E.; ESPY,

- P. UND HOWLETT, C. *Comparison of Theory with Experiment for the Bow Shock Ultraviolet Rocket Flight*. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 7(1), pp. 30–36 (1993).
- [85] LÖHLE, S. *Untersuchung von Wiedereintrittsplasmen mit Hilfe laserinduzierter Fluoreszenzmessungen*. Dissertation, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik (2006).
- [86] LÖHLE, S.; STEINBECK, A.; HERDRICH, G. UND FASOULAS, S. *Comparison of Local Enthalpy Measurements using a Mass Injection Probe with Properties Deduced from Optical Diagnostics in a pure Oxygen Plasma Flow*. AIAA 2011-4033, 42nd AIAA Thermophysics Conference, Honolulu, Hawaii (2011).
- [87] LÖHLE, S. UND JENNISKENS, P. *High Resolution Spectroscopy of the Hayabusa Re-Entry using a Fabry-Perot Interferometer*. Journal of Spacecraft and Rockets, 51(6), pp. 1986–1993 (2014).
- [88] LÖHLE, S. UND LEIN, S. *Simultaneous Translational Temperature Measurements of Different Atomic Species in Plasma Flows Using Scanning Fabry-Perot Interferometry*. Review of Scientific Instruments, 83(053111) (2012).
- [89] LINSTROM, P.J. AND MALLARD, W.G. (Ed.). *NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database Number 69*. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg MD, 20899, (<http://webbook.nist.gov>) (2001).
- [90] LIU, Y.; LIN, J.; HUANG, G.; GUO, Y. UND DUAN, C. *Simple Empirical Analytical Approximation to the Voigt Profile*. Journal of the Optical Society of America B, 18(5), pp. 666–672 (2001).
- [91] LÖHLE, S.; MARYNOWSKI, T.; KNAPP, A.; WERNITZ, R. UND LIPS, T. *Analysis of the ATV1 Re-Entry Using Near-UV Spectroscopic Data from the NASA/ESA Multi-Instrument Aircraft Observation Campaign*. In *7th ESA Aerothermodynamics Symposium for Space Vehicles*. ESA (2011).
- [92] MARTINEZ, E. R. UND FRAMPTON, R. V. *Thermal Protection System Sensors*. White Paper to the NRC Decadal Survey Mars Subpanel and Outer Planets Subpanel (2011).
- [93] MARVIN, J. G. UND POPE, R. B. *Laminar Convective Heating and Ablation in the Mars Atmosphere*. AIAA Journal, 5, pp. 240–248 (1967).
- [94] MARZIALI, I. *EXPERT EMC Specification*. Tech. Rep. ALS-EXP-SSR-0003 Iss. 3, Thales Alenia Space (2008).
- [95] MASSOBRIO, F.; VIOTTO, R.; SERPICO, M.; SANSONE, A.; CAPORICCI, M. UND MUYLEAERT, J.-M. *EXPERT: An Atmospheric Re-Entry Test-Bed*. Acta Astronautica, 60, pp. 974–985 (2007).
- [96] MERRIFIELD, J. A. UND FERTIG, M. *Progress on the Simulation of Radiation-Flowfield Coupled Simulations*. In H. Lacoste and L. Ouwehand (Eds.), *Sixth European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, vol. 659 of *ESA Special Publication* (2009).

- [97] MUUYLAERT, J.; WALPOT, L.; OTTENS, H. UND CIPOLLINI, F. *Aerothermodynamic Reentry Flight Experiments EXPERT*. In *Flight Experiments for Hypersonic Vehicle Development*. Educational Notes, RTO-EN-AVT-130, pp. 13-1 – 13-34 (2007).
- [98] NASA. <http://www.grc.nasa.gov/WWW/CEAWeb/> (Stand: 02. Juli 2012).
- [99] NASA, GREATEST IMAGES OF NASA (GRIN), NIX (DOCUMENT) ID: GPN-2000-001938, 01.01.1960. <http://ntrs.larc.nasa.gov/search.jsp?R=GPN-2000-001938&qs=Ns%3DNASA-Center-1%26N%3D4294957558%26No%3D10> (Stand: 20. Januar 2014).
- [100] OCEAN OPTICS INC. *Operating Manual and User's Guide S2000 Miniature Fiber Optic Spectrometers and Accessories*. 203-00000-DW-02-0505. Ocean Optics Inc. (2005).
- [101] OLIVERO, J.J. UND LONGBOTHUM, R.L. *Empirical Fits to the Voigt Line Width: A Brief Review*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 17, pp. 233–236 (1977).
- [102] PALMER, C. *Diffraction Grating Handbook*. Newport Corporation, 6. ed. (2005).
- [103] PARK, C. *Nonequilibrium Air Radiation (NEQAIR) Program: Users's Manual* (1985).
- [104] PARK, C. *Assessment of Two-Temperature Kinetic Model for Ionizing Air*. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 3(3), pp. 233–244 (1989).
- [105] PARK, C. *Stagnation-Point Radiation for Apollo 4*. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 18(3), pp. 349–357 (2004).
- [106] PIDAN, S. *Entwicklung eines katalyzitätsbasierten Sensorsystems für Wiedereintrittsflugkörper*. Dissertation, Universität Stuttgart, Institut für Raumfahrtssysteme (2009).
- [107] PLANCK, M. *Über das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum*. Annalen der Physik, 4(309), pp. 553–563 (1901).
- [108] PLASTININ, Y. A.; ZEMLIANSKY, B. A.; KARABADZHAK, G. F.; GORSHKOV, A. B.; VLASOV, V. I.; KHMELININ, B. A.; KOVALEV, R. V.; SIPATCHEV, G. PH. UND ZALOGIN, G. N. *Measurements and Analysis of UV-Radiation Intensity of Plasma Structure Along Orbital Re-Entry Trajectory of Space Vehicle 'Soyuz-TM' Based on Observation Data Obtained OnBoard ISS*. In *European Conference for Aero-Space Sciences EUCASS*. Moskau (2005).
- [109] PRECI, A. *Mitglied der im Rahmen des EXPERT Projektes tätigen Expertengruppe zum Thema Oxidationsverhalten*. mündliche Mitteilung.
- [110] PRECI, A.; HERDRICH, G.; FASOULAS, S. UND AUWETER-KURTZ, M. *Assembly, Integration and Test of the Sensor System COMPARE for SHEFEX II*. AIAA 2011-3780, 42nd AIAA Thermophysics Conference, Fluid Dynamics and Co-located Conferences, Honolulu, Hawaii (2011).
- [111] PRECI, A.; LEIN, S.; SCHÜSSLER, M.; AUWETER-KURTZ, M.; FERTIG, M.; HERDRICH, G. UND WINTER, M. *Numerical Simulation and IRS Instrumentation Design for EXPERT*. AIAA 2006-3827, 25th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and



- Ground Testing Conference, San Francisco, California (2006).
- [112] PREVER, E.B. UND DE FILIPPIS, P. *EXPERT Thermal Design Load Cases Handbook*. Tech. Rep. ALS-EXP-HBK-0003 Iss. 3, Thales Alenia Space (2008).
- [113] RATTI, F.; GAVIRA, J.; PASSARELLI, G. UND MASSOBRIO, F. *EXPERT: The ESA Experimental Re-Entry Test-Bed: System Overview*. AIAA-2009-7224, 16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, Bremen, Germany (2009).
- [114] REIMER, T. UND LAUX, T. *Thermal and Mechanical Design of the EXPERT C/C-SiC Nose*. In *Thermal Protection Systems and Hot Structures*, vol. 631 of *ESA Special Publication* (2006).
- [115] SCHETTINO, A.; SANSONE, A. UND DEL VECCHIO, A. *EXPERT - Phase B Payload Specification Report*. Tech. Rep. CIRA-TS-04-340 Rev. 1, CIRA (2004).
- [116] SCHOTT AG. [http://www.schott.com/advanced\\_optics/german/our\\_products/materials/specialty\\_glass/sapphire/?highlighted\\_text=saphir](http://www.schott.com/advanced_optics/german/our_products/materials/specialty_glass/sapphire/?highlighted_text=saphir) (Stand: 02. Juli 2012).
- [117] SCHWAMBORN, D.; GERHOLD, T. UND HEINRICH, R. *The DLR TAU-Code: Recent Applications in Research and Industry*. European Conference on Computational Fluid Dynamics, Egmond aan Zee, Netherlands (2006).
- [118] SMITH, A. J.; WOOD, A.; DUBOIS, J.; FERTIG, M.; LIEBHART, H. UND PFEIFFER, B. *Plasma Radiation Database PARADE V2.3*. Tech. Rep. TR28/96 Issue 4, Fluid Gravity Engineering Ltd. (2009).
- [119] STEINBECK, A.; LEIN, S.; HERDRICH, G.; RÖSER, H.-P.; HOLLANDT, J. UND GUTSCHWAGER, B. *Die Sensorsysteme PYREX, PHLUX und RESPECT auf der Wiedereintrittskapsel EXPERT*. Physikalisch Technische Bundesanstalt, Braunschweig und Berlin (2009).
- [120] STEWART, D. A. *Determination of Surface Catalytic Efficiency for Thermal Protection Materials – Room Temperature to Their Upper Use Limit*. AIAA 96-1863, 31st Thermophysics Conference, New Orleans, LA (1996).
- [121] STÖCKLE, T. *Untersuchung der Oberflächenkatalyzität metallischer und keramischer Werkstoffe in Hochenthalpieströmungen*. Dissertation, Universität Stuttgart, Institut für Raumfahrssysteme (2000).
- [122] STONE, J. A. UND ZIMMERMAN, J. H. <http://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Edlen.asp> (Stand: 19. September 2011).
- [123] STUBICAR, K.; REIMER, T.; KOPPENWALLNER, G.; MÜLLER-EIGNER, R.; GÜLHAN, A.; ESSER, B.; GAVIRA, J. UND ERBA, F. *Testing of EXPERT Nose Material and Sensor Heads in the DLR Arcjet Facilities*. In *6th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, ESA Communication Production Office. Noordwijk, The Netherlands (2008).
- [124] SUCHAIL, J. UND DE GROOT, H. *The ESA-ESTEC New Large EMC Facility*. In

- K. Fletcher (Ed.), *Environmental Testing for Space Programmes*, vol. 558 of *ESA Special Publication*, pp. 193–202 (2004).
- [125] SWANN, R. T. UND PITTMAN, C. M. *Numerical Analysis of the Transient Response of Advanced Thermal Protection Systems for Atmospheric Entry*. Tech. Rep. TN-D 1370, NASA (1962).
- [126] THALES ALENIA SPACE - ITALIA. Projektinformation.
- [127] TRAVING, G. *Über die Theorie der Druckverbreiterung der Spektrallinien*. Braun, Karlsruhe, Germany, 4. international ed. (1960).
- [128] VAUGHAN, J. M. *The Fabry-Perot interferometer. History, theory, practice and applications*. The Adam Hilger series on optics and optoelectronics. Taylor & Francis Ltd., Bristol (1989).
- [129] VDI-GESELLSCHAFT VERFAHRENSTECHNIK UND CHEMIEINGENIEURWESEN (GVC) (Ed.). *VDI-Wärmeatlas*. Springer, Berlin, 10., bearb. u. erw. a. ed. (2006).
- [130] VERBAND DER KERAMISCHEN INDUSTRIE E.V. [http://www.keramverband.de/brevier\\_dt/10/9/2/10\\_9\\_2.htm](http://www.keramverband.de/brevier_dt/10/9/2/10_9_2.htm) (Stand: 02. Juli 2012).
- [131] VINCENTI, W.G. UND KRUGER, C.H. *Introduction to Physical Gas Dynamics*. John Wiley & Sons Inc., New York (1965).
- [132] WINTER, M. *Emissionsspektroskopische Untersuchung der Umströmung von Probenkörpern in hochenthalpen Plasmaströmungen*. Dissertation, Universität Stuttgart, Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie, Institut für Raumfahrtsysteme (2006).
- [133] WINTER, M.; FERTIG, M. UND AUWETER-KURTZ, M. *Status of the Re-Entry Spectrometer System RESPECT as a Payload on the European Re-Entry Capsule EXPERT*. 4th International Symposium Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon, France (2005).
- [134] WINTER, M. UND HERDRICH, G. *Heat Shield Temperatures and Plasma Radiation obtained from Spectroscopic Observation of the STARDUST Re-Entry in the Near UV*. AIAA 2008-1212, 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Aerospace Sciences Meetings, Reno, Nevada (2008).
- [135] WINTER, M. W.; MCDANIEL, R. D.; CHEN, Y.-K.; LIU, Y.; SAUNDERS, D. UND JENNISKENS, P. *Radiation Modeling for the Reentry of the Hayabusa Sample Return Capsule*. AIAA 2012-1296, 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Aerospace Sciences Meetings, Nashville, TN (2012).
- [136] WINTER, M. W. UND TRUMBLE, K. A. *Near-Ultraviolet Emission Spectroscopy During an Airborne Observation of the Stardust Reentry*. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 48(1), pp. 59–71 (2011).
- [137] WRIGHT, M. J.; CANDLER, G. V. UND BOSE, D. *Data-Parallel Line Relaxation Method for the Navier-Stokes Equations*. *AIAA Journal*, 36(9), pp. 1603–1609 (1998).

# Anhang

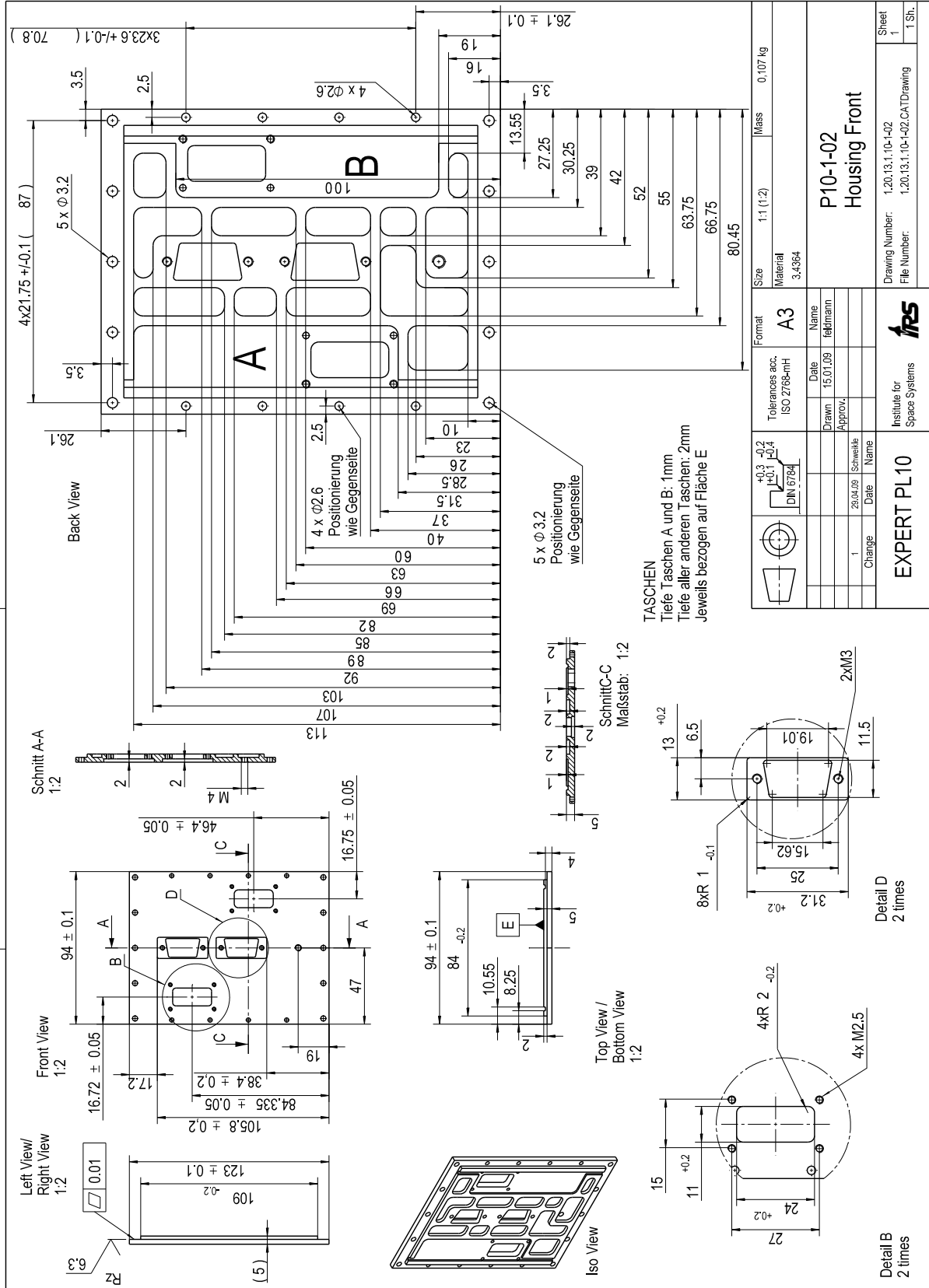


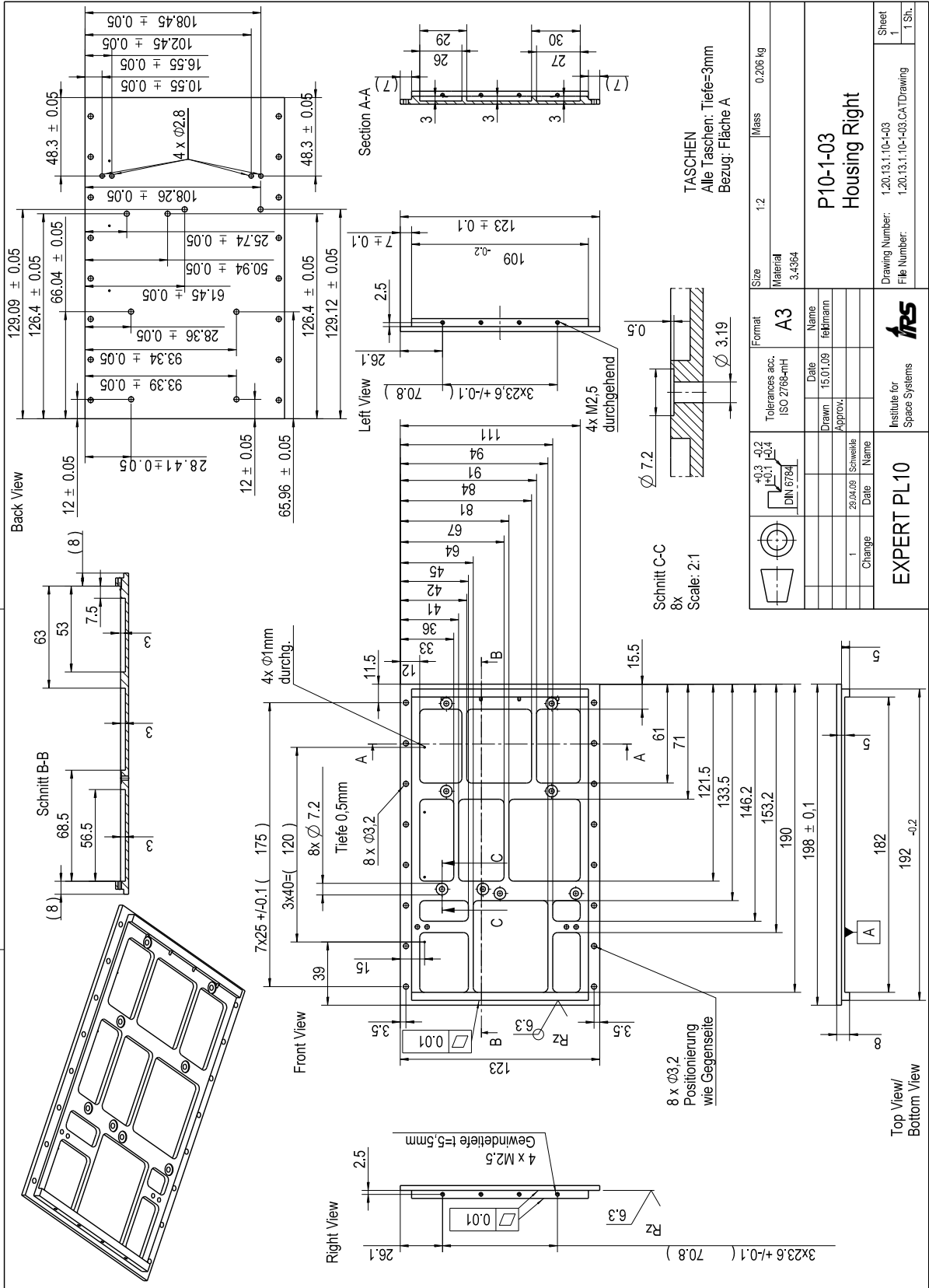
# A. Konstruktionszeichnungen

Die Anhänge A.1 bis A.4 beinhalten die Fertigungszeichnungen der mechanischen Komponenten des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und in Kapitel 3.2.3 beschriebenen Sensorsystems RESPECT. Anhang A.2 enthält zudem eine Schnittstellenzeichnung (ICD) der RESPECT Elektronikeinheit.

Anhang A.5 beinhaltet die Fertigungszeichnungen des für diese Arbeit entwickelten und in Kapitel 4.1 beschriebenen Sondenkopfes der Emissionsspektroskopiesonde, welcher in Verbindung mit einer 50 mm Sonde des IRS eingesetzt werden kann.



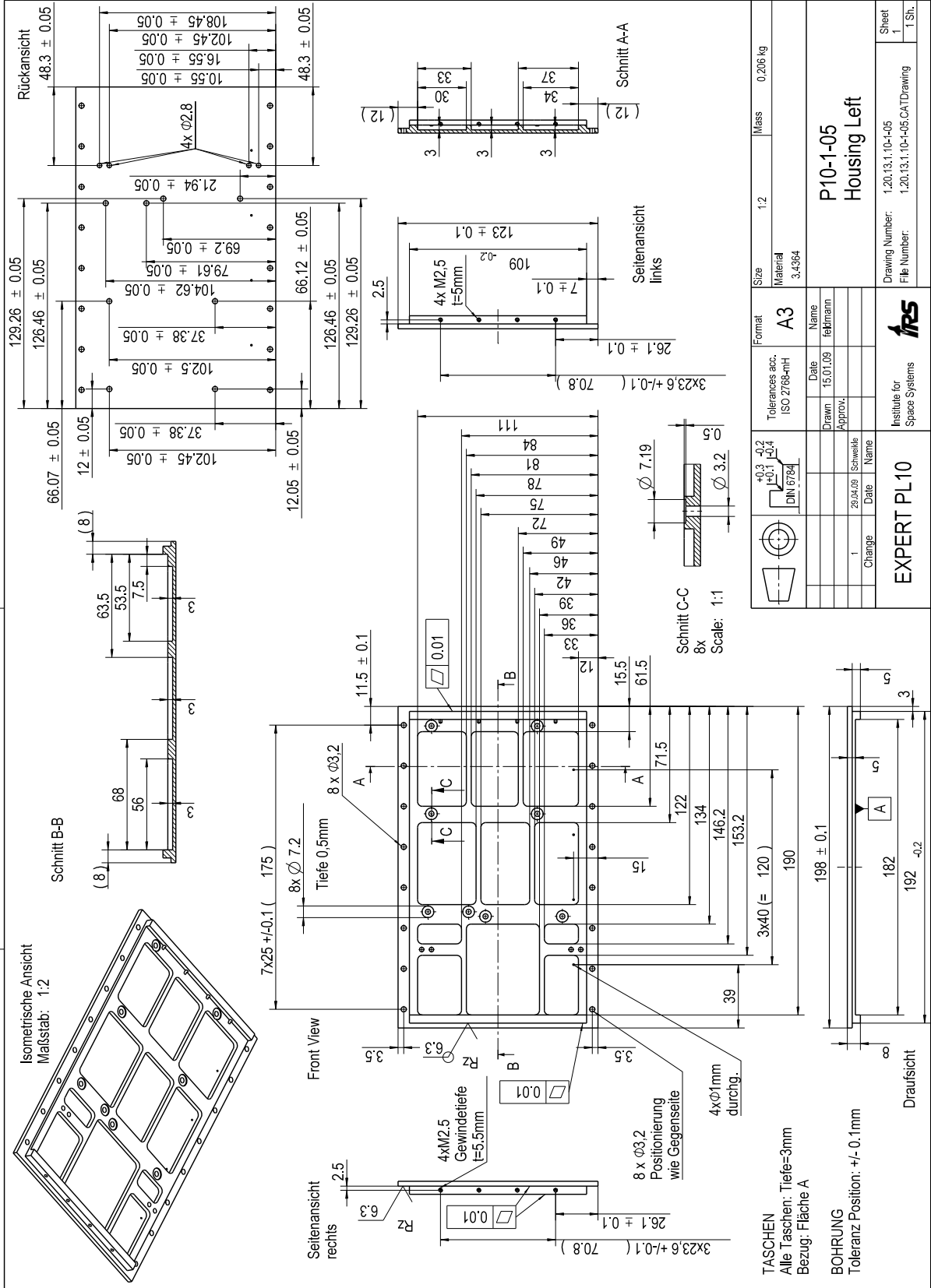




	Format	A3	Size	1.2	Mass	0.206 kg
	Tolerances acc. ISO 2768-MTH					
	Material	3.4364				
	<b>P10-1-03</b> <b>Housing Right</b>					
	Change	1	Date	29.04.09	Skizze	
	Name	falkmann				
	Drawn	15.01.09				
	Approval					
<b>EXPERT PL10</b> Institute for Space Systems						
Drawing Number: 1.20.13.1.10-1-03 File Number: 1.20.13.1.10-1-03.CA1.Drawing						Sheet 1 1 Sh.

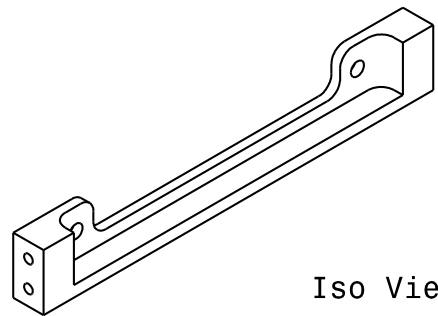
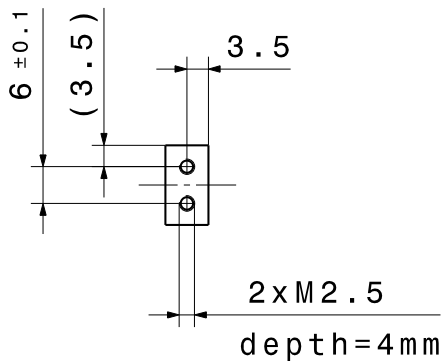






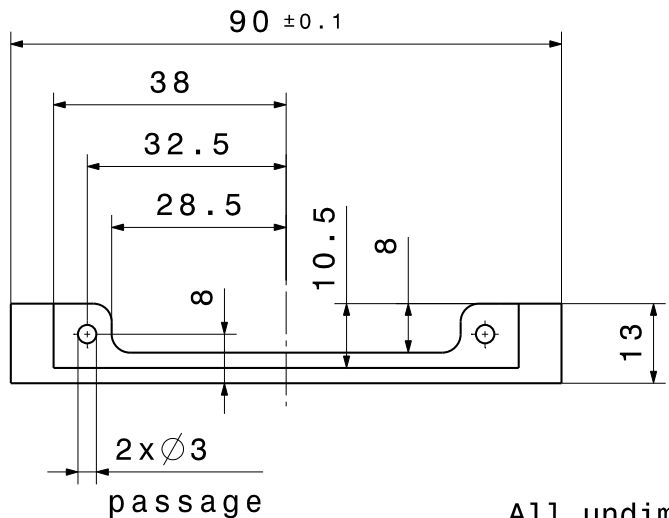
Format		Size	1:2	Mass	0.206 kg
Tolerances acc.		Material	A3	3.4364	
ISO 2768-mS		Name	P10-1-05 Housing Left		
Change	1	Date	15.01.09	Institute for Space Systems	
		Drawn	felkmann	irs	
		Approval		Drawing Number: 1.20.13.1.10-1-05	
		Schnelle		File Number: 1.20.13.1.10-1-05.CA1Drawing	
		Date		Sheet 1	
		Name		1 Sh.	





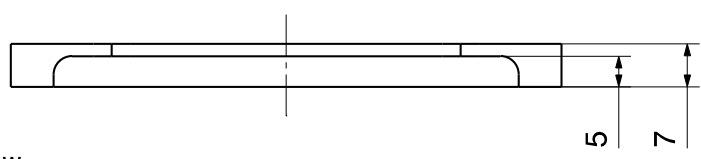
Iso View

Side View  
Left / Right



Front View

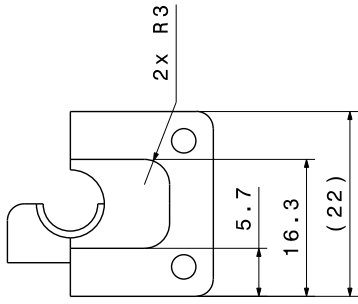
All undimensioned radii 3mm.



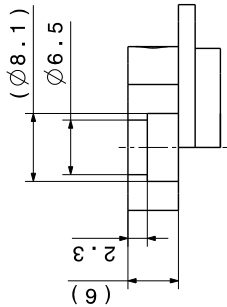
Top View

	Tolerances acc. ISO 2768-mH		Format <b>A4</b>	Size 1:1	Mass 0.0087 kg
	Material 3.4364				
			Date 20.11.08	Name feldmann	<b>P10-1-10</b> <b>Controller Stack Support</b>
			Drawn	Approv.	
1	20.03.09	Schweikle			
Change	Date	Name			
<b>EXPERT PL10</b>		Institute for Space Systems		Drawing Number: 1.20.13.1.10-1-10	Sheet 1
				File Number: 1.20.13.1.10-1-10.CATDrawing	1 Sh.

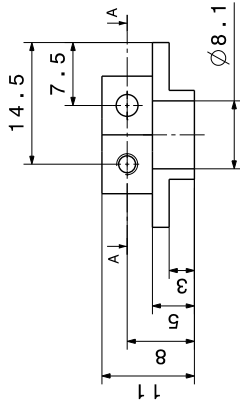
All undimensioned radii 2mm.



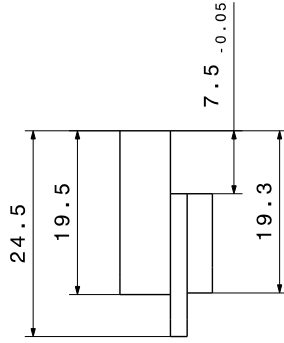
Bottom View



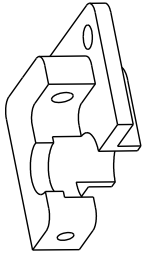
Right View



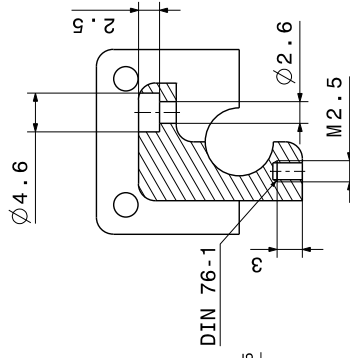
Front View



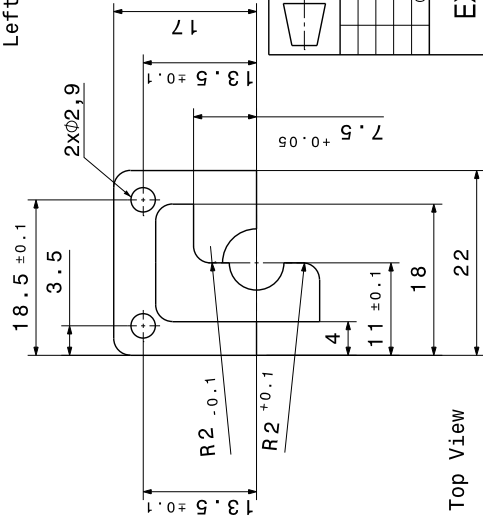
Left View



Iso View

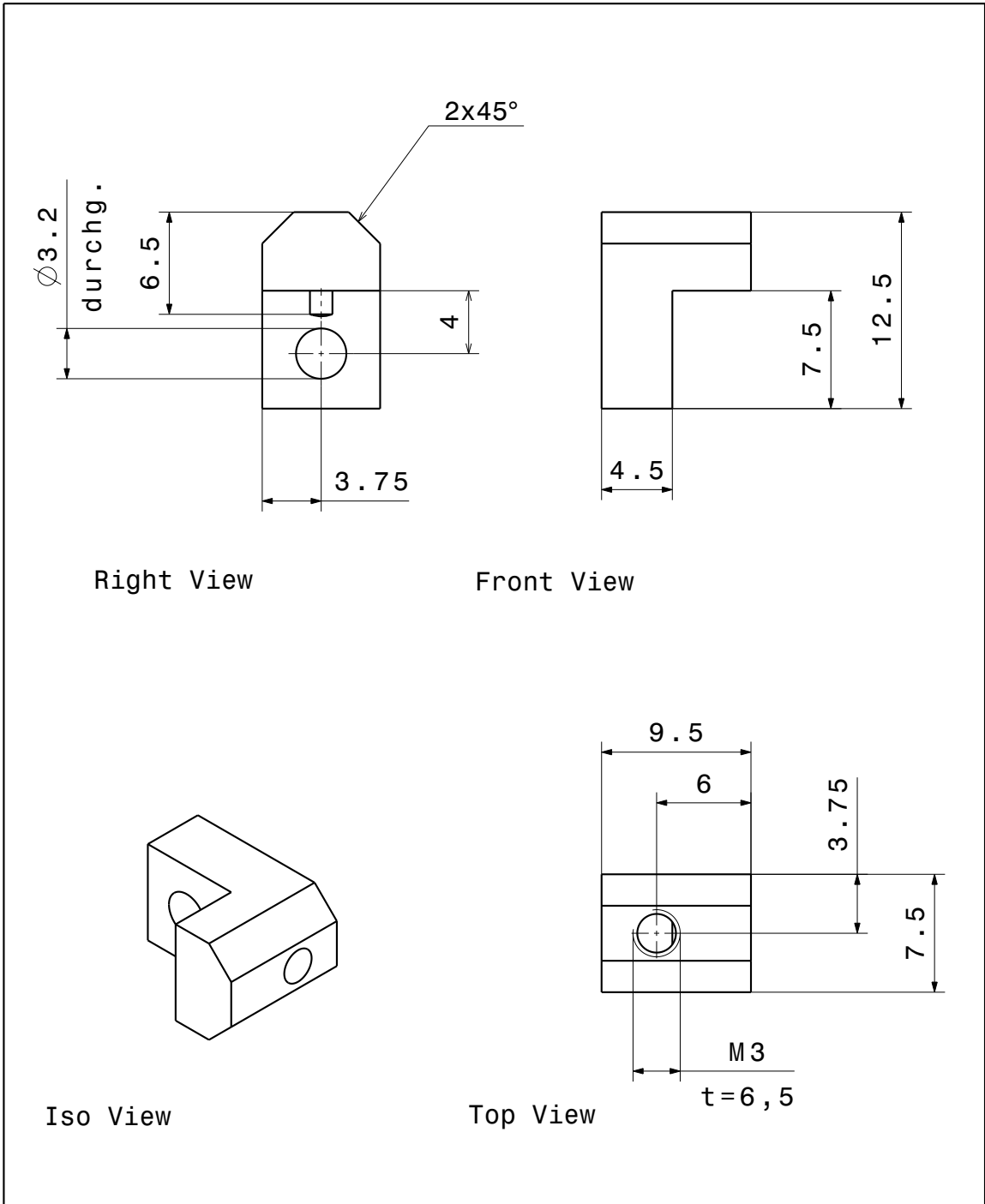


Section A-A



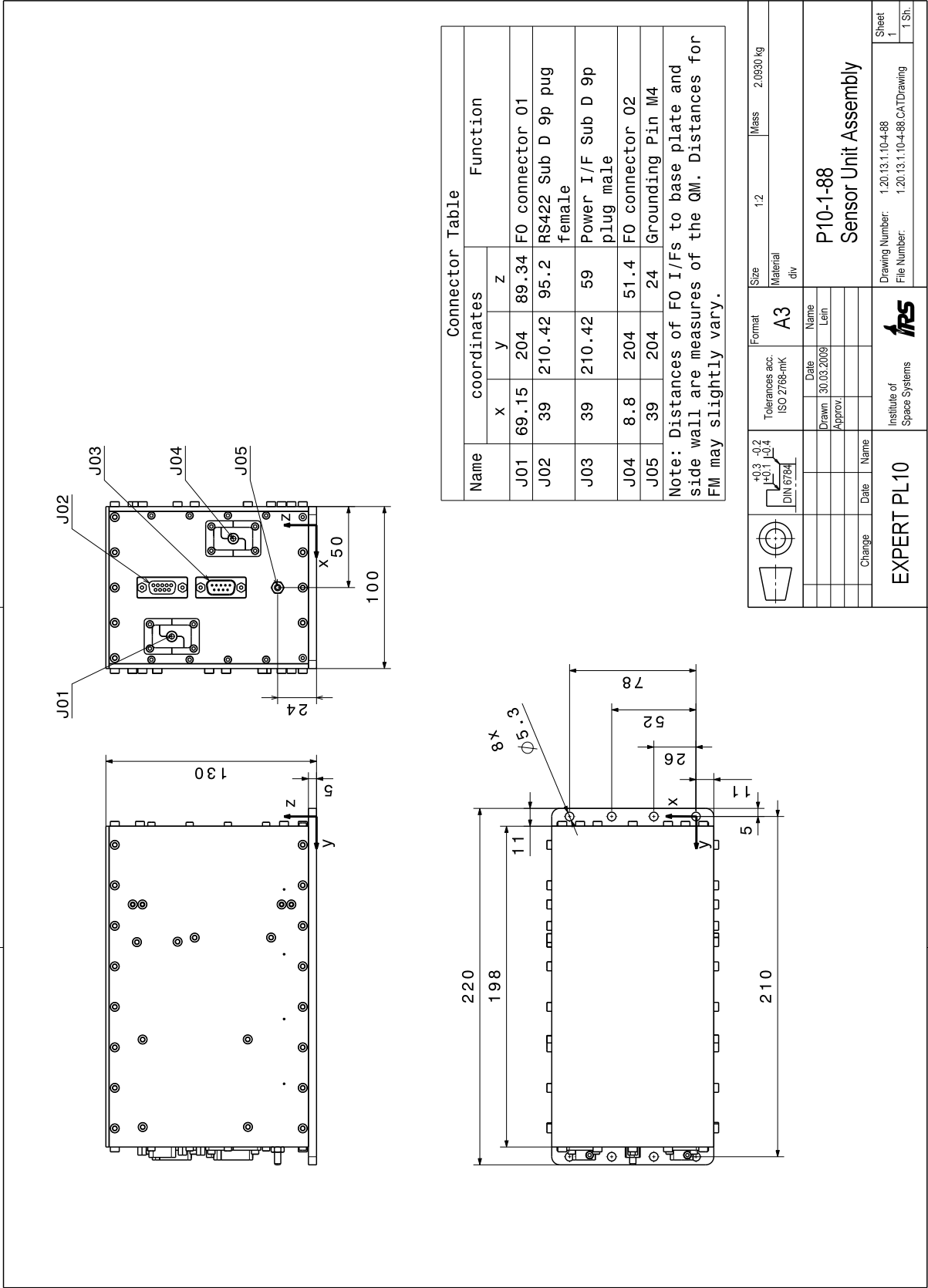
Top View

	$\begin{matrix} +0.3 & -0.2 \\ +0.1 & -0.4 \end{matrix}$ DIN 9784	Drawn: _____ Date: 20.11.08	Format: A3 Name: feldmann	Size: 2:1 Material: 3.4364	Mass: 0.0139 kg
		Tolerances acc. to: ISO 2768-mH	Date: 20.11.08	Name: feldmann	Drawing Number: 1.20.13.1.10-1-15 File Number: 1.20.13.1.10-1-15,CATDrawing
Change: _____ Date: _____ Name: _____	Institute for Space Systems	EXPERT PL10	P10-1-15 SMA Cover (half)	Sheet 1 1 Sh.	



	Tolerances acc. ISO 2768-mH	Format <b>A4</b>	Size	3:1	Mass	0.0014 kg
			Material		3.4364	
	Drawn	Date	<b>P10-1-26</b> <b>Controller Stack Bracket</b>			
	Approv.					
Change	Date	Name				
<b>EXPERT PL10</b>		Institute for Space Systems		Drawing Number: 1.20.13.1.10-1-26 File Number: 1.20.13.1.10-1-26.CATDrawing		Sheet 1 1 Sh.

# A.2. RESPECT Sensorkopf 1 - Schnittstellenplatzierung

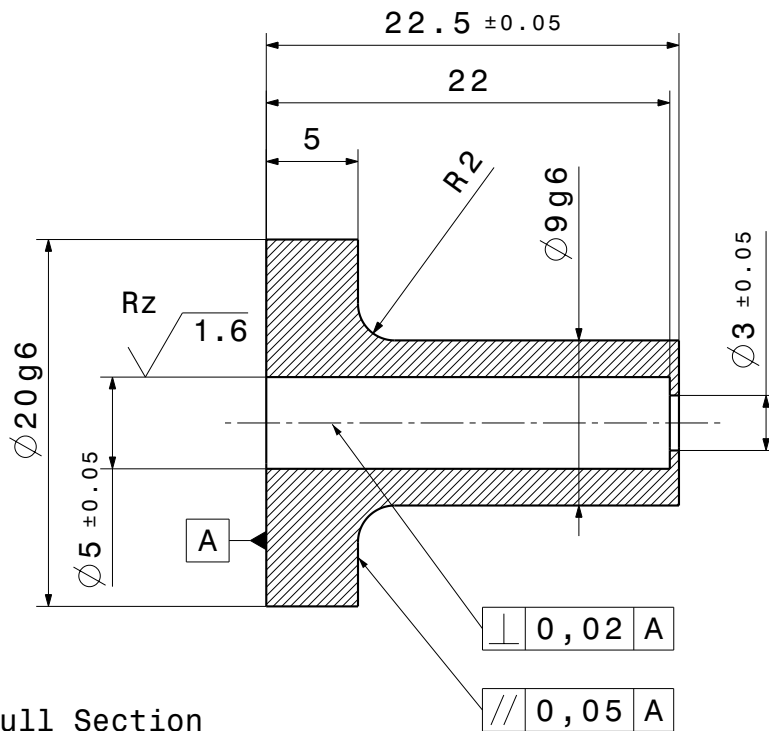


Name	coordinates			Function
	x	y	z	
J01	69.15	204	89.34	FO connector 01
J02	39	210.42	95.2	RS422 Sub D 9p plug female
J03	39	210.42	59	Power I/F Sub D 9p plug male
J04	8.8	204	51.4	FO connector 02
J05	39	204	24	Grounding Pin M4

Note: Distances of FO I/Fs to base plate and side wall are measures of the QM. Distances for FM may slightly vary.

	+0.3 -0.2		Tolerances acc. ISO 2768-mK	Format A3	Size 1:2	Material div	Mass 2.0630 kg
	+0.1 -0.4						
	Date	Name	Date	Name	Date	Name	Date
	Drawn						
	Approv.	Name	Date	Name	Date	Name	Date
EXPERT PL10				Institute of Space Systems			
Change				P10-1-88 Sensor Unit Assembly			
Drawing Number: 1.20.13.1:10-4-88				Sheet 1			
File Number: 1.20.13.1:10-4-88-CATDrawing				1 Sh.			

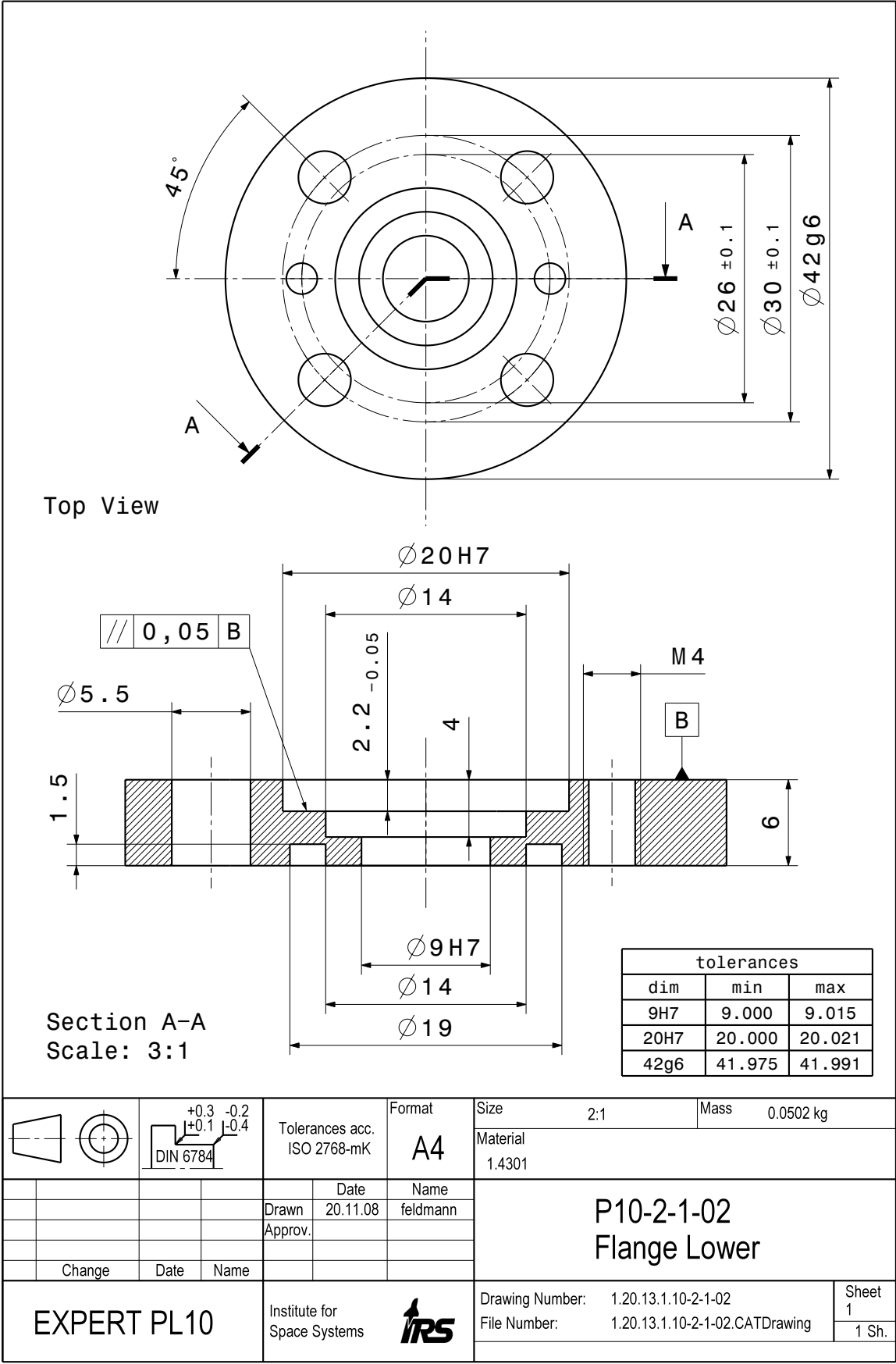
### A.3. RESPECT Sensorkopf 1



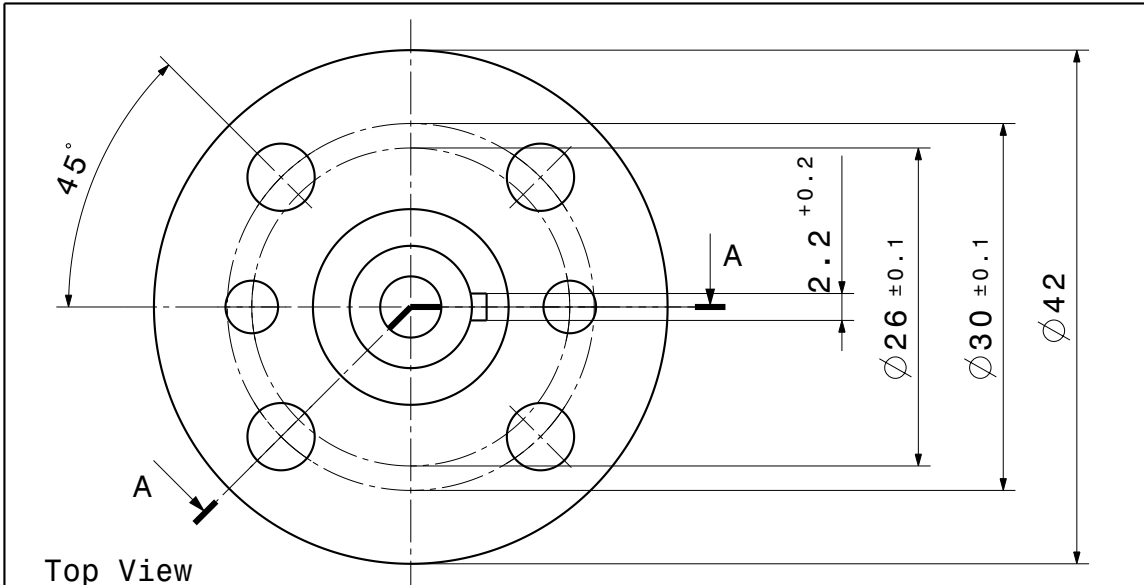
tolerances		
dim	min	max
9g6	8.995	8.986
20g6	19.993	19.980

	Tolerances acc. ISO 2768-mK	Format <b>A4</b>	Size 3:1	Mass 0.0180 kg
			Material 1.4301	
	Drawn 20.11.08	Name feldmann	<b>P10-2-1-01 Tube</b>	
	Approv.			
Change	Date	Name		
<b>EXPERT PL10</b>		Institute for Space Systems 	Drawing Number: 1.20.13.1.10-2-1-01	Sheet 1 1 Sh.
			File Number: 1.20.13.1.10-2-1-01.CATDrawing	

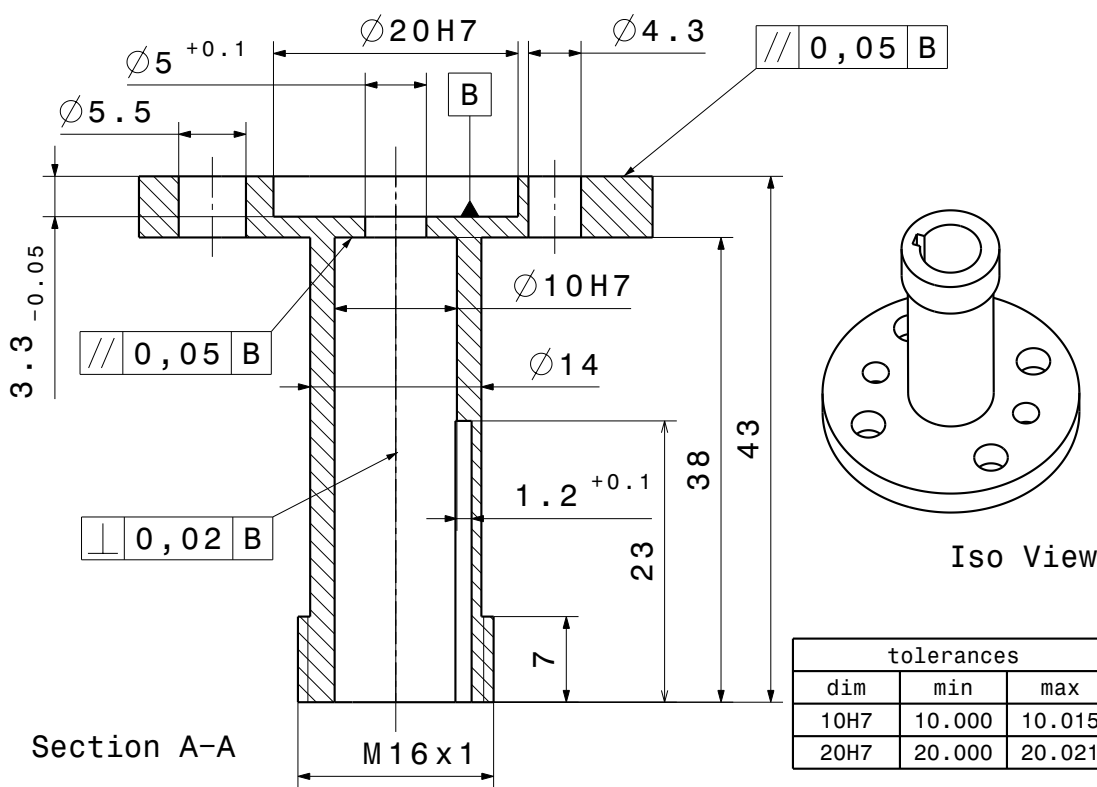




	Tolerances acc. ISO 2768-mK	Format <b>A4</b>	Size	2:1	Mass	0.0502 kg
			Material		1.4301	
	Drawn	Date	<b>P10-2-1-02</b> <b>Flange Lower</b>			
	20.11.08	Name				
		feldmann				
	Change	Date	Name			
<b>EXPERT PL10</b>	Institute for Space Systems		Drawing Number:	1.20.13.1.10-2-1-02		Sheet
			File Number:	1.20.13.1.10-2-1-02.CATDrawing		1 Sh.



Top View

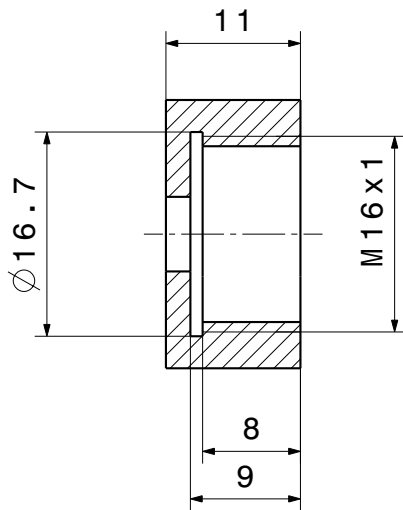


Section A-A

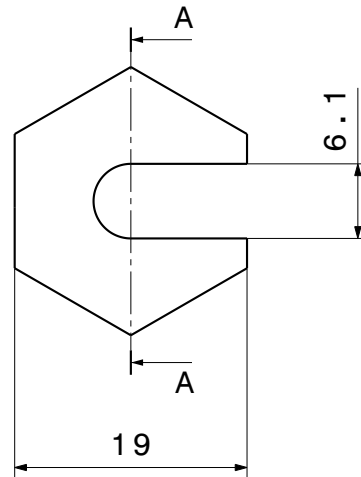
Iso View

tolerances		
dim	min	max
10H7	10.000	10.015
20H7	20.000	20.021

		Tolerances acc. ISO 2768-mK	Format <b>A4</b>	Size 2:1	Mass 0.0666 kg
				Material 1.4301	
		Date 13.02.09	Name feldmann	<h2>P10-2-1-03 Flange Upper</h2>	
		Drawn	Approv.		
Change	Date	Name			
<h3>EXPERT PL10</h3>		Institute for Space Systems		Drawing Number: 1.20.13.1.10-2-1-03	Sheet 1
				File Number: 1.20.13.1.10-2-1-03.CATDrawing	1 Sh.



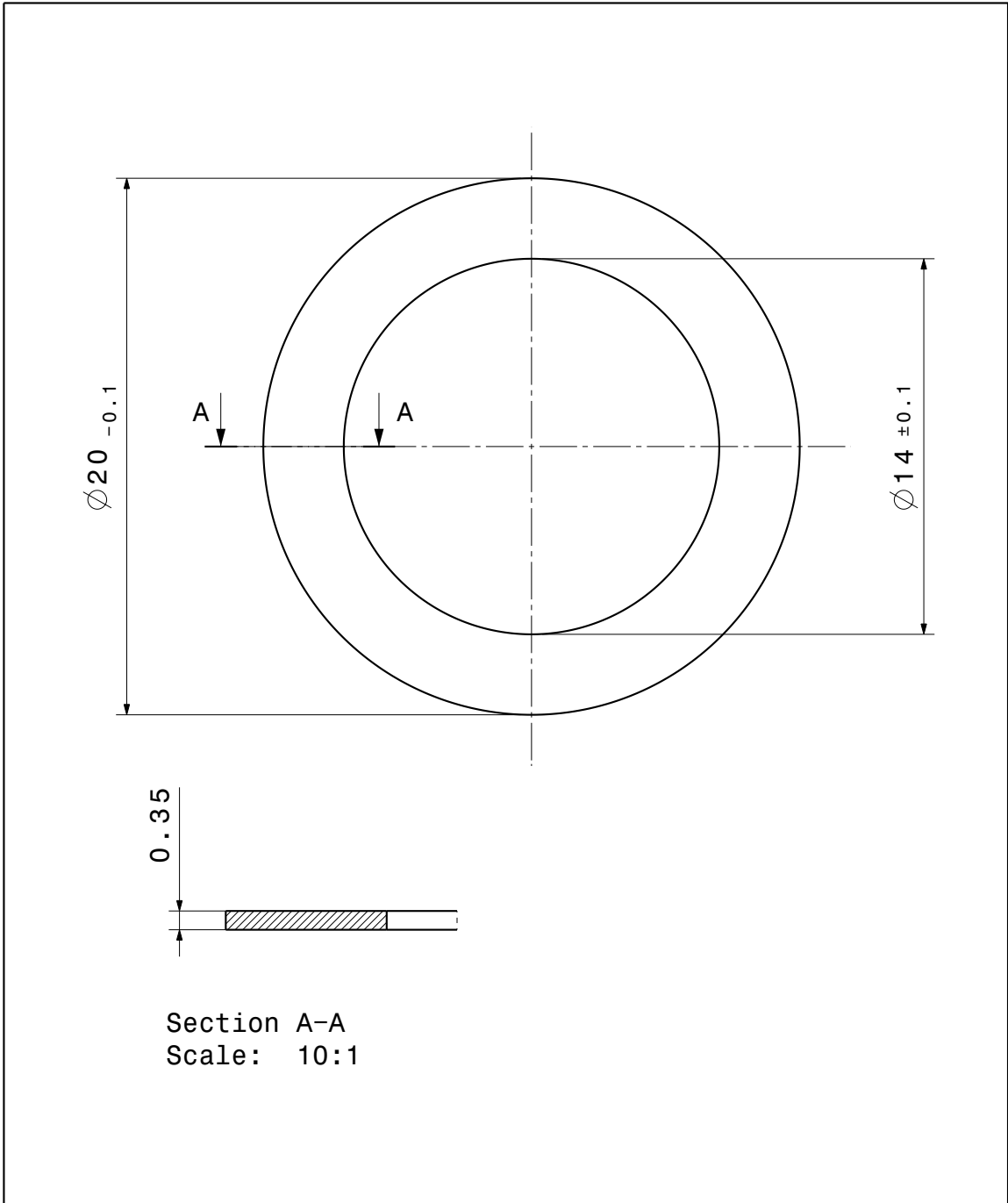
Section A-A



Top View

Wrench size according to DIN 475-SW19-1

	Tolerances acc. ISO 2768-mK	Format <b>A4</b>	Size 2:1	Mass 0.0143 kg
			Material CuZn40Pb2, F43	
	Date 17.02.09	Name feldmann	<b>P10-2-1-04 Nut Flange</b>	
	Drawn	Approv.		
Change	Date	Name		
<b>EXPERT PL10</b>	Institute for Space Systems 	Drawing Number: 1.20.13.1.10-2-1-04 File Number: 1.20.13.1.10-2-1-04.CATDrawing	Sheet 1 1 Sh.	

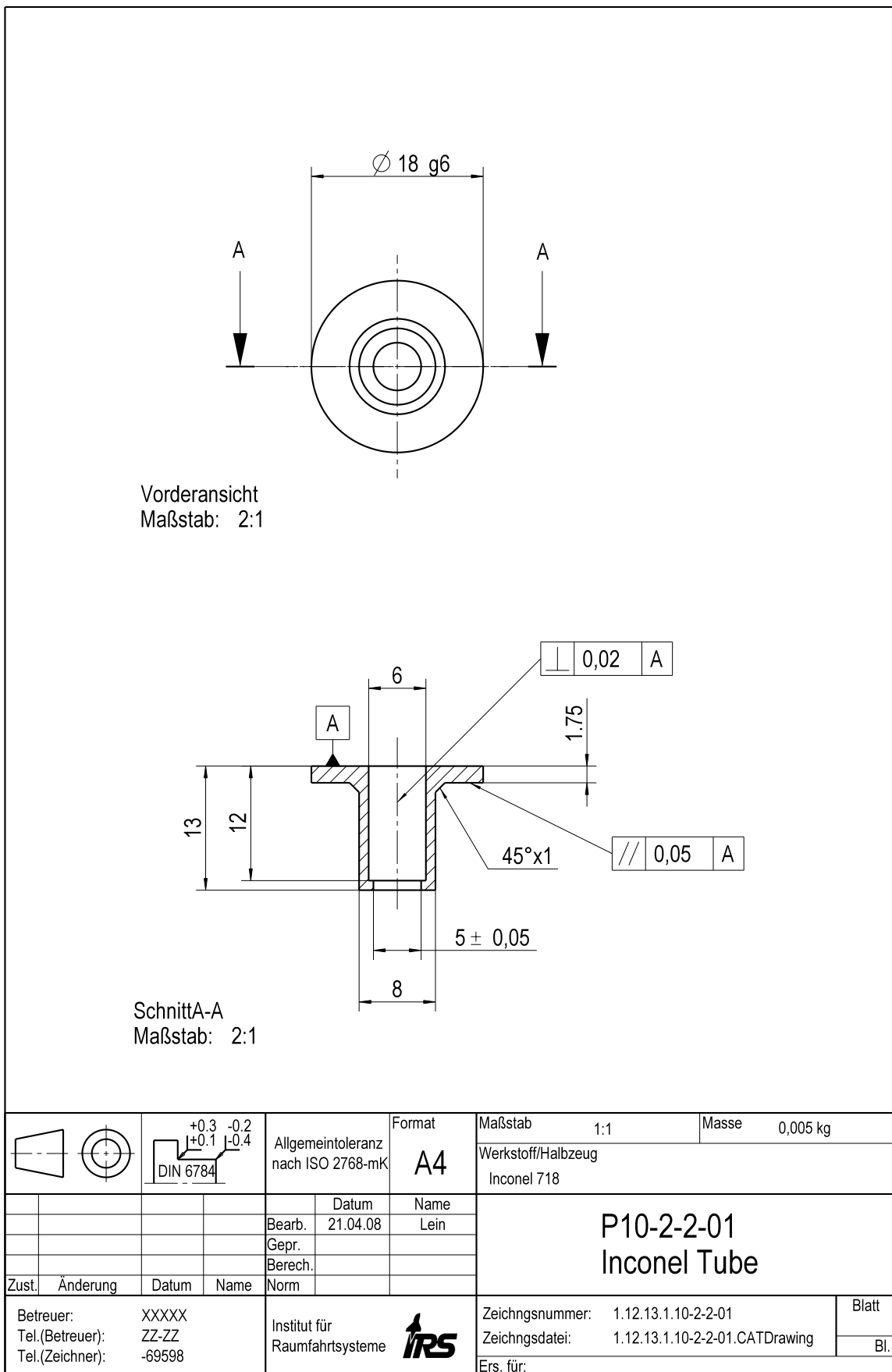


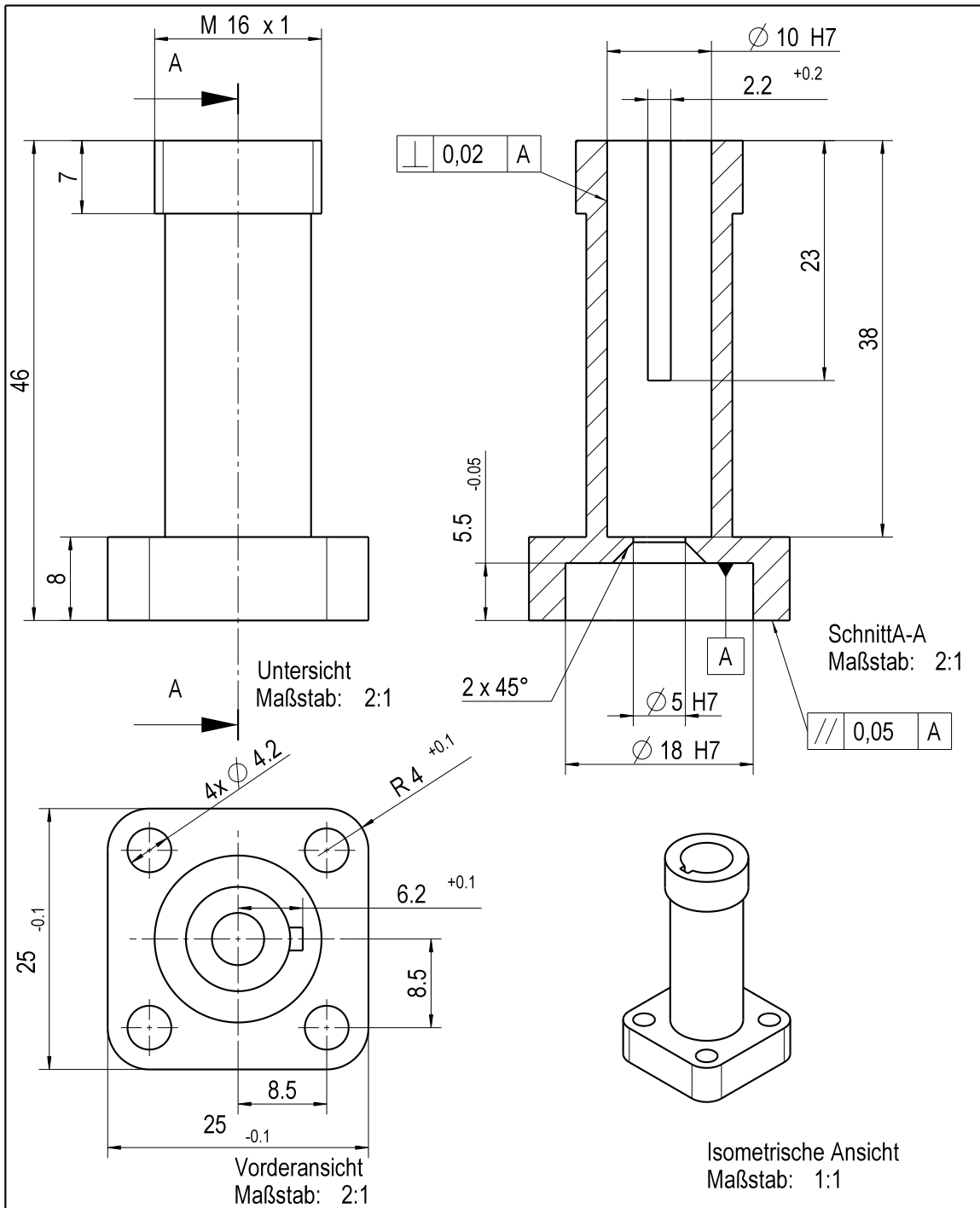
Section A-A  
Scale: 10:1

	Tolerances acc. ISO 2768-mK		Format <b>A4</b>	Size 5:1	Mass <0.0001 kg
	Material Sigraflex APX			<b>P10-2-1-08</b> <b>Sealing Tube</b>	
Drawn	Date	Name			
22.11.08	feldmann				
Change	Date	Name	Approv.		
<b>EXPERT PL10</b> Institute for Space Systems 			Drawing Number: 1.20.13.1.10-2-1-08 File Number: 1.20.13.1.10-2-1-08.CATDrawing	Sheet 1 1 Sh.	

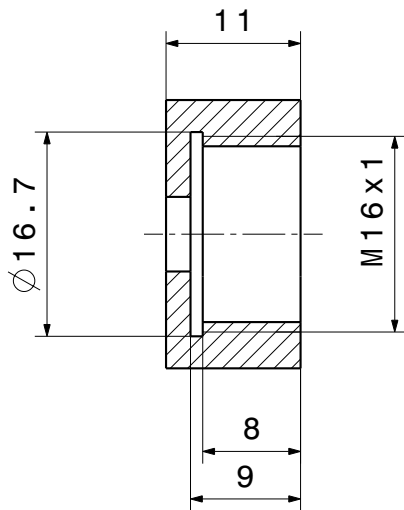


## A.4. RESPECT Sensorkopf 2

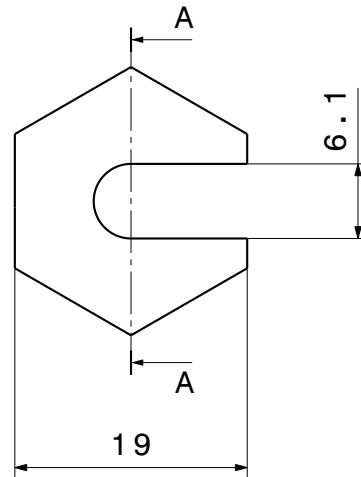




		Allgemeintoleranz nach ISO 2768-mK		Format <b>A4</b>	Maßstab 1:1	Masse
DIN 6784					Werkstoff/Halbzeug 1.4301	
		Datum 17.02.09		Name feldmann		<b>P10-2-2-02</b> <b>Flange</b>
		Bearb.				
		Gepr.				
		Berechn.				
Zust.	Änderung	Datum	Name	Norm		
Betreuer: Tel.(Betreuer): Tel.(Zeichner):		XXXXX -69598		Institut für Raumfahrtssysteme 		Zeichnungsnummer: 1.20.13.1.10-2-2-02 Zeichnsdatei: 1.20.13.1.10-2-2-02.CATDrawing Ers. für:
						Blatt Bl.



Section A-A

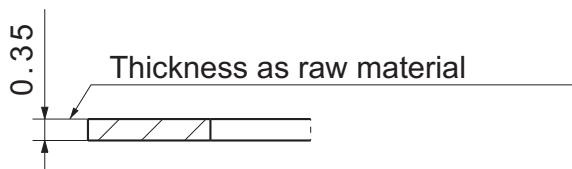
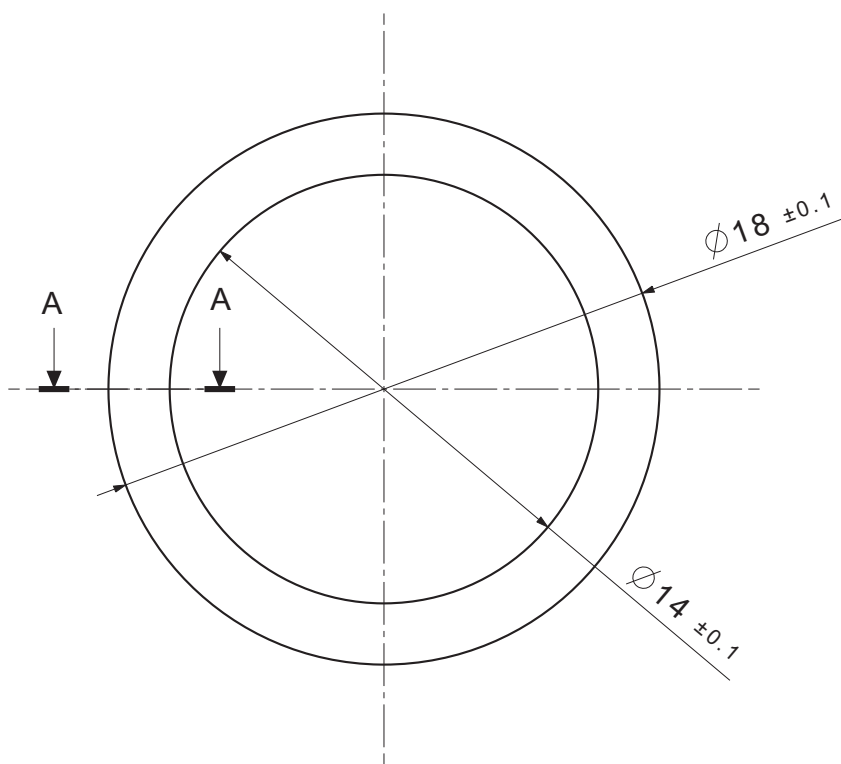


Top View

Wrench size according  
to DIN 475-SW19-1

	Tolerances acc. ISO 2768-mK		Format <b>A4</b>	Size 2:1	Mass 0.0143 kg
	Material CuZn40Pb2, F43			<b>P10-2-2-04 Nut Flange</b>	
Drawn	Date	Name			
17.02.09		feldmann			
Approv.					
Change	Date	Name			
<b>EXPERT PL10</b>		Institute for Space Systems 		Drawing Number: 1.20.13.1.10-2-2-04	Sheet 1
				File Number: 1.20.13.1.10-2-2-04.CATDrawing	1 Sh.



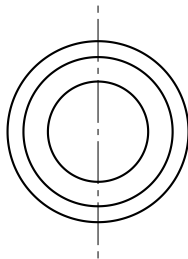


Section A-A  
Scale: 10:1

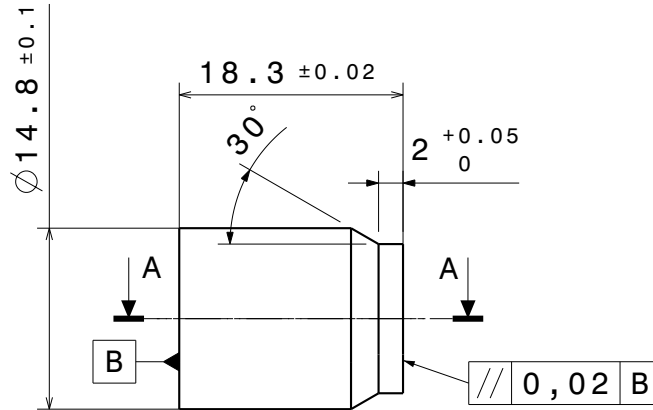
	Tolerances acc. ISO 2768-mK	Format <b>A4</b>	Size	5:1	Mass	< 0,0001 kg			
			Material APX Sigraflex						
		Date	<b>P10-02-2-07</b> <b>Sigraflex Sealing</b>						
		Drawn					25.04.07	Name	feldmann
		Approv.							
Change	Date	Name							
<b>EXPERT PL10</b>		Institute for Space Systems 		Drawing Number: 1.20.13.1.10-2-2-07 File Number: 1.20.13.1.10-2-2-07.CATDrawing		Sheet 1 1 Sh.			



Iso View  
Scale: 1:1

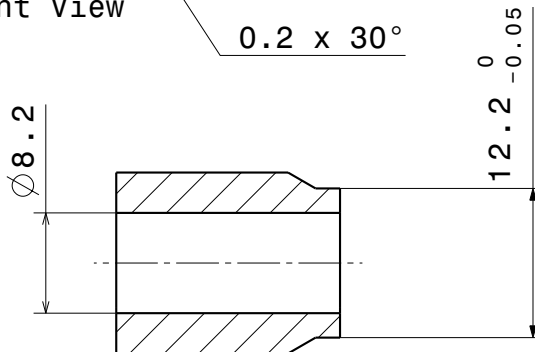


Side View  
(right)



Front View

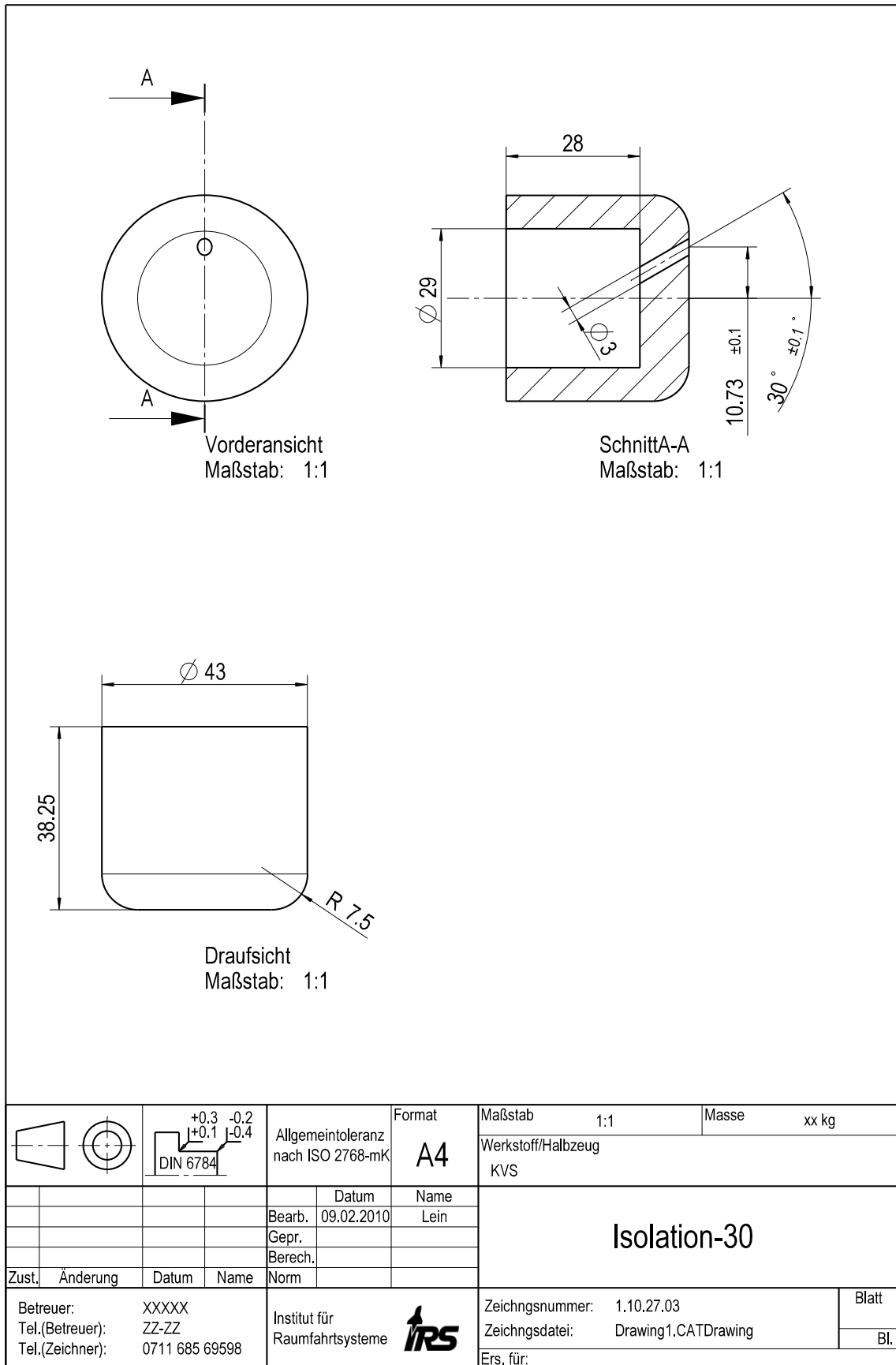
0.2 x 30°



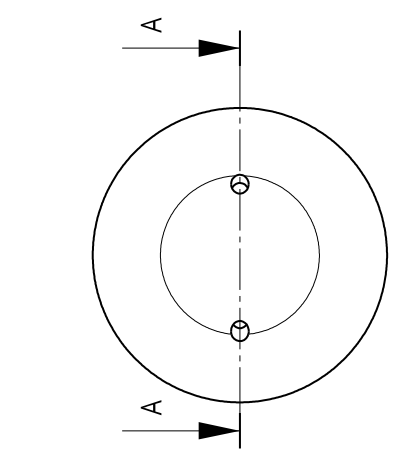
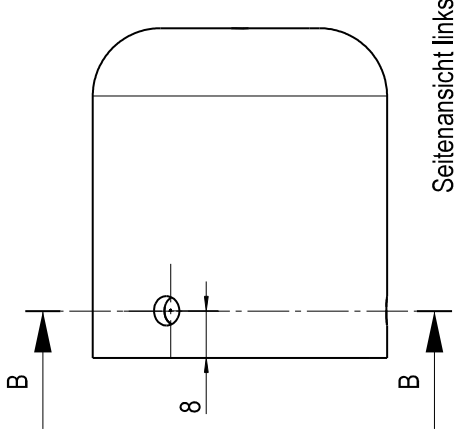
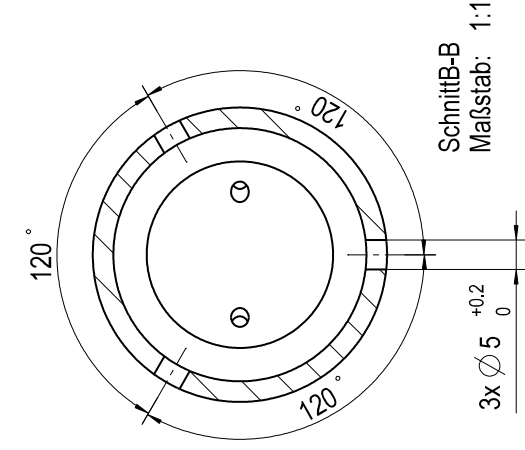
Section A-A

		Tolerances acc. ISO 2768-mK	Format <b>A4</b>	Size 2:1	Mass 0,0097 kg
				Material ZrO2 (PSZ)	
			Date 22.01.08 Name feldmann	<b>P10-2-2-08 Tube</b>	
			Drawn Approv.		
Change	Date	Name			
<b>EXPERT PL10</b>		Institute for Space Systems		Drawing Number: 1.20.13.1.10-2-2-08 File Number: 1.20.13.1.10-2-2-08.CATDrawing	Sheet 1 1 Sh.

## A.5. Emissionsspektroskopiesonde



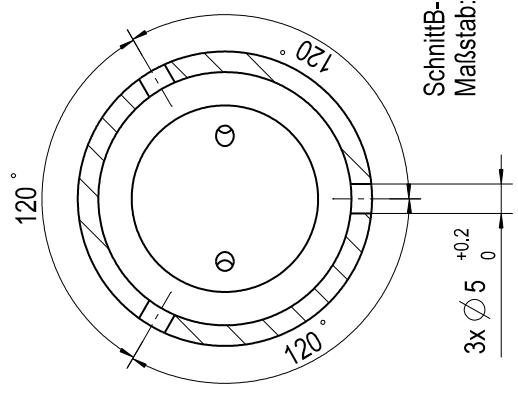
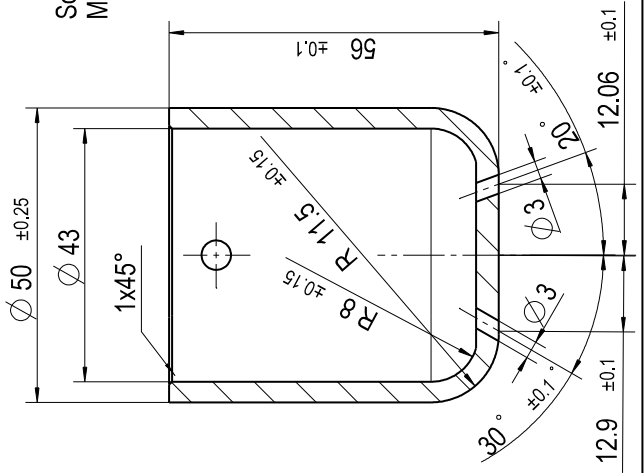




Vorderansicht  
Maßstab: 1:1

Seitenansicht links  
Maßstab: 1:1

SchnittA-A  
Maßstab: 1:1



SchnittB-B  
Maßstab: 1:1

Zust.		Änderung	Datum	Name	Zust.		Änderung	Datum	Name		
Betreuer:		XXXXX			Betreuer:		XXXXX				
Tel.(Betreuer):		ZZ-ZZ			Tel.(Betreuer):		ZZ-ZZ				
Tel.(Zeichner):		0711 685 69598			Tel.(Zeichner):		0711 685 69598				
Institut für Raumfahrtssysteme											
Zeichnungsnummer: 1.10.27.05					Zeichnungsnummer: 1.10.27.05						
Zeichungsdatei: Drawing2.CATDrawing					Zeichungsdatei: Drawing2.CATDrawing						
Ers. für:					Ers. für:						
Blatt					Blatt						
Bl.					Bl.						
Allgemeintoleranz nach ISO 2768-mK		Datum Bearb. 09.02.2010		Name Lein		Format A4		Maßstab 1:1		Masse	
+0.3 -0.2 +0.1 -0.4 DIN 6784		Gepr.		Berechn.		Norm		Werkstoff/Halbzeug SSiC (Starceram S)		Werkstoff/Halbzeug SSiC (Starceram S)	

## SSiC Kappe ohne Probenloch



## B. Fehlerrechnung

# Fabry-Pérot-Interferometrie

Im Folgenden ist der in das Matlab-Programm zur Auswertung der FPI-Messungen integrierte Code zur Fehlerrechnung dokumentiert. Dieser bezieht sowohl die Messungen zur Instrumentenverbreiterung als auch die Messung des Plattenabstandes mit ein. Darüber hinaus beinhaltet der wiedergegebene Code diverse Abfragen, welche die automatische Berücksichtigung von unterschiedlich vielen in der Messung erfassten Emissionslinien bzw. Ordnungen ermöglicht. Tabelle B.1 gibt eine Übersicht der verwendeten Variablen bzw. Abkürzungen.

Abkürzung	Beschreibung
633	633 nm, entspricht Justierlaser
746	746 nm, entspricht Stickstoff-Emissionslinien
772	772 nm, entspricht <i>Ar/Hg</i> -Lampe
777	777 nm, entspricht 777 nm Sauerstofftriplett
Abstand Ar772	Abstand zwischen den beiden zur Bestimmung des Plattenabstandes verwendeten <i>Ar</i> Emissionslinien
Anzahl_pks_M	Anzahl der erfassten Linien/Ordnungen innerhalb einer Messung
BrechI	Brechungsindex
DeltaDeltaNue	Instrumentenverbreiterung durch spektrale Abhängigkeit des Reflexionsgrades der FPI Spiegel
Dopplerbreite	spektrale Breite des Gauß- (Doppler) Anteils des Voigt-Profiles
Fehler	Fehler des entsprechenden Wertes
FSB	Freier Spektralbereich
Hz	Hertz, Einheit des entsprechenden Wertes in Hertz
Laser	spektrale Breite des Justierlasers
LG	Lichtgeschwindigkeit
Lorentz	spektrale Breite des Lorentz-Anteils des Voigt-Profiles
max	minimaler Wert
min	maximaler Wert
PA	Plattenabstand
Pk, Pks	Peak, Peaks
Px	Pixel, Einheit des entsprechenden Wertes in Pixel
SA	Standardabweichung
T, Temp	Temperatur
wo	without, ohne
Voigt	spektrale Breite des Voigt-Profiles

**Tabelle B.1** Verwendete Abkürzungen der Variablen im Matlab-Code

## Matlab-Code Fehlerrechnung

### %Fehlerrechnung FSB\_Hz + Plattenabstand

```
Fehler_FSB_Hz=abs(Abstand_Ar772_Hz/Abstand_Ar772_Px)*Fehler_FSB_Ar772_Px...
+abs(FSB_Ar772_Px*Abstand_Ar772_Hz*(-1/Abstand_Ar772_Px^2))*Fehler_Abstand_Ar772_Px;
Fehler_FSB_Hz_Prozent=100/FSB_Hz*Fehler_FSB_Hz;
Fehler_PA=abs(LG/(2*BrechI)*(-1)/FSB_Hz^2)*Fehler_FSB_Hz;
Fehler_PA_Prozent=100/PA*Fehler_PA;
SA_FSB_Hz=sqrt((abs(Abstand_Ar772_Hz/Abstand_Ar772_Px))^2*SA_FSB_Ar772_Px^2...
+(abs(FSB_Ar772_Px*Abstand_Ar772_Hz*(-1/Abstand_Ar772_Px^2)))^2...
*SA_Abstand_Ar772_Px^2);
SA_FSB_Hz_Prozent=100/FSB_Hz*SA_FSB_Hz;
SA_PA=sqrt((abs(LG/(2*BrechI)*(-1)/FSB_Hz^2))^2*Fehler_FSB_Hz^2);
SA_PA_Prozent=100/PA*SA_PA;
```

### % Ergebnis + Fehlerrechnung Laser

```
Hz_Px_L=FSB_Hz/FSB_L_Px;
Laser_Px=Laser_Hz/Hz_Px_L;
```

```
if Anzahl_pks_M == 2
```

```
    FSB_L_Px=Koeffizienten(5)-Koeffizienten(4);
    Fehler_FSB_L_Px=(cb(2,(1+Anzahl_pks_M+2))-cb(1,(1+Anzahl_pks_M+2)))/2...
    +(cb(2,(1+Anzahl_pks_M+1))-cb(1,(1+Anzahl_pks_M+1)))/2;
    SA_FSB_L_Px=sqrt((((cb(2,(1+Anzahl_pks_M+2))-cb(1,(1+Anzahl_pks_M+2)))/2)^2...
    +((cb(2,(1+Anzahl_pks_M+1))-cb(1,(1+Anzahl_pks_M+1)))/2)^2);
```

```
end
```

```
if Anzahl_pks_M == 3
```

```
    FSB_L_Px=(Koeffizienten(7)-Koeffizienten(5))/2;
    Fehler_FSB_L_Px=(cb(2,(1+Anzahl_pks_M+3))-cb(1,(1+Anzahl_pks_M+3)))/4...
    +(cb(2,(1+Anzahl_pks_M+1))-cb(1,(1+Anzahl_pks_M+1)))/4;
    SA_FSB_L_Px=sqrt((((cb(2,(1+Anzahl_pks_M+3))-cb(1,(1+Anzahl_pks_M+3)))/4)^2...
    +((cb(2,(1+Anzahl_pks_M+1))-cb(1,(1+Anzahl_pks_M+1)))/4)^2);
```

```
end
```

```
Voigt_Px=Koeffizienten(1);
Fehler_Voigt_Px=(cb(2,1)-cb(1,1))/2;
SA_Voigt_Px=Fehler_Voigt_Px;
```

```
Lorentz_Px=-6.72575*(sqrt(Voigt_Px^2+0.31947*Laser_Px^2)-1.14868*Voigt_Px);
Lorentz_Hz=Lorentz_Px*Hz_Px_L;
Lorentz_Px_min=-6.72575*(sqrt((cb(1,1))^2+0.31947*Laser_Px^2)-1.14868*cb(1,1));
Lorentz_Hz_min=Lorentz_Px_min*Hz_Px_L;
Lorentz_Px_max=-6.72575*(sqrt((cb(2,1))^2+0.31947*Laser_Px^2)-1.14868*cb(2,1));
Lorentz_Hz_max=Lorentz_Px_max*Hz_Px_L;
```



```
Fehler_Hz_Px_L=abs(Fehler_FSB_Hz/FSB_L_Px)+abs(-FSB_Hz*Fehler_FSB_L_Px/...
    FSB_L_Px^2);
```

```
SA_Hz_Px_L=sqrt((abs(1/FSB_L_Px))^2*SA_FSB_Hz^2+(abs(-FSB_Hz/FSB_L_Px^2))^2...
    *SA_FSB_L_Px^2);
```

```
Fehler_Laser_Px=abs(1/Hz_Px_L)*Fehler_Laser_Hz+abs(-Laser_Hz/Hz_Px_L^2)*...
    Fehler_Hz_Px_L;
```

```
SA_Laser_Px=sqrt((abs(1/Hz_Px_L))^2*SA_Laser_Hz^2+(abs(-Laser_Hz/Hz_Px_L^2))^2...
    *SA_Hz_Px_L^2);
```

### **%Fehler Lorentz\_Px + SA Lorentz\_Px**

```
Fehler_Lorentz_Px=abs(-3.362875*(Voigt_Px^2+0.31947*Laser_Px^2)^(-0.5)*(2*Voigt_Px)...
    +7.72573451)*Fehler_Voigt_Px...
    +abs(-3.362875*(Voigt_Px^2+0.31947*Laser_Px^2)^(-0.5)*2*0.31947*Laser_Px)...
    *Fehler_Laser_Px;
```

```
SA_Lorentz_Px=sqrt((abs(-3.362875*(Voigt_Px^2+0.31947*Laser_Px^2)^(-0.5)...
    *(2*Voigt_Px)+7.72573451))^2*(SA_Voigt_Px^2)...
    +(abs(-3.362875*(Voigt_Px^2+0.31947*Laser_Px^2)^(-0.5)*2*0.31947*Laser_Px))^2...
    *SA_Laser_Px^2);
```

```
Fehler_Lorentz_Hz=Fehler_Lorentz_Px+Fehler_Hz_Px_L;
```

```
SA_Lorentz_Hz=sqrt(SA_Lorentz_Px^2+SA_Hz_Px_L^2);
```

### **% Fehlerrechnung**

```
FSB_Hz=FSB_Ar772_Px*Abstand_Ar772_Hz/Abstand_Ar772_Px;
```

```
PA=LG/(2*BrechI*FSB_Hz);
```

```
Hz_Px_L=Ausgabe_Laser(end-10);
```

```
Fehler_Hz_Px_L=Ausgabe_Laser(end-9);
```

```
SA_Hz_Px_L=Ausgabe_Laser(end-8);
```

```
if FSB_Paare==1;
```

```
    Fehler_FSB_P_Px=(cb(2,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB_2))...
        -cb(1,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB_2)))/2...
```

```
        +(cb(2,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB_1))-cb(1,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB_1)))/2;
```

```
    SA_FSB_P_Px=sqrt(((cb(2,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB_2))...
        -cb(1,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB_2)))/2)^2+((cb(2,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB_1))...
        -cb(1,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB_1)))/2)^2);
```

```
end
```

```
if FSB_Paare==2;
```

```
    Fehler_FSB_P_Px=(cb(2,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB_2))...
        -cb(1,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB_2)))/4+(cb(2,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB_1))...
        -cb(1,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB_1)))/4+(cb(2,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB_4))...
        -cb(1,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB_4)))/4+(cb(2,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB_3))...
        -cb(1,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB_3)))/4;
```

```

-cb(1,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB.3)))/4;
SA_FSB_P_Px=sqrt(((cb(2,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB.2))...
-cb(1,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB.2)))/4)^2+((cb(2,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB.1))...
-cb(1,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB.1)))/4)^2+((cb(2,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB.4))...
-cb(1,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB.4)))/4)^2+((cb(2,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB.3))...
-cb(1,(2*Anzahl_pks_M+Pk_FSB.3)))/4)^2);
end

```

```

Fehler_Hz_Px_P=abs(Fehler_FSB_Hz/FSB_P_Px)+abs(-FSB_Hz*Fehler_FSB_P_Px/FSB_P_Px^2);
SA_Hz_Px_P=sqrt((abs(1/FSB_P_Px))^2*SA_FSB_Hz^2+(abs(-FSB_Hz/FSB_P_Px^2))^2*...
SA_FSB_P_Px^2);

```

```

Fehler_R631=0.003*R631;
Fehler_R_A=0.003*R_A;
Fehler_DeltaDeltaNue=abs(1/pi*(R631^(-0.5)-R631^(0.5)-R_A^(-0.5)+R_A^(0.5)))...
*Fehler_FSB_Hz...
+abs(-FSB_Hz/(2*pi)*(R631^(-3/2)+R631^(-0.5)))*Fehler_R631...
+abs(FSB_Hz/(2*pi)*(R_A^(-3/2)+R_A^(-0.5)))*Fehler_R_A;
Fehler_DeltaDeltaNue_Prozent=100/DeltaDeltaNue*Fehler_DeltaDeltaNue;

```

```

SA_R631=0.004837753;
if strcmp('N 746', Art) == 1;
SA_R_A=0.009835254;
end
if strcmp('O 777', Art) == 1;
SA_R_A=0.011891308;
end

```

```

SA_DeltaDeltaNue=sqrt((abs(1/pi*(R631^(-0.5)-R631^(0.5)-R_A^(-0.5)+R_A^(0.5))))^2...
*(SA_FSB_Hz^2)...
+(abs(-FSB_Hz/(2*pi)*(R631^(-3/2)+R631^(-0.5))))^2*(SA_R631^2)...
+(abs(FSB_Hz/(2*pi)*(R_A^(-3/2)+R_A^(-0.5))))^2*SA_R_A^2);
SA_DeltaDeltaNue_Prozent=100/DeltaDeltaNue*SA_DeltaDeltaNue;

```

```

Lorentz_Hz_woSpiegel=Ausgabe_Laser(end-1);
Fehler_Lorentz_Hz_woSpiegel=Ausgabe_Laser(end-7);
SA_Lorentz_Hz_woSpiegel=Ausgabe_Laser(end-6);

```

```

Fehler_Lorentz_Px=(abs(-Lorentz_Hz_woSpiegel/Hz_Px_P^2)...
+abs(-DeltaDeltaNue/Hz_Px_P^2))*Fehler_Hz_Px_P...
+abs(1/Hz_Px_P)*Fehler_Lorentz_Hz_woSpiegel+abs(1/Hz_Px_P)...
*Fehler_DeltaDeltaNue;
Fehler_Lorentz_Px_Prozent=100/Lorentz_Px*Fehler_Lorentz_Px;
SA_Lorentz_Px=sqrt((abs(-Lorentz_Hz_woSpiegel/Hz_Px_P^2)...
+abs(-DeltaDeltaNue/Hz_Px_P^2))^2*Fehler_Hz_Px_P^2)...

```

```

+(abs(1/Hz_Px_P))^2*Fehler_Lorentz_Hz_woSpiegel^2+(abs(1/Hz_Px_P))^2...
 *Fehler_DeltaDeltaNue^2);
SA_Lorentz_Px_Prozent=100/Lorentz_Px*SA_Lorentz_Px;

if Dopplerpeaks==1;
  Fehler_Voigt_Px=(cb(2,Pk_Doppler_1)-cb(1,Pk_Doppler_1))/2;
  SA_Voigt_Px=(cb(2,Pk_Doppler_1)-cb(1,Pk_Doppler_1))/2;
end

if Dopplerpeaks==2;
  Fehler_Voigt_Px=(cb(2,Pk_Doppler_1)-cb(1,Pk_Doppler_1))/4+(cb(2,Pk_Doppler_2)...
  -cb(1,Pk_Doppler_2))/4;
  SA_Voigt_Px=sqrt(((cb(2,Pk_Doppler_1)-cb(1,Pk_Doppler_1))/4)^2...
  +((cb(2,Pk_Doppler_2)-cb(1,Pk_Doppler_2))/4)^2);
end

if Dopplerpeaks==3;
  Fehler_Voigt_Px=(cb(2,Pk_Doppler_1)-cb(1,Pk_Doppler_1))/6+(cb(2,Pk_Doppler_2)...
  -cb(1,Pk_Doppler_2))/6+(cb(2,Pk_Doppler_3)-cb(1,Pk_Doppler_3))/6;
  SA_Voigt_Px=sqrt(((cb(2,Pk_Doppler_1)-cb(1,Pk_Doppler_1))/6)^2+((cb(2,Pk_Doppler_2)...
  -cb(1,Pk_Doppler_2))/6)^2+((cb(2,Pk_Doppler_3)-cb(1,Pk_Doppler_3))/6)^2);
end

if Dopplerpeaks==4;
  Fehler_Voigt_Px=(cb(2,Pk_Doppler_1)-cb(1,Pk_Doppler_1))/8+(cb(2,Pk_Doppler_2)...
  -cb(1,Pk_Doppler_2))/8+(cb(2,Pk_Doppler_3)-cb(1,Pk_Doppler_3))/8+(cb(2,Pk_Doppler_4)-
  cb(1,Pk_Doppler_4))/8;
  SA_Voigt_Px=sqrt(((cb(2,Pk_Doppler_1)-cb(1,Pk_Doppler_1))/8)^2+((cb(2,Pk_Doppler_2)-
  cb(1,Pk_Doppler_2))/8)^2+((cb(2,Pk_Doppler_3)-
  -cb(1,Pk_Doppler_3))/8)^2+((cb(2,Pk_Doppler_4)-cb(1,Pk_Doppler_4))/8)^2);
end

Fehler_Dopplerbreite_Px=abs(0.5*(Voigt_Px^2+0.069197*Lorentz_Px^2-1.0692...
 *Voigt_Px*Lorentz_Px)^(-0.5)*(2*Voigt_Px-1.0692*Lorentz_Px))*Fehler_Voigt_Px+...
 +abs(0.5*(Voigt_Px^2+0.069197*Lorentz_Px^2-1.0692*Voigt_Px*Lorentz_Px)^(-0.5)...
 *(0.138394*Lorentz_Px-1.0692*Voigt_Px))*Fehler_Lorentz_Px;
SA_Dopplerbreite_Px=sqrt((abs(0.5*(Voigt_Px^2+0.069197*Lorentz_Px^2...
 -1.0692*Voigt_Px*Lorentz_Px)^(-0.5)*(2*Voigt_Px-1.0692*Lorentz_Px)))^2*(SA_Voigt_Px^2)...
 +(abs(0.5*(Voigt_Px^2+0.069197*Lorentz_Px^2-1.0692*Voigt_Px*Lorentz_Px)...
 ^(-0.5)*(0.138394*Lorentz_Px-1.0692*Voigt_Px)))^2*(SA_Lorentz_Px^2));

Fehler_Dopplerbreite_Hz=Hz_Px_P*Fehler_Dopplerbreite_Px+Dopplerbreite_Px*Fehler_Hz_Px_P;
SA_Dopplerbreite_Hz=sqrt(Hz_Px_P^2*SA_Dopplerbreite_Px^2+Dopplerbreite_Px^2*...
 SA_Hz_Px_P^2);

```

```

Fehler_T=(2*LG^2*m_A)/(8*log(2)*f_0^2*k_Boltz)*Dopplerbreite_Hz*Fehler_Dopplerbreite_Hz;
SA_T=sqrt(((2*LG^2*m_A)/(8*log(2)*f_0^2*k_Boltz)*Dopplerbreite_Hz)^2...
*SA_Dopplerbreite_Hz^2);
Fehler_Temp_Prozent=100/T_Doppler_K*Fehler_T;
SA_Temp_Prozent=100/T_Doppler_K*SA_T;

```

# C. Kalibrierung

## C.1. Wellenlängenkalibrierung

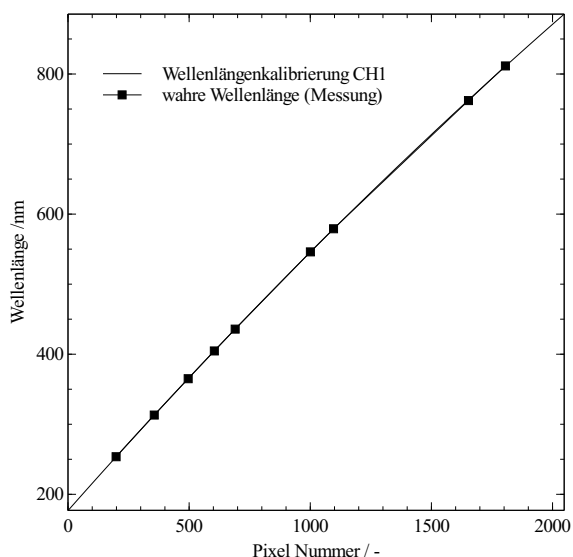
Die Wellenlängenkalibrierung dient dazu, jedem der 2048 Pixel der CCD-Detektoren eine Wellenlänge beziehungsweise ein Wellenlängenintervall zuzuordnen. Für die Wellenlängenkalibrierung des Systems wird ein Linienstrahler verwendet, dessen Emissionslinien in Bezug auf ihre spektralen Positionen genau bekannt sind. Zur Kalibrierung des RESPECT Sensorsystems wurde eine Quecksilber-Argon Dampfampe benutzt, deren Emissionslinien nahezu über den gesamten Spektralbereich des Systems von 175 nm bis 875 nm verteilt sind. Die spektrale Position der beobachteten Emissionslinien und die Nummer der zugehörigen CCD-Pixel auf denen die Linien während der Kalibriermessung abgebildet wurden, sind in Tabelle C.1 aufgeführt. Die hier dargestellten Daten wurden während der Integrated Sub-System Tests (ISST) mit dem vollständig in die EXPERT Kapsel integrierten Sensorsystem aufgezeichnet.

Wellenlänge	Pixel Nr. CH1	Pixel Nr. CH2
253,653	198, 199	197
313,155	356	356
465,015	496	498, 499
404,656	604	608
435,833	690	695, 696
546,074	1000, 1001	1011, 1012
579,066	1096	1108
762,076	1653	1675
811,531	1805, 1806	1831

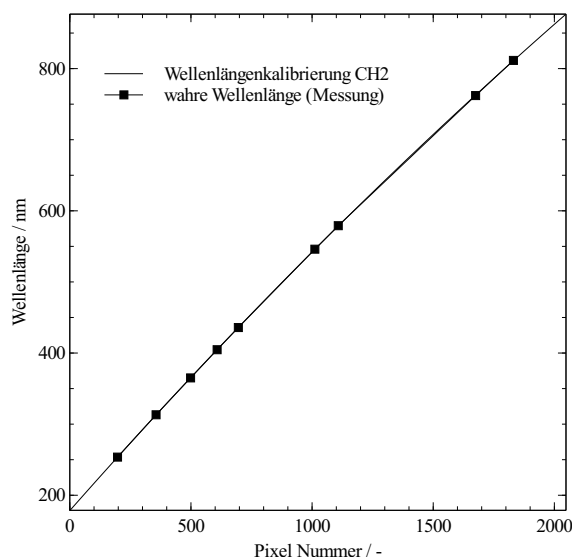
**Tabelle C.1** Emissionslinien Quecksilber-Argon Dampfampe

	Koeffizienten CH1	Koeffizienten CH2
$C_0$	1,767497666E+02	1,784184131E+02
$C_1$	3,910880659E-01	3,861114397E-01
$C_2$	-2,247491906E-05	-2,297505022E-05
$C_3$	2,411681158E-10	4,445336093E-10
$R^2$	0,9999957484	0,999965208

**Tabelle C.2** Koeffizienten der Polynome der Wellenlängenkalibrierung



**Abb. C.1** Wellenlängenkalibrierung Messkanal 1 ISST



**Abb. C.2** Wellenlängenkalibrierung Messkanal 2 ISST

In Abbildung C.1 und C.2 sind die Daten aus Tabelle C.1 grafisch dargestellt, wobei die physikalisch korrekten Wellenlängen der Quecksilber- und Argon-Emissionslinien über der Pixelnummer des jeweiligen CCD-Sensors aufgetragen wurden. Zusätzlich zeigen die Diagramme Polynome 3. Ordnung, welche an die gemessenen Werte angefitet wurden. Die Polynome der Form

$$\lambda_p = C_0 + C_1p + C_2p^2 + C_3p^3 \quad (\text{C.1})$$

stellen eine Beziehung zwischen der Wellenlänge und der Pixelnummer her. Dabei sind  $\lambda_p$  die Wellenlänge des Pixels  $p$  und  $C_0$  bis  $C_3$  die zu bestimmenden Koeffizienten des Polynoms. Die ermittelten Koeffizienten für die beiden Kanäle des RESPECT Flugmodells und das zugehörige Bestimmtheitsmaß der Kalibrierfunktion sind in Tabelle C.2 wiedergegeben.

## C.2. Intensitätskalibrierung

Durch die Intensitätskalibrierung des Sensorsystems ist es möglich, eine Korrelation zwischen dem Messsignal und der Strahldichte herzustellen. Die vom Sensorsystem aufgezeichneten Spektren bestehen, entsprechend den 2048 Pixeln des CDD-Sensors, jeweils aus 2048 Einzelwerten. Die Ausgabe dieser Messwerte vom Spektrometer erfolgt in der Einheit count. Die Vorgehensweise der Intensitätskalibrierung, um diesen beliebigen Wert in eine physikalisch aussagekräftige Entsprechung zu überführen und infolgedessen quantitative Aussagen aus den gemessenen Spektren abzuleiten, ist in Abbildung C.3 schematisch dargestellt.

Ziel der Intensitätskalibrierung ist es, die Intensitäten der gemessenen Spektren in absoluten Strahldichtewerten anzugeben. Die Eichwerte der Kalibrierlampe werden dazu, analog zum im Kapitel 3.2.2 beschriebenen Vorgehen zur Generierung künstlicher Spektrometersignale, zunächst über die Spektralbereiche der einzelnen CCD-Pixel integriert. Die Kalibrierfunktion

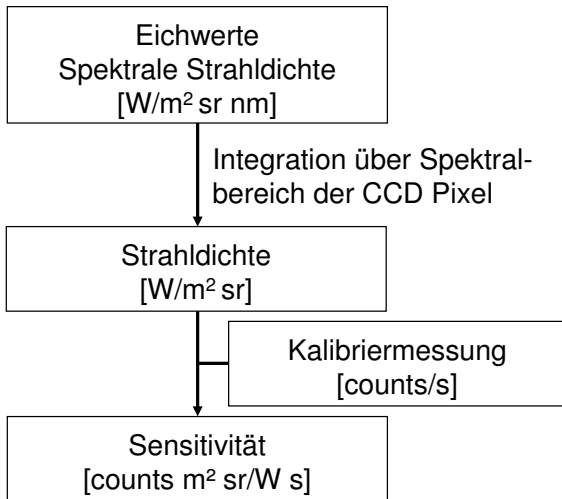


Abb. C.3 Schema Intensitätskalibrierung

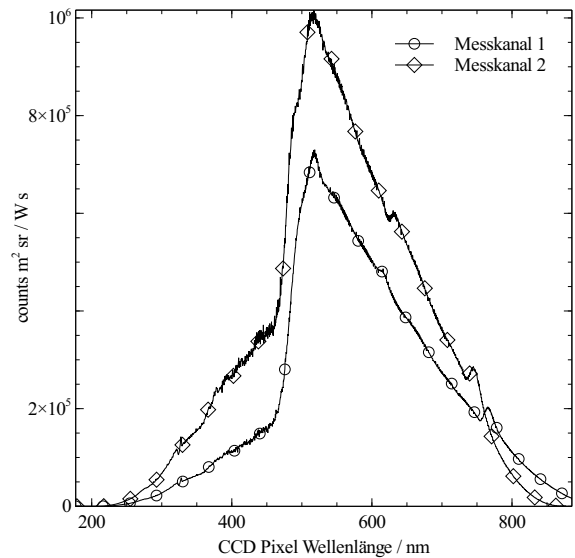


Abb. C.4 Intensitätskalibrierung ISST

wird durch das Verhältnis des Messsignals und der Strahldichte im Spektralbereich der einzelnen CCD-Pixel repräsentiert.

Um den gesamten Spektralbereich des Sensorsystems von circa 175 nm bis 875 nm abzudecken, wurde der Ansatz der Kreuzkalibrierung unter Benutzung zweier verschiedener Kalibrierlampen gewählt. Für den Spektralbereich unterhalb von 390 nm kam ein *Bentham CL3* Bestrahlungsstärkestandard zum Einsatz. Dabei handelt es sich um eine Deuterium Gasentladungslampe. Der Bereich oberhalb von 390 nm wurde mit Hilfe eines Strahldichtestandards vom Typ *Gigahertz BN-0102-1*, einer miniaturisierten Ulbrichtkugel, kalibriert. Da es sich bei der *Bentham CL3* um einen Bestrahlungsstärkestandard handelt, ist die Kalibrierung mit dieser Lampe zunächst auf eine relative Intensitätskalibrierung beschränkt. Durch Anwendung des Kreuzkalibrierungsansatzes kann die relative Kalibrierung auf eine absolute Kalibrierung erweitert werden. Dazu wird die auf Basis der Deuterium Gasentladungslampe gewonnene Kalibrierfunktion mit einem konstanten Faktor skaliert, um Übereinstimmung mit der Kalibrierfunktion auf Basis des Strahldichtestandards zu erzielen. Dieser Ansatz ist möglich, da beide Kalibrierlampen den Spektralbereich zwischen 300 nm und 400 nm abdecken. Die mit dieser Methode erhaltenen Kalibrierfunktionen sind für beide Messkanäle in Abbildung C.4 dargestellt.





# Lebenslauf

Sebastian Lein, geboren am 03. November 1979 in Burgstädt.

## Ausbildung

1986-1992	Allgemeinbildende Polytechnische Oberschule Claußnitz
1992-1994	Dr.-Wilhelm-André-Gymnasium Chemnitz
1994-1998	Gymnasium Burgstädt, Abschluss: Abitur
1999-2005	Studium der Luft- und Raumfahrttechnik an der Universität Stuttgart, Abschluss: Diplom-Ingenieur

## Berufliche Tätigkeiten

2006-2012	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Raumfahrtssysteme der Universität Stuttgart
seit 2012	Entwicklungsingenieur, Jena-Optronik GmbH

## Auszeichnungen

2011	Aerothermodynamics for Exploration Award, verliehen für den Beitrag zur Entwicklung des Emissionsspektroskopie-Instruments RESPECT, 7th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Brügge, 2011
------	---