

Beiträge zur Massenspektroskopie in hochenthalpen Plasmawindkanalströmungen

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
Natalia Heiermann
aus Twer, Russland

Hauptberichter: Privatdozent Dr.-Ing. Christian Sleziona
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Claus-Dieter Munz
Prof. Dr.-Eng. Dr.-Ing. E. h. Chul Park

Tag der mündlichen Prüfung: 13. Oktober 2009

Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart

2009

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	3
Zusammenfassung	7
Summary	8
1 Einleitung	9
1.1 Der Sinn der Raumfahrt	9
1.2 Reale Wiedereintrittsbedingungen	10
1.3 Vorarbeiten und Problemstellung	16
2 Hitzeschutzmaterialien für den Wiedereintritt	20
2.1 Die Hitzeschutzsysteme von Space Shuttle und Buran	20
2.2 Materialien und ihre Wechselwirkung mit der Luft und ihren Bestandteilen	23
2.2.1 Graphit (C)	24
2.2.2 Silizium (Si)	25
2.2.3 Siliziumkarbid (SiC)	27
2.2.4 Eigenschaften von Stickstoff und Sauerstoff	27
2.2.5 Oberflächenkatalyzität	30
3 Versuchsaufbau und Berechnungsverfahren	31
3.1 Die Plasmawindkanäle PWK2 und PWK3	31
3.2 Die Plasmaquellen RD5 und IPG3	32
3.2.1 RD5	32
3.2.2 IPG3	33
3.3 Massenspektrometrie und Versuchsaufbau des Massenspektrometers	34
3.4 Numerische Verfahren	41
3.4.1 ARCHE	41
3.4.2 DSMC	47
4 Ergebnisse	50
4.1 Wiedereintrittsumströmung einer Halbkugel	50
4.2 Einstellung der Arbeitsparameter des Massenspektrometers	52
4.3 Restgas	53
4.4 Freistrahltests	54
4.4.1 PWK3	55
4.4.2 PWK2	71
4.5 Materialtests	86
4.5.1 PWK3	88
4.5.2 PWK2	93
5 Diskussion der Ergebnisse	100
Schlußfolgerungen	103
Literaturverzeichnis	104
Anhang	113
Lebenslauf	118

Nomenklatur

A	$[m^2]$	Oberfläche
A_{re}	$[T\ m]$	Realteil des Vektorpotentials
A_{im}	$[T\ m]$	Imaginärteil des Vektorpotentials
A_C	$[m]$	Wirkungsquerschnitt
B	$[T]$	magnetische Induktion
B_θ	$[T]$	azimutale magnetische Induktion
$C_{v,p}$	$[J\ kg^{-1}\ K^{-1}]$	spezifische Wärme
$C_{\varepsilon 1,2}$	$[-]$	Schließungskoeffizient
$c_{0,1,2}$	$[m\ s^{-1}]$	mittlere thermische Geschwindigkeit vor und hinter dem Stoß
$c_{m1,2}$	$[m\ s^{-1}]$	wahrscheinlichste Geschwindigkeit vor und hinter dem Stoß
$\bar{c}_{1,2}$	$[m\ s^{-1}]$	arithmetischer Mittelwert der Geschwindigkeitsbeträge vor und hinter dem Stoß
$c_{1,2}$	$[m\ s^{-1}]$	Schallgeschwindigkeit vor und hinter dem Stoß
c_r	$[mol\ m^{-3}]$	Konzentration der Atome
D_ν	$[m^2\ s^{-1}]$	Diffusionskonstante der Komponente ν
D_s	$[m^2\ s^{-1}]$	Diffusionskonstante der Schwerteilchen
$d_{M1,2}$	$[m]$	mittlerer Molekularabstand vor und hinter dem Stoß
\vec{E}	$[V\ m^{-1}]$	elektrische Feldstärke
E_{Dis}	$[J]$	Dissoziationsenergie
$E_{osc,s}$	$[J\ m^{-3}]$	Schwingungsenergie der Schwerteilchen
e_s	$[J\ m^{-3}]$	volumenspezifische Gesamtenergie der Schwerteilchen
e	$[C]$	Elementarladung
e^-	$[C]$	Elektron
F	$[N]$	äußere Kraft
F_i	$[N]$	äußere Kraft in der x-, y- oder z-Richtung
f	$[-]$	Verteilungsfunktion mit der Geschwindigkeit ξ
f_1	$[-]$	Verteilungsfunktion aus einem anderen Phasenraum mit der Geschwindigkeit ξ_1
f'	$[-]$	Verteilungsfunktion nach der Kollision mit der Geschwindigkeit ξ'
f_1	$[-]$	Verteilungsfunktion aus einem anderen Phasenraum nach der Kollision mit der Geschwindigkeit ξ'_1
f_2	$[-]$	Nah-Wand-Funktion
g	$[-]$	Gas
g	$[m\ s^{-1}]$	Relativgeschwindigkeit
H	$[J\ kg^{-1}]$	Gesamtenthalpie
H_ν	$[J\ kg^{-1}]$	Gesamtenthalpie der Komponente ν
h	$[J\ kg^{-1}]$	Enthalpie
h	$[km]$	Höhe
\vec{I}	$[-]$	Einheitsvektor
j, \vec{j}	$[A\ m^{-2}]$	Stromdichte
$Kn_{1,2}$	$[-]$	Knudsen-Zahl vor und hinter dem Stoß
L	$[m]$	Körperlänge

M	$[kg\ mol^{-1}]$	Molmasse
\overline{M}	$[kg\ mol^{-1}]$	mittlere molare Masse
M_s	$[kg\ mol^{-1}]$	Molekulargewicht der Schwerteilchen
M_e	$[kg\ mol^{-1}]$	Molekulargewicht der Elektronen
$Ma_{1,2}$	$[-]$	Mach-Zahl vor und hinter dem Stoß
m	$[kg]$	Teilchenmasse
\dot{m}	$[g\ s^{-1}]$	Massendurchfluß
l_f	$[m]$	mittlere freie Weglänge
$l_{f,1,2}$	$[m]$	mittlere freie Weglänge vor und hinter dem Stoß
ΔN	$[m^{-3}]$	Anzahl der Moleküle in dem berechneten Phasenvolumen
$n_{1,2}$	$[m^{-3}]$	Teilchendichte vor und hinter dem Stoß
n_ν	$[m^{-3}]$	Teilchendichte der Komponente ν
n_e	$[m^{-3}]$	Elektronendichte
n_N	$[m^{-3}]$	Teilchendichte des atomaren Stickstoffes
n_{N_2}	$[m^{-3}]$	Teilchendichte des molekularen Stickstoffes
n_O	$[m^{-3}]$	Teilchendichte des atomaren Sauerstoffes
n_{O_2}	$[m^{-3}]$	Teilchendichte des molekularen Sauerstoffes
P''	$[kg\ m^{-1}\ s^{-3}]$	Turbulenzproduktion
P_{Strahl}	$[W]$	Strahlleistung
p	$[Pa]$	Druck
$p_{1,2}$	$[Pa]$	Druck vor und hinter dem Stoß
p_0	$[Pa]$	Druck im Staupunkt
p_e	$[Pa]$	Elektronendruck
p_k	$[Pa]$	kritischer Druck
p_{Tank}	$[Pa]$	Tankdruck
$Pr_{1,2}$	$[-]$	Prandtl-Zahl vor und hinter dem Stoß
Q_{ev}	$[m^2]$	Wechselwirkungsquerschnitt Elektronen-Schwerteilchen
$R_{1,2}$	$[J\ kg^{-1}\ K^{-1}]$	spezifische Gaskonstante vor und hinter dem Stoß
R_{eff}	$[m]$	effektiver Radius
R_T	$[-]$	turbulente Erhaltungsgröße
$Re_{1,2}$	$[-]$	Reynolds-Zahl vor und hinter dem Stoß
r	$[m]$	Radius
r	$[m]$	Ortsvektor im Phasenvolumen
s	$[-]$	Schicht
T	$[K]$	Temperatur, Translationstemperatur
$T_{1,2}$	$[K]$	Temperatur vor und hinter dem Stoß
T_0	$[K]$	Temperatur im Staupunkt
$T_{osc,s}$	$[K]$	Schwingungstemperatur der Schwerteilchen
T_e	$[K]$	Elektronentemperatur
T_{Ob}	$[K]$	Oberflächentemperatur
T_{rot}	$[K]$	Rotationstemperatur
T_{osc}	$[K]$	Schwingungstemperatur
t	$[s]$	Zeit
u	$[m\ s^{-1}]$	Geschwindigkeit
v, \vec{v}	$[m\ s^{-1}]$	Geschwindigkeit
$v_{1,2}$	$[m\ s^{-1}]$	Geschwindigkeit vor und hinter dem Stoß

x	$[-]$	Richtung
y	$[-]$	Richtung
z	$[-]$	axiale Richtung
$z_{S_{1,2}}$	$[m^{-3} s^{-1}]$	Stoßzahl vor und hinter dem Stoß
$\alpha_{e\nu}$	$[J m^3 s^{-1} K^{-1}]$	Temperaturaustauschkoeffizient
β	$[m^3 C^{-1}]$	Hallparameter
γ	$[-]$	Adiabatenkoeffizient
$\gamma_{1,2}$	$[-]$	Adiabatensexponent vor und hinter dem Stoß
δt	$[s]$	Zeitschritt
∂	$[-]$	partielle Ableitung
ϵ_{ion}	$[e V]$	Ionisierungsenergie
$\eta_{1,2}$	$[kg m^{-1} s^{-1}]$	dynamische Viskosität vor und hinter dem Stoß
$\eta_{V_{1,2}}$	$[kg m^{-1} s^{-1}]$	Volumenzähigkeit vor und hinter dem Stoß
ϑ	$[K]$	charakteristische Schwingungstemperatur
λ	$[J kg^{-1} m^{-1} s^{-1}]$	Wärmeleitfähigkeit
$\lambda_{1,2}$	$[J kg^{-1} m^{-1} s^{-1}]$	Wärmeleitfähigkeit vor und hinter dem Stoß
$\lambda_{osc,s}$	$[J kg^{-1} m^{-1} s^{-1}]$	Schwingungswärmeleitfähigkeit der Schwerteilchen
λ_e	$[J kg^{-1} m^{-1} s^{-1}]$	Wärmeleitfähigkeit des Elektronengases
ν	$[m^2 s^{-1}]$	kinematische Viskosität
ν_T	$[m^2 s^{-1}]$	kinematische turbulente Viskosität
$\nu_{S_{1,2}}$	$[s^{-1}]$	Stoßfrequenz vor und hinter dem Stoß
ξ	$[m s^{-1}]$	Geschwindigkeitsvektor im Phasenraum
ξ_i	$[m s^{-1}]$	Geschwindigkeitsvektor im Phasenraum in x-, y- oder z- Richtung
ξ_1	$[m s^{-1}]$	Geschwindigkeitsvektor im anderen Phasenraum
ξ'	$[m s^{-1}]$	Geschwindigkeitsvektor im Phasenraum nach der Kollision
ξ'_1	$[m s^{-1}]$	Geschwindigkeitsvektor im anderen Phasenraum nach der Kollision
ρ	$[kg m^{-3}]$	Dichte
$\rho_{1,2}$	$[kg m^{-3}]$	Dichte vor und hinter dem Stoß
ρ_0	$[kg m^{-3}]$	Dichte im Staupunkt
σ	$[\Omega^{-1} m^{-1}]$	elektrische Leitfähigkeit
σ_ϵ	$[-]$	Schließungskoeffizient
τ_e	$[s]$	mittlere freie Stoßzeit der Elektronen
$\bar{\tau}$	$[kg m^{-1} s^{-2}]$	Viskositätstensor
$\tau_{osc-osc}$	$[s]$	Relaxationszeit bei der Kopplung der Schwingungsenergie zu der Schwingungsenergie anderer Moleküle
τ_{s-osc}	$[s]$	Relaxationszeit bei der Kopplung der Schwingungsenergie zu der Translationsenergie der Schwerteilchen
τ_{e-osc}	$[s]$	Relaxationszeit bei der Kopplung der Schwingungsenergie zu der Elektronenenergie
$\Phi(\xi)$	$[-]$	geschwindigkeitsabhängige Funktion
Ψ	$[-]$	Molanteil
Ψ	$[V s m^{-1}]$	Stromfunktion
ψ_ν	$[-]$	Molenbruch
ω	$[s^{-1}]$	Frequenz
ω_e	$[s^{-1}]$	Gyrationsfrequenz der Elektronen
ω_s	$[m^{-3} s^{-1}]$	chemischer Produktionsterm der Schwerteilchen
ω_ν	$[m^{-3} s^{-1}]$	chemischer Produktionsterm der Komponente ν

Konstanten

e	$= 1,60219 \cdot 10^{-19} \text{ As}$	Elektrische Elementarladung
k	$= 1,38062 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$	Boltzmann-Konstante
m_e	$= 9,10956 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$	Elektronenmasse
N_A	$= 6,02214 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$	Avogadro-Zahl
R	$= 287,0335 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$	spezifische Gaskonstante für die Luft
ε_0	$= 8,85419 \cdot 10^{-12} \text{ AsV}^{-1} \text{ m}^{-1}$	elektrische Feldkonstante
μ_0	$= 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ VsA}^{-1} \text{ m}^{-1}$	magnetische Feldkonstante
π	$= 3,14159$	Kreiszahl
σ	$= 3,7 \cdot 10^{-10} \text{ m}$	Moleküldurchmesser für die Luft

Abkürzungen

AEDC	Arnold Engineering Development Center
At.	Atom
DSMC	Direct Simulation Monte Carlo
FRSI	Flexible Reusable Surface Insulation
HRSI	High-Temperature Reusable Surface Insulation
IPG	Induktiver Plasmagenerator
IRS	Institut für Raumfahrtsysteme
ISS	International Space Station
LRSI	Low Temperature Reusable Surface Insulation
Mol.	Molekül
MPD	Magnetoplasmadynamik
NASA	National Aeronautics and Space Administration
PWK	Plasmawindkanal
RCC	Reinforced Carbon-Carbon
Rel.	Relativ
RD	Raketendüse
RSI	Reusable Surface Insulation
SIP	Strain Isolation Pad
Tab.	Tabelle
TEOS	Tetraethylortosilicat
UdSSR	Union der Sozialistischen Sowjetrepubliken
UHV	Ultrahochvakuum
USA	United States of America

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde für die Plasmawindkanäle PWK2 und PWK3 des Instituts für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart ein neues massenspektrometrisches Meßsystem entwickelt, installiert und in Betrieb genommen. Das konusförmige, zweistufige Einlaßsystem hat eine geringe Verdrängungswirkung und ermöglicht daher Messungen in Generatornähe. Die trennbare Konusspitze erlaubt ein schnelles, unkompliziertes Wechseln zwischen dem Einlaßkopf für Freistrahltests und dem an die europäische Standardprobengeometrie angepaßten Materialtestkopf.

Bei der Interpretation der Meßergebnisse wurden Computersimulationen mit dem Programm ARCHE des IRS für die Generatorströmung und mit dem DSMC-Verfahren von Bird für die Strömungssimulation im Versuchstank miteinbezogen.

Mit ARCHE wurde erstmals eine Strömung aus reinem Sauerstoff im induktiven Plasmagenerator IPG3 simuliert. Durch umfangreiche numerische Experimente wurde herausgefunden, daß durch den starken Einfluß des Magnetfelds die Gyrationfrequenz der Elektronen größer als ihre Stoßfrequenz wird, sodaß die elektrische Leitfähigkeit sinkt. Die hier eingeführte Modifikation der Berechnungsformel für die elektrische Leitfähigkeit mit Hilfe eines Koeffizienten führt zu einer guten Übereinstimmung der numerisch berechneten Werte von Strahlleistung und Brennkammerdruck mit den experimentell ermittelten Werten. Sowohl die ARCHE-Simulation als auch eine eindimensionale Berechnung ergeben einen hohen Dissoziationsgrad. Mit dem PWK3/IPG3 ist also eine exzellente Möglichkeit zur Untersuchung von Detailaspekten der Wechselwirkung von Materialien, die Komponenten von Hitzeschutzsystemen für in die Erdatmosphäre eintretende Raumflugkörper sein können, mit einer hochenthalpen, reinen Sauerstoffströmung gegeben.

Die in dieser Arbeit erstmals durchgeführten massenspektrometrischen Messungen im PWK3 ergaben allerdings deutlich kleinere Anteile dissoziierten Sauerstoffs als berechnet. Durch die DSMC-Simulation wurde gezeigt, daß dies auf die Rekombination des atomaren Sauerstoffs bei der Wechselwirkung mit den Oberflächen der Massenspektrometerbauteile zurückzuführen ist. Dieses Ergebnis läßt es nicht ratsam erscheinen, reaktive Spezies wie atomaren Sauerstoff oder Stickstoff bei PWK-Experimenten mittels Massenspektroskopie zu messen. Dies steht im Einklang mit Ergebnissen der NASA bei der Verwendung von Massenspektrometern auf Raumsonden. Bei den Experimenten im PWK2 mit dem reinen Stickstoffstrahl wurde mit dem Massenspektrometer eine starke Sauerstoffpräsenz festgestellt. Dies führte sogar zur Bildung von SiO und NO in der Stickstoffumgebung. Die numerischen Simulationen weisen eine Zumischung aus der Restluftumgebung hin, die mit steigenden Tankdruck zunimmt. Bei den Experimenten mit dem Stickstoff/Sauerstoffstrahl wurde eine inhomogene Durchmischung festgestellt. Die numerischen Simulationen sowohl mit ARCHE als auch mit DSMC zeigten, wie der im Überschallbereich der Düse eingeblasene kalte Sauerstoff auf dem in der Strahlmitte strömenden heißen Stickstoff gleitet und sich weit weg vom Düsenaustritt vermischt.

Bei den Experimenten mit den Materialproben wurden einige interessante Phänomene beobachtet. Nach dem Experiment mit der Siliziumkarbid-Probe im O_2 -Strahl (PWK3) wurde die Bildung einer SiO -Schicht auf der Kupferoberfläche hinter dem Probenhalter festgestellt. Bei den Materialtests im PWK2 mit Graphit im Stickstoffstrahl und mit Siliziumkarbid im Stickstoff/Sauerstoffstrahl wurden CN und C_2N_2 detektiert.

Summary

In this work, a new mass spectroscopic system was developed in the Institute of Space Systems. It was installed and operated in the plasma wind tunnels PWK2 and PWK3.

The cone-shaped, two-stage inlet system leads to a low flow displacement and, hence, enables measurements near the plasma generator nozzles.

The tip of the cone can be exchanged easily so that both free stream tests and material investigations with the European standard probe geometry can be performed.

For the interpretation of measurement data, computer simulations were conducted for the generator flows with the code ARCHE of the Institute of Space Systems and for the tank flows with the DSMC code of Bird.

For the first time, the flow of pure oxygen in the inductive plasma generator IPG3 was simulated with ARCHE. During extensive numerical experiments it was found that the strong influence of the magnetic field causes the gyration frequency of the electrons to be higher than their collisional frequency, so that the electrical conductivity decreases. With the help of a coefficient, the formula for the electrical conductivity was modified, leading to a good agreement of the numerically calculated values for plasma jet power and chamber pressure with the experimentally obtained values.

Both the simulations with ARCHE and one-dimensional calculations show a high degree of dissociation. Hence, the PWK3/IPG3 gives an excellent opportunity to investigate details of the interaction of materials, which can be part of thermal protection systems of spacecraft entering into the atmosphere of the Earth, with a high-enthalpy, pure oxygen flow.

In this work, the first mass spectroscopic measurements were performed in the PWK3. However, the amount of dissociated oxygen detected was significantly lower than calculated. With the help of DSMC simulations it was shown that the reason is the recombination of atomic oxygen when interacting with the surfaces of the component parts of the mass spectrometer. This result leads to the conclusion that it is not advisable to measure reactive species like atomic oxygen or nitrogen during PWK experiments with the mass spectrometer. This is in harmony with results of NASA concerning the application of mass spectroscopy on interplanetary probes.

During the experiments in the PWK2 with pure nitrogen flows, a strong presence of oxygen was found. This even led to the formation of SiO and NO in the nitrogen environment. The numerical simulations showed evidence of mixing with remainder air in the tank, which increases with tank pressure.

During the experiments with the nitrogen/oxygen flows, the gas mixture was found to be inhomogeneous. The numerical simulations with both ARCHE and DSMC showed, that the cold oxygen, which is injected in the supersonic part of the nozzle, glides on the hot nitrogen flow in the middle of the jet and mixes farther downstream from the nozzle exit.

During the experiments with the material samples some interesting phenomena could be observed. After the experiment with the silicon carbide sample in the O_2 flow (PWK3) the formation of an SiO layer was found on the copper surface behind the holder. In material tests in the PWK2 with graphite in the nitrogen flow and with silicon carbide in the nitrogen/oxygen flow CN and C_2N_2 were detected.

Kapitel 1

Einleitung

In diesem Kapitel werden nach einer Erörterung der Notwendigkeit der Raumfahrt die Wiedereintrittsbedingungen von Raumflugkörpern am Beispiel des amerikanischen Space Shuttles charakterisiert. Vor dem Hintergrund der Kenntnis dieser Bedingungen werden anschließend die massenspektrometrischen Forschungsarbeiten für die Untersuchung und Qualifikation von Hitzeschutzmaterialien im IRS und die Motivation für diese Arbeit vorgestellt.

1.1 Der Sinn der Raumfahrt

Seit mehr als 6000 Jahren erforscht der Mensch die Naturgesetze, die sein Alltagsleben in unterschiedlichster Weise bestimmen. Mit Hilfe von Chemie, Physik, Mathematik und Biologie ist vieles erklärbar und voraussagbar geworden. Viele technische Verfahren konnte man schon durch wissenschaftliche Methoden verbessern und optimieren, aber dennoch bleiben unzählige unbeantwortete Fragen und viele Unklarheiten.

Die gesamte Menschheitsgeschichte ist mit dem Traum des Fliegens verbunden. Am Anfang waren das die Mythen, Legenden, Sagen und Märchen mit ihren fliegenden Sandalen und Schuhen, Teppichen und Pferden – Geschenke von Göttern –, über die Götter selbst und von übermenschlichen Helden. Mit der Entwicklung der Wissenschaft ist aus diesem Traum eine Realität geworden, erst als eine Skizze von Leonardo da Vinci [1], dann in Form erfolgreicher Ballonflüge, und schließlich fand der berühmte Flug der Gebrüder Wright statt. Seit hundert Jahren ist der Traum kein Traum mehr, sondern eine Alltäglichkeit.

Vor über hundert Jahren wurde ein neuer Traum geboren: Der Flug ins All. Der technische Fortschritt des zwanzigsten Jahrhunderts erlaubte es, diesen Traum schnell in die Realität umzusetzen. Zuerst mit der deutschen V2, danach mit dem sowjetischen Satelliten Sputnik und dem ersten bemannten Flug von Jurij Gagarin (UdSSR). So begann die kosmische Ära der Menschheit. Nach den Mondmissionen der Amerikaner und den sowjetischen Raumstationen, mit dem Space Shuttle und der Internationalen Raumstation ISS scheint Raumfahrt heutzutage alltäglich zu sein. Starts von Sojus, Ariane oder Space Shuttle sind immer noch aufregend, aber gehören doch schon gewissermaßen zum Alltag. Man akzeptiert die Existenz der hochkomplizierten und sehr teuren Raumfahrtstechnologien, und man ist bereit, für eine gewisse Bequemlichkeit wie Satellitenfernsehen zu bezahlen. Trotzdem stellt man immer wieder, wie beispielsweise nach dem Absturz der Raumfähre Columbia, die Frage nach dem Sinn der Raumfahrt. Die Antwort sind die Leidenschaft und Opferbereitschaft derjenigen, die Raumfahrt betreiben, ihre Neugier und viele wissenschaftliche Aufgabenstellungen.

Trotz des technischen Fortschritts und vieler erfolgreicher Raumfahrtprojekte besitzt man noch nicht genügend Wissen und Technologien für eine zuverlässige und sichere Raumfahrt. Immer noch kommt es aufgrund der harten, unverzeihenden Umweltbedingungen im Weltraum zu Fehlfunktionen oder Ausfällen. Deshalb ist es wichtig, unser Wissen weiter zu vertiefen, die Raumfahrttechnologien aufgrund neuer Forschungsarbeiten kontinuierlich zu verbessern oder auch vollkommen neue Entwicklungen durchzuführen.

1.2 Reale Wiedereintrittsbedingungen

Der Mensch fliegt in heutiger Zeit nahezu routinemäßig, aber auch mit hohem Risiko, ins All und wieder zur Erde zurück. Dazu benutzt man russische Sojus-Kapseln oder amerikanische Space Shuttles.

Bei der Rückkehr zur Erde wird ein Raumflugkörper in den dichten Schichten der Atmosphäre aerodynamisch abgebremst. Dabei kommt es durch die Wechselwirkung des schnell fliegenden Körpers mit dem ruhenden Gas zu einem merklichen Temperatursprung und zur Dissoziation des Gases durch die Stoßwelle als Folge der Überschallgeschwindigkeit, was zu einer Erwärmung der Oberfläche führt.

Einen breiten Erfahrungsschatz über die Detailprozesse auf der Oberfläche haben durch zahlreiche Flugeinsätze nur die Russen und die Amerikaner. Jedoch halten beide Seiten viele Kenntnisse aufgrund der staatlichen Sicherheitsbedenken geheim.

Im folgenden werden die atmosphärischen und aerodynamischen Bedingungen beim Wiedereintritt eines Space Shuttles, das trotz seiner technischen Unzulänglichkeiten aufgrund seiner Einzigartigkeit und der bisher über einhundert durchgeführten Missionen die einzig sinnvolle Referenz für wiederverwendbare Raumfahrtgeräte ist, dargestellt. Zu allen unten dargestellten Diagrammen sind die zugehörigen tabellierten Zahlenwerte im Anhang angegeben.

Zunächst ist die Atmosphäre zu charakterisieren, durch welche das Space Shuttle fliegt. Abbildung 1.1 stellt die typischen Erdatmosphärenparameter wie Atmosphärendichte, Atmosphärentemperatur und Schallgeschwindigkeit bezüglich der Höhe dar. Diese Parameter sind aus dem Buch von Vyschinskij [2] übernommen. Sie sind in Rußland staatlich standardisiert und zeigen keinen großen Unterschied zu den Parametern der USA.

Der Atmosphärendruck wird mit der folgenden Gleichung berechnet:

$$p = \rho RT , \quad (1.1)$$

wobei R die spezifische Gaskonstante für die Luft ist.

Die Zahlenwerte für die Variablen in Gleichung (1.1) sind in der Tabelle 1 im Anhang aufgelistet.

Für die Bestimmung der Prozesse vor und auf der Oberfläche des Raumfahrzeuges sind die momentane Fluggeschwindigkeit und damit die Mach-Zahl entscheidend. Die Abbildungen 1.2 und 1.3 zeigen den statischen Atmosphärendruck, die Geschwindigkeit und die Mach-Zahl beim Wiedereintritt des Space Shuttles über der Höhe (Zahlenwerte siehe Anhang Tabelle 3).

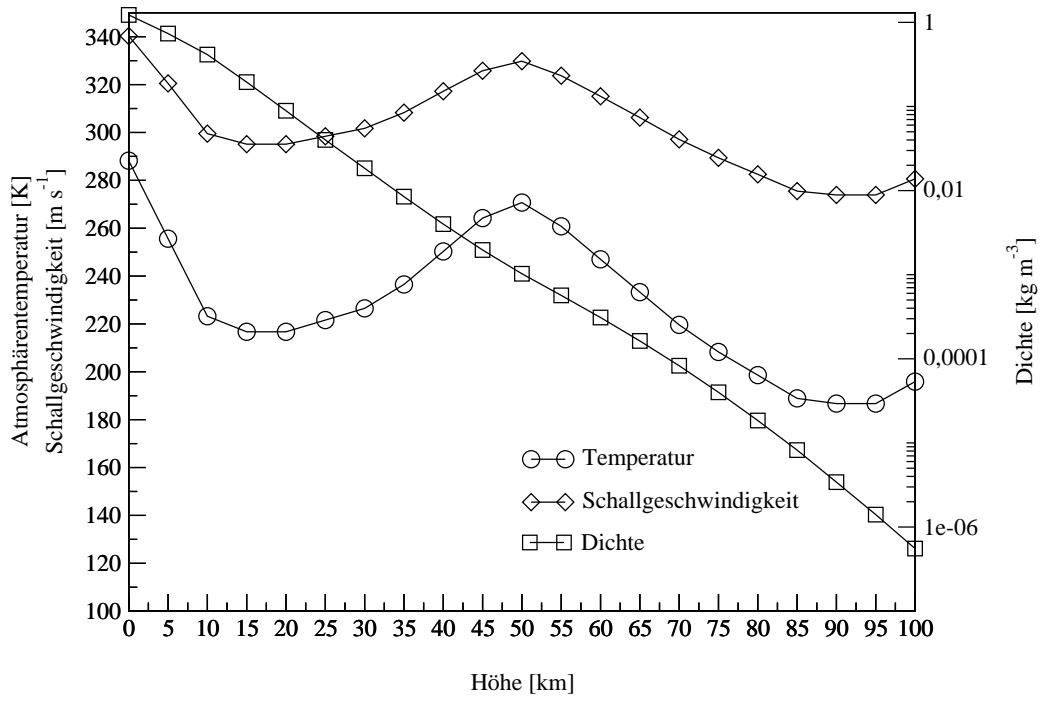


Abbildung 1.1: Standardatmosphäre [2]

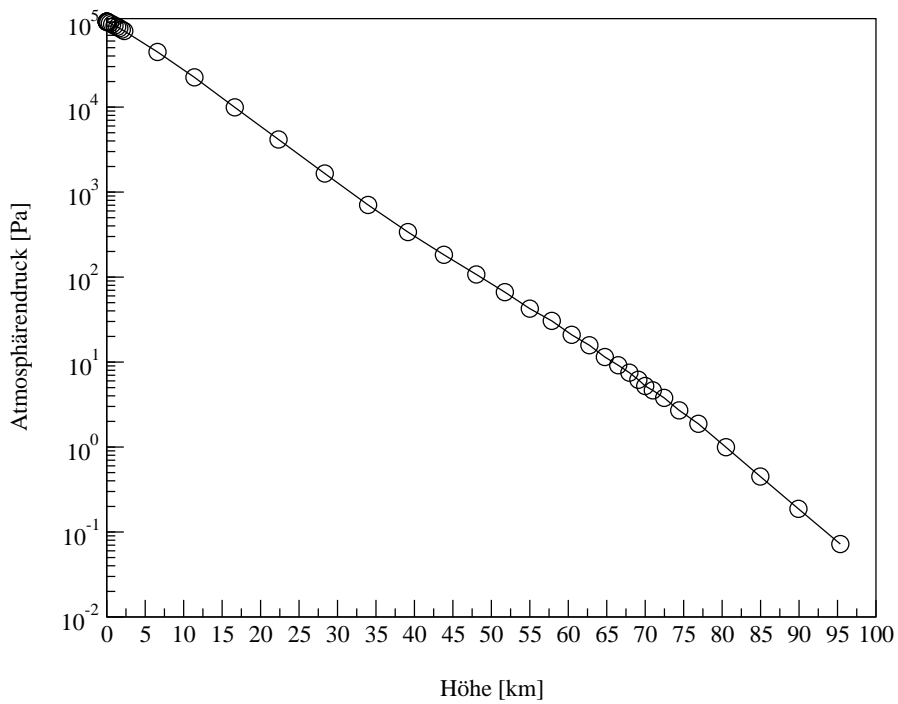


Abbildung 1.2: Atmosphärendruck [2]

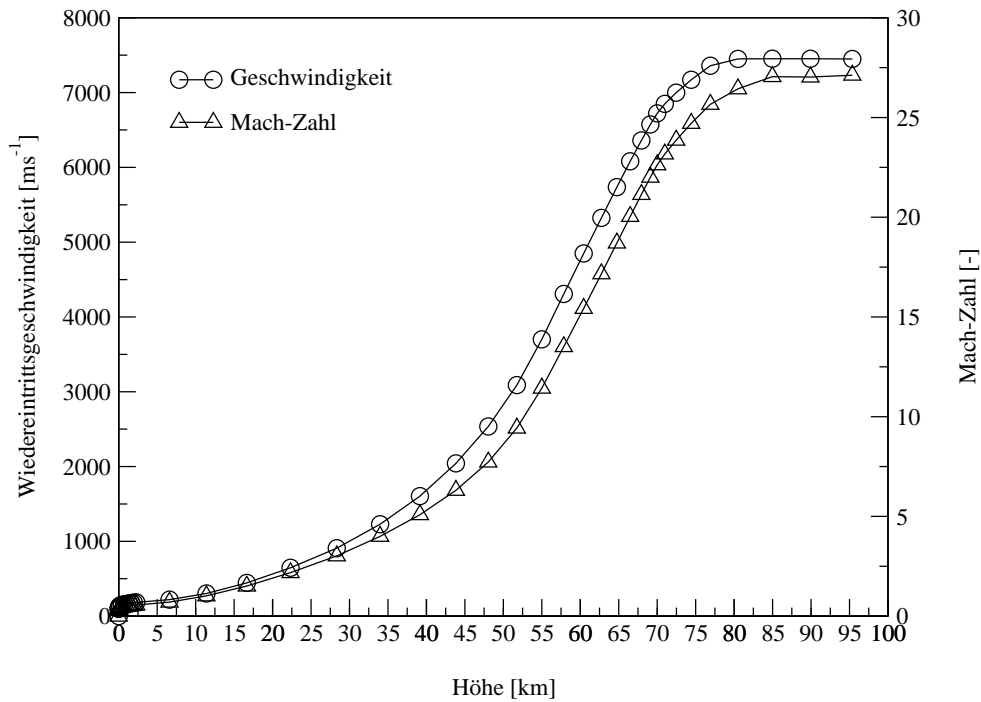


Abbildung 1.3: Geschwindigkeit und Mach-Zahl beim Wiedereintritt

Mit den Werten von Atmosphärendichte, -temperatur und Fluggeschwindigkeit über der Höhe sind damit prinzipiell alle Parameter gegeben, die den Verlauf der chemischen und aerodynamischen Prozesse beim Wiedereintritt bestimmen und beeinflussen.

Für die Forschungsarbeit im Bereich der Wiedereintrittstechnologien existiert weltweit keine Anlage, die exakt diese Parameter für längere Zeiträume von einigen Minuten simulieren kann. Es geht nicht nur um den Atmosphärendruck, der bei einigen Pascal liegt, sondern auch um die Mach-Zahl, die gleichzeitig sehr groß ist. Es gibt in Rußland und in den USA Freifluganlagen, in denen man die Machzahlen bei entsprechenden Drücken erreicht. Aber die Flugzeiten sind sehr kurz, weshalb die Oberflächen der Flugkörper nicht heiß werden und zudem die Meßzeiten auch sehr kurz sind.

Was man im Plasmawindkanal als Wiedereintrittsbedingungen nachstellen kann, sind der Staudruck vor dem getesteten Material und die spezifische Enthalpie des ankommenden Strahls. Eine wichtige Aufgabe des Plasmawindkanals bei Wiedereintrittssimulationen ist dabei die Untersuchung einzelner chemischer und physikalischer Prozesse, um einzelne Aspekte des komplexen aerodynamischen und thermophysikalischen Gesamtprozesses detaillierter verstehen zu können.

Um ein Experiment im Bereich des Wiedereintrittes durchzuführen, ist es notwendig, die realen Bedingungen beim Wiedereintritt und die realen charakteristischen Parameter wie z. B. Temperaturen, Geschwindigkeit, Druck usw. hinter dem Verdichtungsstoß zu kennen. Dafür werden die wichtigen physikalischen Größen hinter dem Stoß im folgenden für den Wiedereintritt des Space Shuttles mit Hilfe einfacher Formeln aus der technischen Thermodynamik [3, 4] berechnet. Dabei wird in dieser Arbeit folgende Annahme getroffen: *Die Zustandsänderungen vor und hinter dem Verdichtungsstoß in jedem Punkt der Trajektorie werden als isentrop und adiabatisch vorausgesetzt.* Diese Methode ist nicht vollkommen, aber, wie Anderson in seinen Büchern [5, 6] darstellt, liefert sie dem Ingenieur bei der

Annahme eines eingefrorenen Zustandes hinter dem Stoß eine sehr gute Approximation der realen Zahlenwerte. Weiter wird in dieser Arbeit nur der Fall des senkrechten Verdichtungsstoßes entlang der Nasen–Staustromlinie in der Höhe von 75 km bis 55 km untersucht, wo durch die aerodynamische Abbremsung des Space Shuttles die heißeste und gefährlichste Phase des Wiedereintrittes stattfindet.

Der gesamte Übergangsprozeß durch den Verdichtungsstoß wird nur mit einer Größe – dem Adiabatenexponenten γ_2 – beschrieben [7]. Vor dem Stoß ist γ_1 bekannt und gleich 1,4. Wenn γ_2 für die Zustandsänderung durch den Stoß bekannt ist, können alle Zustandsgrößen wie Druck, Temperatur, Geschwindigkeit, Dichte, Mach–Zahl, Gas–Konstante, Molmasse, Viskosität, Wärmeleitfähigkeit usw. hinter dem Stoß bestimmt werden. Der Zustand hinter dem Stoß berechnet sich wie folgt:

$$\frac{p_{02}}{p_2} = \left(1 + \frac{\gamma_2 - 1}{2} \cdot Ma_2^2\right)^{\frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1}} \quad (1.2)$$

$$\text{mit } \frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma_2 Ma_1^2 - (\gamma_2 - 1)}{\gamma_2 + 1} \quad (1.3)$$

$$\text{und } Ma_2^2 = Ma_1^2 \frac{p_1 \rho_1}{p_2 \rho_2} = \frac{(\gamma_2 - 1)(Ma_1^2 - 1) + (\gamma_2 + 1)}{2\gamma_2(Ma_1^2 - 1) + (\gamma_2 + 1)} . \quad (1.4)$$

Die unbekannte Größe γ_2 wird damit iterativ bestimmt, wobei der Kesseldruck p_{02} mit dem Staudruck auf der Space Shuttle–Nase verglichen wird, die Mach–Zahl die momentane Mach–Zahl auf der Wiedereintrittstrajektorie ist und der Atmosphärendruck durch lineare Interpolation dem Standard entnommen ist. Die Abbildung 1.4 stellt den berechneten Adiabatenexponenten γ_2 dar, der auch für den weiteren Verlauf der Prozesse hinter dem Stoß angenommen wird.

Mit dem berechneten Adiabatenexponenten γ_2 werden der Druck hinter dem Stoß p_2 mit Gleichung (1.3) und die Mach–Zahl Ma_2 mit Gleichung (1.4) sowie die Dichte ρ_2 , die Kesseltemperatur T_{02} und die Temperatur T_2 berechnet:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma_2 + 1)Ma_1^2}{2 + (\gamma_2 - 1)Ma_1^2} , \quad (1.5)$$

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot Ma^2 , \quad (1.6)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{(2\gamma Ma_1^2 - (\gamma - 1)) \cdot (2 + (\gamma - 1)Ma_1^2)}{(\gamma + 1)^2 Ma_1^2} . \quad (1.7)$$

Mit γ_1 gleich 1,4 und Ma_1 werden der Kesseldruck p_{01} und die Kesseltemperatur T_{01} (Gleichungen (1.2) und (1.6)) berechnet. Die Ergebnisse aller Berechnungen sind im Anhang dargestellt. Die totale Enthalpie bleibt vor und nach dem Stoß gleich und wird mit der Gleichung (1.8) berechnet. Den Verlauf der totalen Enthalpie stellt die Abbildung 1.5 dar.

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} R_1 T_{01} = \frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} R_2 T_{02} . \quad (1.8)$$

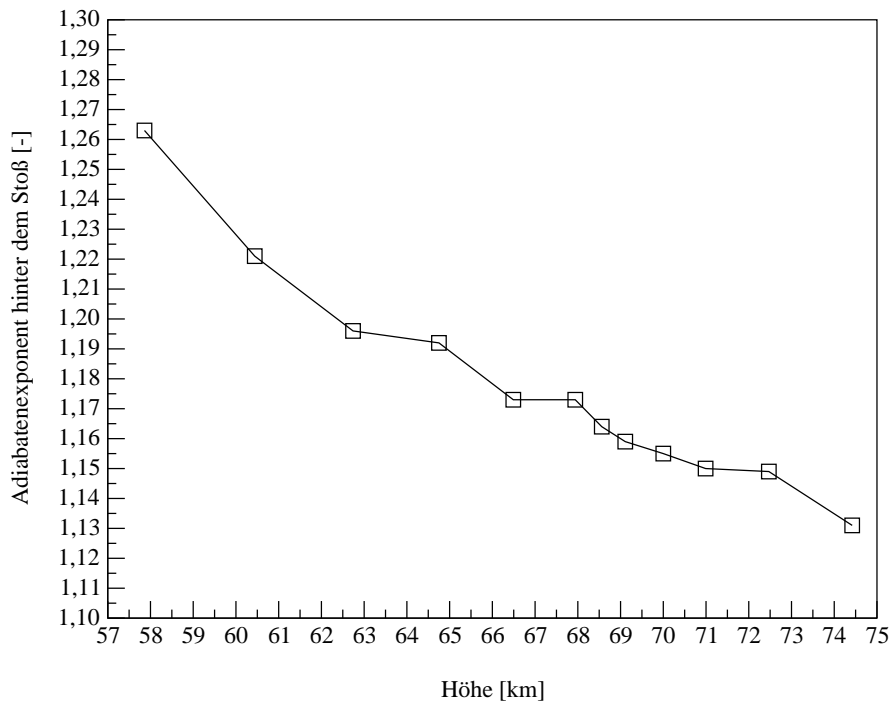


Abbildung 1.4: AdiabateneXponent γ_2 für den senkrechten Stoß

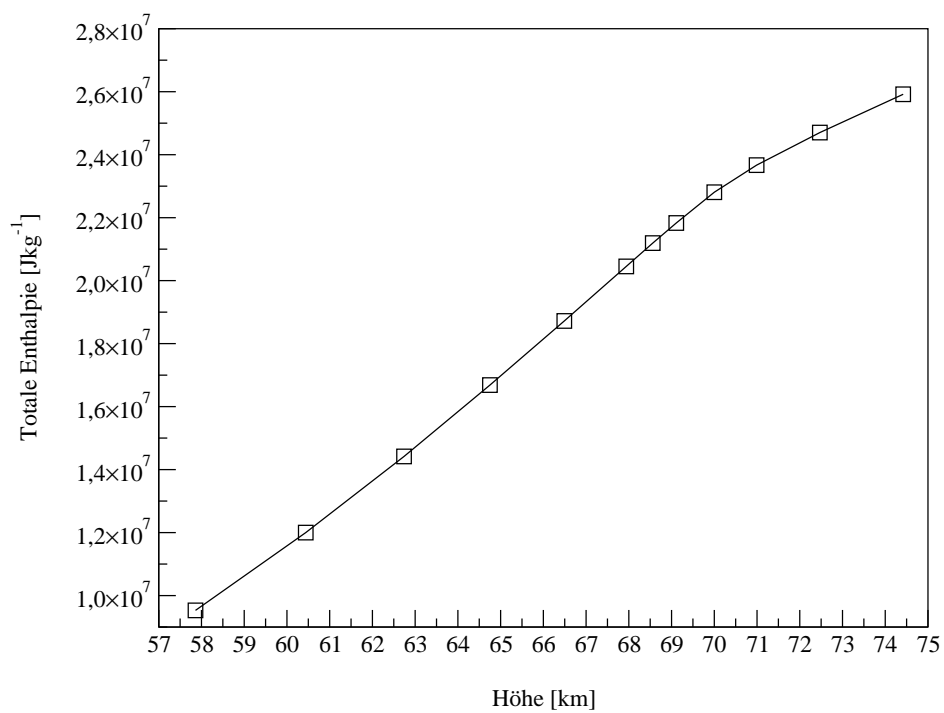


Abbildung 1.5: Totale Enthalpie

Mit der Gleichung (1.8) wird auch die Gaskonstante R_2 hinter dem Stoß berechnet. Durch Dividieren der universalen Gaskonstanten durch die neue Gaskonstante R_2 wird die mittlere Molarmasse M_2 erhalten.

Die Teilchendichte und der mittlere Molekülabstand werden wie folgt berechnet:

$$n_{1,2} = \frac{\rho_{1,2}}{m_{1,2}}, \quad m_{1,2} = \frac{M_{1,2}}{N_A}, \quad (1.9)$$

$$d_{M_{1,2}} = \sqrt[3]{n_{1,2}}. \quad (1.10)$$

Für die Bestimmung der Transportkoeffizienten sollen die mittlere thermische Geschwindigkeit (Gleichung (1.11)), die wahrscheinlichste Geschwindigkeit (Gleichung (1.12)), der arithmetische Mittelwert der Geschwindigkeitsbeträge (Gleichung (1.13)) und die Schallgeschwindigkeit (Gleichung (1.14)) festgestellt werden:

$$c_{0,2} = \sqrt{3R_{1,2}T_{1,2}}, \quad (1.11)$$

$$c_{m,2} = \sqrt{2R_{1,2}T_{1,2}}, \quad (1.12)$$

$$\overline{c}_{1,2} = \sqrt{\frac{8}{\pi}R_{1,2}T_{1,2}}, \quad (1.13)$$

$$c_{1,2} = \sqrt{\gamma_{1,2}R_{1,2}T_{1,2}}. \quad (1.14)$$

Zur Charakterisierung der Bewegung der Teilchen gehören die Stoßfrequenz (Gleichung (1.15)), die Stoßzahl (Gleichung (1.16)) und die mittlere freie Weglänge (Gleichung (1.17)).

$$\nu_{S_{1,2}} = \frac{4}{\sqrt{3\pi}} \cdot \pi\sigma^2 c_{0,2} n_{1,2}, \quad (1.15)$$

$$z_{S_{1,2}} = n_{1,2} \nu_{S_{1,2}}, \quad (1.16)$$

$$l_{f,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\pi\sigma^2 n_{1,2}}. \quad (1.17)$$

Hiermit werden die Transportkoeffizienten wie die dynamische Viskosität (Gleichung (1.18)), die Volumenzähigkeit (Gleichung (1.19)) und die Wärmeleitfähigkeit (Gleichung (1.20)) und wichtige Ähnlichkeitszahlen wie die Prandtl-Zahl (Gleichung 1.21), die Reynolds-Zahl (Gleichung (1.22)) und die Knudsen-Zahl (Gleichung (1.23)) berechnet. Für die Reynolds-Zahl und die Knudsen-Zahl wird für die geometrische Referenzgröße L die Körperlänge von 1 m angenommen:

$$\eta_{1,2} = \frac{5\pi}{32} \cdot \rho_{1,2} \overline{c}_{1,2} l_{f,2}, \quad (1.18)$$

$$\eta_{V_{1,2}} = \frac{2}{3} \cdot \eta_{1,2}, \quad (1.19)$$

$$\lambda_{1,2} = \eta_{1,2} C_{v_{1,2}} \cdot \frac{9\gamma_{1,2} - 5}{4}, \quad C_{v_{1,2}} = \frac{R_{1,2}}{\gamma_{1,2} - 1}, \quad (1.20)$$

$$Pr_{1,2} = \frac{\eta_{1,2} C_{p_{1,2}}}{\lambda_{1,2}} = \frac{\eta_{1,2} C_{v_{1,2}}}{\lambda_{1,2}} \cdot \gamma_{1,2}, \quad (1.21)$$

$$Re_{1,2} = \frac{\rho_{1,2} v_{1,2} L}{\eta_{1,2}}, \quad (1.22)$$

$$Kn_{1,2} = \frac{l_{f_{1,2}}}{L}. \quad (1.23)$$

Alle oben genannten Parameter für einen Space Shuttle–Wiedereintritt sind tabellarisch im Anhang präsentiert. Damit sind hier alle wichtigen Strömungsparameter einer Space Shuttle–Wiedereintrittstrajektorie angegeben, sodaß beispielsweise ein Vergleich der Strömungsparameter von realer Trajektorie und umströmten Materialproben im Plasmawindkanal möglich ist.

Durch die hohen Werte der Strömungsenthalpie (Abbildung 1.5) und die damit verbundenen hohen Temperaturen hinter dem Verdichtungsstoß treten Realgaseffekte wie Dissoziation und Ionisation auf, die Auftrieb, Widerstand und Nickmoment eines Hyperschallflugkörpers ebenso beeinflussen wie den Wärmeübergang [8]. Der Anteil der katalytischen Effekte [9] auf der Flugkörperoberfläche am Wärmeübergang hängt von der chemischen Zusammensetzung der Strömung hinter dem Verdichtungsstoß ab. Daher ist die Voraussage der chemischen Zusammensetzung hinter einem Verdichtungsstoß in einer Hyperschallströmung ein wichtiger Teil der Raumfahrtforschung.

Um die beim Hyperschallflug auftretenden, hohen Wärmeflüsse zu beherrschen, sind verschiedene Hitzeschutzmaterialien entwickelt worden. Bei Wärmeflüssen unter $0,5 \text{ MW/m}^2$ bietet sich beispielsweise Siliziumdioxid als Hitzeschutzmaterial an, zwischen $0,5 \text{ MW/m}^2$ und $1,5 \text{ MW/m}^2$ kann Siliziumkarbid verwendet werden. Für noch höhere Wärmeflüsse gibt es verschiedene ablativ Materialien, über die allerdings in der offenen Literatur nur wenige Informationen vorhanden sind. Die Hitzeschutzsysteme des amerikanischen Space Shuttle und des russischen Buran werden in Kapitel 2.1 näher erläutert.

1.3 Vorarbeiten und Problemstellung

Die während des Hyperschallflugs bei hohen Temperaturen auftretenden Realgaseffekte können experimentell in Stoßwindkanälen, Freifluganlagen und in Plasmawindkanälen erforscht werden [10]. Von diesen drei Anlagenarten ermöglichen nur die Plasmawindkanäle tieferegehende Untersuchungen von Hitzeschutzmaterialien. In den beiden anderen Einrichtungen sind die Meßzeiten dafür zu kurz. Aus diesem Grund sind seit den 1960er Jahren Plasmawindkanäle aufgebaut und in diesen viele Versuche durchgeführt worden [11]. Im Zuge dieser Arbeiten wurde die Entwicklung geeigneter Meßverfahren zu einer der wichtigsten Forschungsaktivitäten der Raumfahrttechnik. Zur Charakterisierung der Strömungen in Plasmawindkanälen werden unter anderem elektrostatische Sonden, die optische Spektroskopie und die Massenspektroskopie eingesetzt.

Die Massenspektroskopie wurde auch bei amerikanischen Missionen zu den Planeten Mars, Venus und Jupiter erfolgreich zur Bestimmung stabiler Spezies in deren Atmosphären eingesetzt [12]. Die Möglichkeit der Messung von reaktiven Spezies wie beispielsweise atomarem Sauerstoff wurde allerdings pessimistisch beurteilt [13].

Die Massenspektroskopie wurde auch zu Strömungsuntersuchungen in einem Plasmawindkanal [14] und in einem Stoßrohr [15] eingesetzt. Bei beiden Experimenten wurde versucht, die Konzentration von atomarem Sauerstoff zu messen, da der atomare Sauerstoff durch katalytische Rekombination auf einer Oberfläche den Wärmefluß erhöht und mit Hitzeschutzmaterialien chemisch reagiert. Atomarer Sauerstoff liegt zudem in hochenthalpen Strömungen in hoher Konzentration vor und beeinflusst damit auch die in Kapitel 1.2 vorgestellten Strömungsparameter. Die in den genannten Versuchen ermittelten Konzentrationen atomaren Sauerstoffs weichen deutlich von berechneten Werten ab [16]. Die Fragen nach der Konzentration atomaren Sauerstoffs in Plasmawindkanalströmungen, inwieweit diese mit Berechnungen übereinstimmt, und ob diese mit Hilfe der Massenspektroskopie zuverlässig gemessen werden kann, sind bis jetzt unbeantwortet.

Umfangreiche und grundlegende Plasmawindkanalforschungsarbeiten werden im IRS durchgeführt auf den Gebieten der Entwicklung von Plasmageneratoren und Versuchsanlagen [17, 18], der detaillierten Untersuchung von Hitzeschutzmaterialien [19, 20] und der Entwicklung plasmadiagnostischer Methoden [21, 22, 23]. Hierbei werden sowohl in der Grundlagenforschung als auch in der angewandten Forschung bedeutende Beiträge für die Raumfahrtforschung erarbeitet. Zu nennen sind beispielsweise Messungen der Katalyzität von Hitzeschutzmaterialien [24] und die Qualifikation des Hitzeschutzmaterials für die Landung der europäischen Sonde Huygens auf dem Saturnmond Titan [25]. Diese experimentellen Aktivitäten werden im IRS begleitet durch numerische Simulationen von Plasmageneratoren [26], Materialprobenumströmungen [27] und der Umströmung von Raumflugkörpern beim Wiedereintritt [28, 29, 30].

Alle früheren massenspektrometrischen Forschungsarbeiten wurden im PWK2 durchgeführt [31, 32, 33]. Für die Erzeugung der hochenthalpen Strömungen diente der magnetoplasmadynamische Generator RD5 (Abbildung 3.1).

Um die chemischen Prozesse auf Materialoberflächen besser zu charakterisieren, wurden zunächst im Kanal erzeugte Plasmen ohne Materialien mittels der Massenspektrometrie untersucht. Die Strömungen bestanden bei Schönemann [31] aus Stickstoff–Argon– und Stickstoff–Sauerstoff–Argonplasmen bei 100 Pa und 130 Pa Umgebungsdruck im Tank und bei Stöckle [33] aus Stickstoff–Argon– und Stickstoff–Sauerstoff–Argonplasmen bei 290 Pa, 490 Pa und 2700 Pa Tankdruck.

Da das Massenspektrometer einerseits vor der hochenthalpen Strömung geschützt sein soll, andererseits aber auch ein passendes Einlaßsystem für das untersuchte Gas haben soll, wurden im IRS verschiedene Einlaßköpfe entwickelt. Die entsprechend betriebenen massenspektrometrischen Konstruktionen für die Qualifikation des Freistrahls sind in den Abbildungen 1.6 und 1.7 dargestellt.

Nach der Charakterisierung des Freistrahls wurden Materialien, und zwar Graphit, Siliziumkarbid, Silizium und kohlenstoffaserverstärktes Siliziumkarbid, getestet [32].

Die Versuche wurden bei Tankdrücken von 20 Pa, 200 Pa und 290 Pa im Stickstoff-Sauerstoffplasma und im Sauerstoff-Argonplasma durchgeführt. Dazu wurde ein Einlaßkopf mit Probenhalter entwickelt, siehe Abbildung 1.8.

Gleichzeitig wurde in der Arbeit von Stöckle die Notwendigkeit eines neuen Einlaßsystems mit besseren aerodynamischen Umströmungseigenschaften auf Basis einer Konusgeometrie erkannt [33].

Aufgrund der im IRS vorher durchgeführten Arbeiten existierten nun neue Anforderungen zur Verbesserung des Massenspektrometrysystems, die als nächste Schritte im Rahmen dieser Arbeit angestrebt werden:

- Aerodynamische Verbesserung des Einlaßkopfes für Freistrahlmessungen.
- Anpassung des Probenhalters an den im IRS entwickelten, europäischen Standard-Probenhalter für bessere Vergleichsmöglichkeiten im Rahmen nationaler und internationaler Kooperationen.
- Erhöhung des Staudruckes bis 1000 Pa bei Materialtests.
- Untersuchung der Materialien in reinem Sauerstoffplasma, dazu die Entwicklung der gesamten Konstruktion für die Installation und Integration im PWK3.
- Anpassung der neuen Konstruktion an den PWK2.
- Materialuntersuchungen bei höheren Staudrücken im PWK2.
- Bewertung der Einsatzmöglichkeit der Massenspektroskopie in Plasmawindkanälen zur Messung von reaktiven Spezies wie atomarem Sauerstoff.

Diese Aufgaben wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit angegangen und gelöst. Kapitel 2 präsentiert eine Übersicht über die theoretischen Grundlagen der Wechselwirkungen der hochoberhitzten und teildissoziierten Luft mit den in dieser Arbeit verwendeten und untersuchten Hitzeschutzmaterialien. Im Kapitel 3 sind die Versuchsaufbauten, die neuentwickelten Konstruktionen und die verwendeten numerischen Verfahren dargestellt. Alle Ergebnisse sind im Kapitel 4 zusammengefaßt.

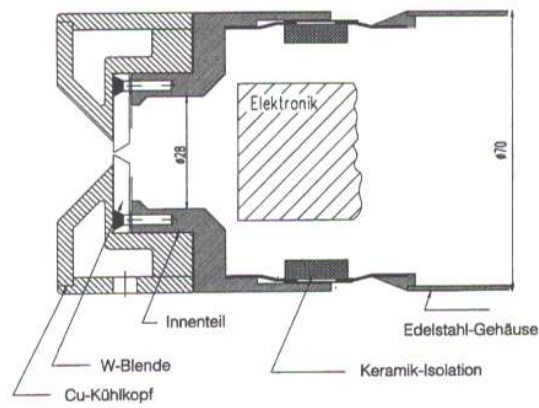


Abbildung 1.6: Schema des Einlaßkopfes von Schönemann [31]

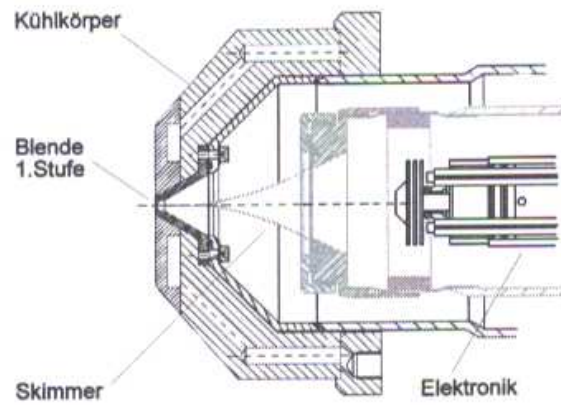


Abbildung 1.7: Schema des Einlaßkopfes von Stöckle [33]

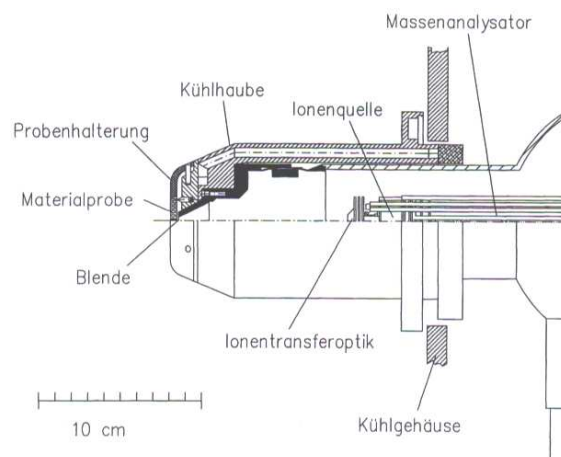


Abbildung 1.8: Schema des Einlaßkopfes mit dem Probenhalter von Dabalà [32]

Kapitel 2

Hitzeschutzmaterialien für den Wiedereintritt

Im folgenden werden die Hitzeschutzkonzepte des amerikanischen Space Shuttle und des sowjetischen Buran vorgestellt und diskutiert. Danach werden die physikalischen Eigenschaften der in dieser Arbeit untersuchten Materialien und deren Wechselwirkung mit Stickstoff und Sauerstoff beschrieben.

2.1 Die Hitzeschutzsysteme von Space Shuttle und Buran

Einer der wichtigsten Aspekte bei der Vorbereitung von Raumflügen ist der Schutz der äußeren Hülle des Raumflugkörpers. Wenn ein Flugkörper in die Atmosphäre eines Planeten eintritt oder ein Wiedereintritt in die Erdatmosphäre stattfindet, hängt von diesem Schutz nicht nur der Missionserfolg, sondern häufig auch das menschliche Leben ab [34, 35, 36, 37].

Die Prozesse auf der Oberfläche eines Raumflugkörpers sind beim Eintritt in eine Atmosphäre auf Grund der sehr hohen Temperaturen, Fluggeschwindigkeiten und Staudrücke als kritisch zu bezeichnen.

Abbildung 2.1 zeigt die Temperatur auf der Oberfläche der Nase des Space Shuttle beim Wiedereintritt. Die maximale thermische Belastung wird bei einer Temperatur von 1690 K in der Höhe von 72,47 km erreicht. Verursacht werden solche Temperaturen durch die aerodynamische Abbremsung in der Atmosphäre. Die große kinetische Energie des Raumflugkörpers wird teilweise in thermische Energie umgewandelt, sodaß durch die Wärmeleitung in der viskosen Grenzschicht und durch chemische Reaktionen auf der Oberfläche der Körper erwärmt wird [2, 38].

Damit das Space Shuttle in der Atmosphäre nicht durch die enorme Wärmebelastung zerstört wird, besitzt es einen Hitzeschutzschild. Der Hitzeschutzschild besteht zum größten Teil aus der wiederverwendbaren Oberflächenisolation RSI (reusable surface insulation). Dieser Thermalschutzschild bedeckt fast die ganze Oberfläche des Orbiters [39, 40]. RSI ist unterteilt in HRSI (high temperature reusable surface insulation) für hohe Temperaturen, LRSI (low temperature reusable surface insulation) für niedrigere Temperaturen und FRSI (flexible reusable surface insulation) für die kleinsten Wärmelasten in Form von flexiblen Isolationsmatten.

HRSI und LRSI sind als keramische Kacheln aus hochreinen Quarzfasern gefertigt. HRSI besitzt eine schwarze äußere Glasschicht aus Borsilicat [40, 41]. Diese Schicht dient als eine hochemittierende Oberfläche und besitzt Resistenzeigenschaften gegen Feuchtigkeit.

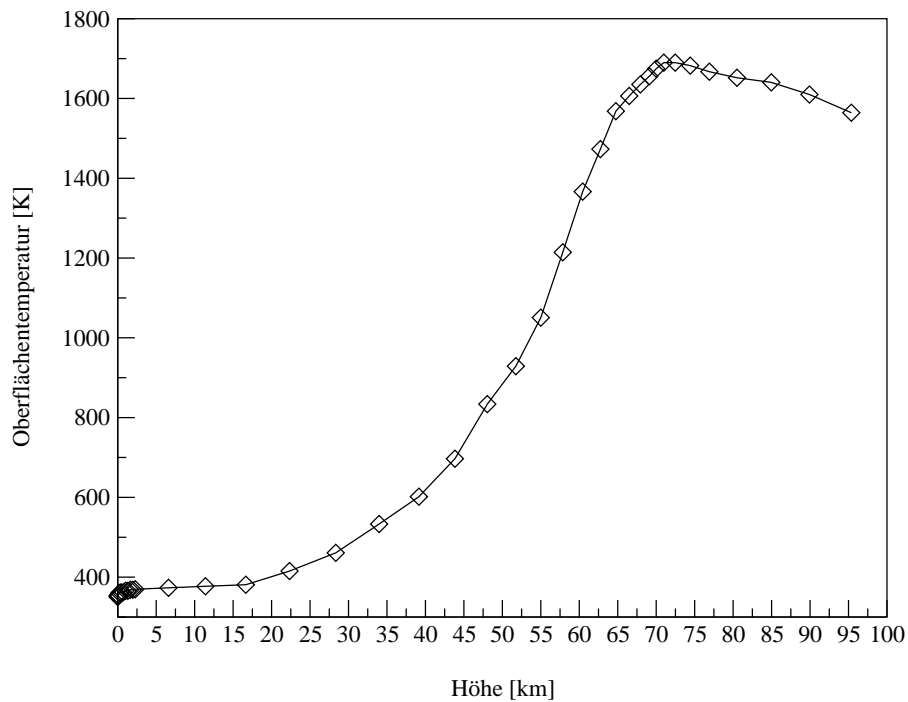


Abbildung 2.1: Verlauf der Oberflächentemperatur auf der Nase des Space Shuttles beim Wiedereintritt [42, 43, 44]

LRSI hat eine weiße äußere Glasschicht aus Borsilicat für die langsame Absorption solarer Strahlung beim orbitalen Flug [40, 41, 45]. Unter den Kacheln befindet sich eine Isolation aus Nylonfilz. Der Nylonfilz liegt auf einer SIP- Polsterschicht (strain isolation pad). SIP schützt die zerbrechlichen Kacheln gegen dynamische Belastungen. Alle Teile werden mit einem Kleber auf Siliziumbasis miteinander verklebt.

FRSI ist eine vielschichtige, mit einem Silizium- Elastomer beschichtete Nylonfilzdecke, die schwach erhitzte Flächen schützt.

Die heißesten Stellen des Shuttles (die Nase und die Flügelvorderkanten) werden durch das sogenannte RCC (reinforced carbon-carbon) geschützt [46]. RCC ist ein Material aus einem mehrschichtigen Nylonfilz, der durch hochkomplexe chemische Verfahren karbonisiert wird. Danach wird eine zusätzliche SiC -Schicht durch chemische Bearbeitung aus einer Al-Si-SiC-Mischung auf die Oberfläche aufgetragen. Um die Oxidationsresistenz des SiC -beschichteten RCC weiter zu erhöhen, verwendet man eine Beschichtung aus dem Tetraethylortosilicat (TEOS). Als Isolation zwischen den RCC-Bauteilen und dem metallischen Rumpfstruktur dient das sogenannte Dynaflex.

Die persönlichen Gespräche mit Prof. Dr. Chul Park im September 2004 in Marseille und im Januar 2006 in Gechingen haben einige interessante, aber öffentlich wenig bekannte Kenntnisse bezüglich des Verhaltens des realen Hitzeschutzschildes des Space Shuttle ergeben. Die SiC -Schicht auf dem RCC wird beim Wiedereintritt komplett verbrannt, teilweise das Borsilicatglas auf HRSI und LRSI. In allgemeinem wird eine SiO_2 -Schicht auf der Oberfläche beim Wiedereintrittsmanöver bis zur heißesten Phase gebildet. Diese

Schicht passiviert die Oberfläche bis zum Erreichen einer Mach-Zahl von 10. Ab diesem Punkt wird die gebildete SiO_2 -Schicht aufgrund der immer noch hohen Geschwindigkeit und der steigenden Sauerstoffpartialdichte vollständig abgebaut.

Das gesamte Hitzeschutzsystem des Space Shuttle weist einige Nachteile auf. Die obere Beschichtung von HRSI und LRSI ist zu dünn und als Folge zu brüchig. Die Kacheln saugen Wasser beim Wiedereintritt aus der Atmosphäre auf, was zu einigen hundert Kilogramm Zusatzgewicht führt. Nach der Landung muß der gesamte Hitzeschutzschild dehydriert werden. Das bedeutet, daß jede der rund 30000 Kacheln angebohrt und das Wasser mit der Hilfe von Heißluftgebläsen entfernt wird. Danach werden die Bohrlöcher zugeklebt. Die gesamte Dehydrierungsprozedur kostet viel Zeit und Geld und ist der Hauptnachteil des gesamten Konzepts.

Die RCC-Bauteile müssen nach jedem Flug ausgebaut und neu mit dem SiC beschichtet werden, danach werden sie wieder eingebaut. Auch sie sind spröde und daher gegen den Einschlag von Eis, Schaumstoffbrocken der Außentankisolation oder Vogelschlag ungenügend gesichert.

Ein weiteres Beispiel für einen wiederverwendbaren Hitzeschutzschild findet sich beim sowjetischen Raumgleiter Buran. Da der Hitzeschutzschild in einer Hochtemperaturluftströmung arbeiten sollte, wurden in der UdSSR nach zahlreichen Analysen und den Erfahrungen mit dem amerikanischen Space Shuttle folgende Anforderungen und Voraussetzungen für die Materialien festgestellt:

- Wiederverwendbarer Erosionsschutz.
- Geeignete optische Eigenschaften der Oberfläche für die erforderliche Wärmeabstrahlung, insbesondere hohes Emissionsvermögen.
- Besserer Schutz gegen Feuchtigkeit und Wasser als beim Space Shuttle.
- Kleine Dichte des Materials.
- Konstruktive Festigkeit.
- Thermomechanische Stabilität bei höheren Temperaturgradienten.
- Minimale Wärmeleitfähigkeit.
- Oxidationsresistenz.

Diesen Anforderungen, die allgemeingültig für jede Entwicklung wiederverwendbarer Hitzeschutzschilde sind, entsprachen am besten die Materialien auf Quarzfaserbasis im Temperaturbereich bis 1520 K und Kohlenstoff-Kohlenstoff-Kompositwerkstoffe im Temperaturbereich bis 1920 K.

Jedes einzelne Hitzeschutzelement stellt eine Kachel aus Hitzeschutzmaterial dar. Die Oberfläche hat eine glasartige, ungefähr 0,3 mm dicke Schutzschicht. Die Kachel ist hydrophobisiert und wird zusätzlich mit einer lackartigen Feuchtigkeitsschutzschicht bedeckt. Die Feuchtigkeitsschutzschicht verbrennt beim Wiedereintritt. Die Kachel wird mit einer dämpfenden Einlage auf die tragende Konstruktion geklebt.

Die meisten Kacheln sind aus superdünnen, feindispersen (Durchmesser $1...2\ \mu m$) und besonders orientierten Quarzfasern (SiO_2) hergestellt. Die diskreten Fasern werden durch Dispersion, mechanisches Formen und thermische Behandlung zu einer zusammenhängenden Struktur, die bis zu 90 % aus Hohlräumen besteht, verarbeitet.

Die Kacheln besitzen eine äußere Erosionsdeckschicht. Diese Schicht soll die benötigten optische Oberflächencharakteristiken garantieren, gegen Erosion schützen und das Eindringen von Feuchtigkeit und Wasser verhindern.

Die ersten beiden Anforderungen werden durch die Erosionsdeckschicht erfolgreich erfüllt, der dritte Punkt wurde durch das Auftragen des zusätzlichen Feuchtigkeitsschutzlackes erreicht. Es werden zwei Arten von Erosionsdeckschichten verwendet:

1. Eine schwarze Erosionsdeckschicht, die eine hohe Strahlungsfähigkeit besitzt und den unteren Teil des Raumschiffs gegen die höheren thermischen Belastungen beim Wiedereintritt schützt.
2. Eine weiße Erosionsdeckschicht, die die Erwärmung der Oberseite des Raumschiffs durch die Sonnenstrahlung beim orbitalen Flug begrenzt.

Das Problem des Feuchtigkeit- und Wasserschutzes wurde in zwei Aufgaben ("irdisch" und "orbital") getrennt. Unter "irdischem" Feuchtigkeits- und Wasserschutz versteht man eine lackartige, auf der Siliziumpolymeren basierende Schicht, die über die Erosionsdeckschicht aufgetragen wird und beim Wiedereintritt vollkommen verbrennt. Unter dem "orbitalen" Feuchtigkeits- und Wasserschutz versteht man eine Volumenhydrophobisation der Kacheln durch die gleichmäßige Verteilung der siliziumorganischen Verbindung Hexamethyldisiloxan in den Kacheln.

Jedes Hitzeschutzelement wird nach zahlreichen Beschichtungen und Behandlungen auf die Metallstruktur des Raumschiffs geklebt. Da die Kacheln sehr zerbrechlich sind und um den Unterschied der thermischen Ausdehnungskoeffizienten zu kompensieren, wurden die Hitzeschutzelemente mit Hilfe eines Dämpfers aus Filz aufgeklebt. Als Basismaterialien für den Filz wird eine Kombination aus thermostabilen organischen Fasern benutzt. Auch der Filz ist mit Hilfe einer besonderen siliziumorganischen Emulsion hydrophobisiert. Als Klebstoff zwischen Kacheln und Filz und zwischen Filz und Metall wird ein kalthärtender Kleber auf Basis eines modifizierten siliziumorganischen Kautschuks verwendet.

Um die beim Wiedereintritt thermisch besonders stark belasteten Stellen von Buran (Nasenkappe und Flügelvorderkanten) zu schützen, wurden hitzebeständige Kohlenstoff-Kohlenstoff-Konstruktionsmaterialien entwickelt. Bei der Fertigung des Kohlenstoff-Kohlenstoff-Materials wird modifiziertes Phenolpech verwendet, das pyrolysiert, pyroverdichtet und borsiliziert wird. Auf die äußere Seite der Bauteile ist eine Antioxidationschicht auf der Basis von Molybdändisilizid ($MoSi_2$) aufgetragen.

2.2 Materialien und ihre Wechselwirkung mit der Luft und ihren Bestandteilen

Die Wahl der Ausgangsmaterialien für Hitzeschutzkeramiken basiert nicht nur auf den physikalischen und chemischen Eigenschaften der Stoffe und ihrer Wechselwirkung mit der Luft beim Wiedereintritt, sondern wird auch durch die Herstellungskosten und andere wirtschaftliche Faktoren beeinflusst [38, 47].

Die Materialien sollen folgenden Herausforderungen entsprechen:

- Hoher Schmelzpunkt (höher als 1700 K).
- Hoher Emissionskoeffizient ε .
- Kleine spezifische Dichte.
- Leichte Gewinnung der Rohstoffe in der Natur.
- Einfache Herstellungsprozesse und günstige Herstellungskosten.

Wie oben schon dargestellt, wurden Silizium und Kohlenstoff als Basis des Hitzeschutzes für das Space Shuttle und für Buran verwendet. Aus diesem Grund wurde in der vorliegenden Arbeit die Wechselwirkung von reinem Silizium, reinem Kohlenstoff in Form von Graphit und Siliziumkarbid mit unterschiedlichen hochenthalpen Gasgemischen untersucht. Im folgenden sind die Materialdaten und Reaktionsmechanismen aus der Literatur [48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63] erläutert.

2.2.1 Graphit (C)

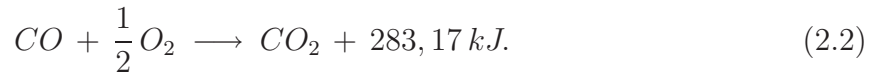
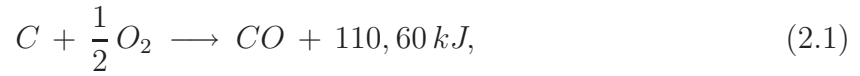
Kohlenstoff wird in der Natur sowohl im freien Zustand in der Form von Diamant oder Graphit als auch im gebundenen Zustand in der Form von unterschiedlichen Mineralien (Karbonate und Salze der Kohlensäure H_2CO_3) und organischen Verbindungen in der Pflanzen- und Tierwelt, in der Luft und im Meerwasser als Kohlendioxid angetroffen. Da reiner Kohlenstoff in Form von Graphit für Hitzeschutzschilde verwendet wird, werden nur die Eigenschaften von Graphit beschrieben.

Tabelle 2.1: Physikalische Daten von Graphit

Rel. Atommasse [48]	12,011
Dichte $g\ cm^{-3}$ [48]	2,26
Schmelzpunkt $^{\circ}C$ [50]	3700
Siedepunkt $^{\circ}C$ [50]	4830
Elektronenkonfiguration [51]	$1S^2\ 2S^2\ 2p^2$
Atomradius \AA [48]	0,77
Bindungsenergie C–C $kJ\ mol^{-1}$ [48]	356
Ionisierungsenergie eV [53]	11,26

Die Kristallstruktur von Graphit besteht aus übereinandergelagerten Schichten. Natürlicher Graphit (Tab. 2.1) besitzt folgende Eigenschaften: Er ist grau, undurchsichtig, schuppig, leicht spaltbar, fühlt sich fettig an, hat einen schwachen Metallglanz, färbt stark ab, ist sehr weich, leitet gut Elektrizität und Wärme und ist beständig gegenüber Hitze und Temperaturwechsel. Als reaktionsträges Element ist Graphit unter Normalbedingungen schwach und langsam reagierend, die chemischen Reaktionen mit Graphit laufen daher nur bei erhöhten Temperaturen oder bei sonstiger Energiezufuhr ab.

Mit Sauerstoff reagiert Graphit je nach der O_2 -Menge und Temperatur zu Kohlenmonoxid oder -dioxid:



Die Bildung des Monoxids oder des Dioxids steht in Verbindung mit dem Gleichgewichtsgesetz von Boudouard. Dieses Gesetz beschreibt das Volumenverhältnis von CO_2 zu CO bei steigender Temperatur und fallendem Druck. Tabelle 2.2 illustriert diesen Prozeß bei Atmosphärendruck.

Tabelle 2.2: Volumenprozent CO_2 bzw. CO bei der Oxidation von Graphit bei 1 bar

	400°	500°	600°	700°	800°	900°	1000°C
CO_2	99	95	74	42	10	3	1 Vol.%
CO	1	5	23	58	90	97	99 Vol.%

Mit Stickstoff bildet Graphit Nitride $((CN)_n, n = 2, \infty)$. Das einfachste stabile Molekül aus dieser Reihe ist Dicyan C_2N_2 . Das Cyanid CN ist aufgrund seiner Struktur ($N \equiv C-$) sehr reaktionsfreudig und rekombiniert normalerweise sofort zu C_2N_2 . Im Sauerstoff verbrennen Nitride unter sehr starker Wärmeentwicklung.

Da Siliziumkarbid (SiC) zu den Karbiden gehört, aber auch Silizium enthält, wird SiC in einem separaten Subkapitel weiter unten beschrieben.

2.2.2 Silizium (Si)

Nach dem Sauerstoff ist das Silizium das meistverbreitete Element auf der Erde. Es findet sich in der Natur nicht in freiem Zustand, sondern ist nur in Salzen und als SiO_2 anzutreffen (Sand, Kieselstein, Quarz, Bergkristall, Amethyst usw.). Als reines Silizium wird es aus Quarz bei höheren Temperaturen gewonnen. Einige Daten von Silizium sind in der Tabelle 2.3 dargestellt.

Reines kristallines Silizium ist dunkelgrau, undurchsichtig, stark glänzend, aufgrund seiner kubischen Diamantstruktur sehr hart, und bei Erhöhung der Temperatur leitet es elektrischen Strom.

Bei erhöhten Temperaturen (ab $400^\circ C$ bis $1300^\circ C$) in einer Sauerstoffatmosphäre kann sich eine stabile SiO_2 -Schicht (Passivierung) auf der kristallinen Si-Oberfläche oder gasförmiges SiO (Aktivierung) bilden. Die Gleichungen (2.3) und (2.4) stellen den allgemeinen Verlauf dieser beiden Prozesse dar [62]:

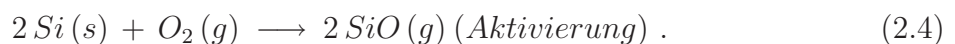
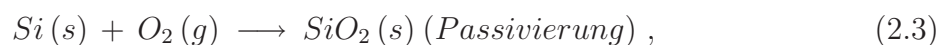


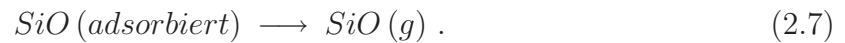
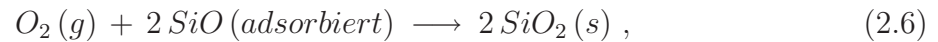
Tabelle 2.3: Physikalische Daten von Silizium

Rel. Atommasse [48]	28,086
Dichte $g\ cm^{-3}$ [48]	2,328
Schmelzpunkt $^{\circ}C$ [48]	1410
Siedepunkt $^{\circ}C$ [48]	2477
Elektronenkonfiguration [51]	$1S^2\ 2S^2\ 2p^6\ 3S^2\ 3p^2$
Atomradius \AA [48]	1,17
Bindungsenergie Si–Si $kJ\ mol^{-1}$ [48]	222
Ionisierungsenergie eV [53]	8,149

Entscheidend ist die detaillierte Darstellung der SiO_2 -Schichtbildung [62, 64, 65, 66, 67]. Zunächst wird SiO durch die Adsorption von O_2 -Molekülen (Gleichung (2.5)) gebildet:



Die adsorbierten Moleküle reagieren entweder mit dem Sauerstoff weiter und bilden eine SiO_2 -Schicht (Gleichung (2.6)), oder sie desorbieren von der Oberfläche (Gleichung (2.7)):



Entscheidend bei diesen Prozessen ist der O_2 -Partialdruck:

$$p_k(T) = 2,67 \cdot 10^{14}\ Pa \cdot \exp\left(\frac{-3,83\ eV}{kT_{Ob}}\right) . \quad (2.8)$$

Ist der partielle O_2 -Druck kleiner als der kritische Druck p_k (Gleichung (2.8)), dann bildet sich SiO . Bei Drücken höher als p_k bildet sich SiO_2 auf der Oberfläche. Die gebildete Schicht ist amorph und wird als Quarzglas bezeichnet.

An dieser Stelle soll die wichtige Bedeutung der Siliziummonoxid-Schicht für die Raumfahrt betont werden. SiO ist zumeist als Gas bekannt. Als SiO -Schicht wird sie als Schutzschicht auf Aluminiumspiegeloberflächen in der Astronomie und der Spektroskopie verwendet und zeigt ein ausgezeichnetes Betriebsverhalten unter Weltraumbedingungen [68].

Mit Stickstoff bildet Silizium nur eine stabile Bindung, nämlich Trisiliziumtetranitrid Si_3N_4 , in Form eines grauweißen Pulvers. Da die Bildungsbedingungen von Si_3N_4 nicht den chemischen Bedingungen in der Gasphase hinter dem Stoß und auf der Oberfläche beim Wiedereintritt entsprechen, wird die Wahrscheinlichkeit der Siliziumnitridbildung sowohl beim Wiedereintritt als auch unter Laborbedingungen ausgeschlossen.

2.2.3 Siliziumkarbid (SiC)

Bei der Entwicklung der europäischen Wiedereintrittstechnologie für bemannte Systeme wie z.B. den amerikanischen Demonstrator X-38 wurde als Hauptmaterial für den Hitzeschutzschild $C/C - SiC$ (faserverstärktes Siliziumkarbid) ausgewählt [29, 69]. Da europäische Hitzeschutzsysteme sich noch nicht durch wiederholten Flugeinsatz qualifizieren konnten und daher als noch nicht entgültig entwickelt eingestuft werden können, sind noch zahlreiche Grundlagenforschungen an reinem SiC und an faserverstärktem SiC durchzuführen. In der vorliegenden Arbeit wurde reines SiC untersucht, aus diesem Grund werden hier die Eigenschaften von reinem SiC kurz vorgestellt.

SiC ist aufgrund von Verunreinigungen beim Herstellungsprozeß meist dunkel gefärbt. Die Dichte liegt bei $3,217 \text{ g cm}^{-3}$ [50]. Die wichtigsten Eigenschaften des SiC sind die große thermische und chemische Widerstandsfähigkeit, die Dissoziationstemperatur liegt bei 2300° C [50].

In einer Sauerstoffatmosphäre reagiert das unbehandelte SiC wie reines Silizium. In Abhängigkeit von der Oberflächentemperatur und dem partiellen Sauerstoffdruck bildet sich entweder eine amorphe SiO_2 -Schicht, oder die Oberfläche wird erodiert. Dieser Reaktionsmechanismus wurde mehrmals in der Halbleiterindustrie beobachtet [66] und im obigen Subkapitel "Silizium" detailliert beschrieben. Die Kohlenstoffatome reagieren auch mit dem Sauerstoff und bilden CO -Gasmoleküle.

Es ist sehr interessant und wichtig, die SiO_2 -Schichtbildung auf behandeltem SiC zu erläutern. Unter behandeltem SiC versteht man SiC mit einer glasartigen Schicht auf der Oberfläche, wie z.B. die Borsilicatglasschicht auf dem HRSI und LRSI des Space Shuttle. Trotz dieser Behandlung bildet sich in einer sauerstoffhaltigen Atmosphäre (z.B. in der Luft beim Wiedereintritt) zwischen dem SiC und der Glasschicht eine amorphe SiO_2 -Schicht. Dies geschieht durch die Diffusion des Sauerstoffes zum SiC durch die obere Glasoberfläche hindurch. Der Sauerstoff reagiert mit den Si - und C -Atomen und bildet die SiO_2 -Schicht und das gasförmige CO . Die CO -Moleküle diffundieren dann nach außen. Dieser Reaktionsmechanismus hat in der Halbleiterindustrie breite Verwendung gefunden [66, 64, 70].

Mit dem Stickstoff reagiert SiC bei starker Erwärmung, dabei wird das Silizium freigesetzt und der Kohlenstoff bildet Nitride, siehe dazu die obigen Subkapitel "Graphit" und "Silizium".

2.2.4 Eigenschaften von Stickstoff und Sauerstoff

Bevor die theoretischen Kenntnisse über die chemischen Prozesse in der Luft hinter dem Verdichtungsstoß beim Wiedereintritt dargestellt werden, werden kurz die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Gase Stickstoff und Sauerstoff vorgestellt.

Der Sauerstoff existiert in zwei Formen, als Disauerstoff O_2 (genannt "Sauerstoff") und Trisauerstoff O_3 (genannt "Ozon"). Da beim Wiedereintritt nur der Disauerstoff eine Rolle spielt, wird nur auf die Eigenschaften von O_2 eingegangen. Der Sauerstoff ist ein farbloses, geruchloses und geschmackloses Gas, das sich in der Natur als freier Bestandteil der Luft oder gebunden im Wasser, Meerwasser, den Oxiden und Oxosalzen befindet.

Tabelle 2.4: Physikalische Daten von Sauerstoff

Rel. Atommasse [48]	15,9994
Dichte $g\ cm^{-3}$ [48]	1,27
Schmelzpunkt $^{\circ}C$ [48]	-218,75
Siedepunkt $^{\circ}C$ [48]	-182,97
Elektronenkonfiguration [51]	$1S^2\ 2S^2\ 2p^4$
Atomradius \AA [48]	0,66
Bindungsenergie O–O $kJ\ mol^{-1}$ [48]	498,673
Ionisierungsenergie (Mol.) eV [53]	12,071
Ionisierungsenergie (At.) eV [53]	13,614

Tabelle 2.4 stellt die wichtigsten physikalischen Eigenschaften vom O_2 dar. Die Dichte und die Schmelztemperatur sind für den stark abgekühlten, kristallinen Sauerstoff angegeben. Aufgrund seines Molekülbaus ist Sauerstoff sehr reaktionsfreudig und kann schon bei Raumtemperatur und Normaldruck leicht reagieren (z. B. Oxidation, Verbrennung). Diese Eigenschaft wird umfassend in der Technik benutzt, z. B. bei Verbrennungsprozessen in unterschiedlichsten Triebwerksarten oder bei der Erzeugung stabiler Zinn- oder Chromoxide in den oberen Molekularschichten auf der Oberfläche bei Verzinnungs- oder Chromierungsprozessen, die gegen weitere, tiefere Korrosion schützen.

Die Dissoziation von Sauerstoff ist nur durch die Zufuhr einer größeren Energiemenge möglich (Tabelle 2.4).

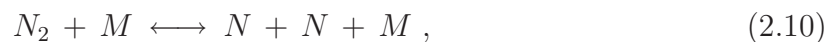
Der Stickstoff befindet sich in der Natur im freien Zustand in der Luft, gebunden in Nitraten und als wichtiger Bestandteil von sowohl tierischen, als auch pflanzlichen Eiweißstoffen. Der Stickstoff ist ein farbloses, geruchloses und geschmackloses Gas. Die wichtigsten physikalischen Charakteristiken des Gases sind in der Tabelle 2.5 aufgeführt.

Aufgrund seiner Molekülbaus ist Stickstoff bei Raumtemperatur und Normalendruck sehr reaktionsträge, er ist weder brennbar, noch unterstützt er eine Verbrennung. Bei Energiezufuhr wird Stickstoff deutlich reaktionsfreudiger. Bei sehr starker Energiezufuhr (Tabelle 2.5) ist es möglich, das Stickstoffmolekül zu dissoziieren.

Tabelle 2.5: Physikalische Daten von Stickstoff

Rel. Atommasse [48]	14,0067
Dichte $g\ cm^{-3}$ [48]	1,0265
Schmelzpunkt $^{\circ}C$ [48]	-209,99
Siedepunkt $^{\circ}C$ [48]	-195,82
Elektronenkonfiguration [51]	$1S^2\ 2S^2\ 2p^3$
Atomradius \AA [48]	0,70
Bindungsenergie N–N $kJ\ mol^{-1}$ [48]	946,04
Ionisierungsenergie (Mol.) eV [53]	15,6
Ionisierungsenergie (At.) eV [53]	14,534

Beim Wiedereintritt spielen die aerothermodynamischen Prozesse in der Luft eine entscheidende Rolle. Da beim Wiedereintritt aus dem erdnahen Orbit die Temperaturen hinter dem Stoß entlang der Staustromlinie bei 8500 K liegen und der Sauerstoff und der Stickstoff schon bei 3000 K bzw. 5000 K merklich dissoziieren, spricht man von einem stark dissoziierten Medium [71, 72]. Außerdem handelt es sich hinter dem Stoß um ein hochverdünntes, gasartiges Medium im Nichtgleichgewicht mit einer sehr komplexen Chemie auf der Basis von Luft. Die wichtigsten Reaktionen, die die wesentlichen chemischen Prozesse grob beschreiben, sind in den Gleichungen (2.9) bis (2.15) [71, 73, 74] dargestellt:



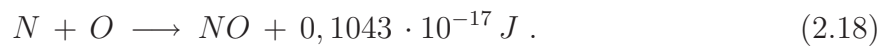
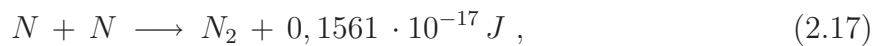
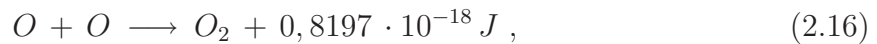
Die Luftteilchen erfahren hinter dem Stoß nicht nur Dissoziation, sondern auch Ionisation, Austauschreaktionen und Rekombination. Da alle diese Reaktionen von Höhe, Dichte und Geschwindigkeit beim Eintritt in die Erdatmosphäre abhängig sind, ist die Computersimulation der chemischen Prozesse die einzige Möglichkeit für die genaue Bestimmung der Realgaszusammensetzung. Für eine umfangreiche Simulation der chemischen Prozesse benötigt man ein fundamentales chemisches Modell. Dieses Modell schließt mehr als dreißig Reaktionen [71, 75] ein, wobei es sich nur um "reine" Luft handelt, ohne Wasserdampf und Spurengase.

Trotz der Tatsache, daß sich beim Wiedereintritt hinter dem Verdichtungsstoß Ionen und Elektronen bilden und trotz zahlreicher Forschungsarbeiten in Bereich der Wechselwirkungen von Atom/Ion, Molekül/Ion, Atom/Elektron, Molekül/Elektron und Elektron/Ion hinter dem Verdichtungsstoß in Hyperschallluftströmungen [71, 75, 76, 77, 78, 79], werden diese Prozesse heutzutage bei Simulationen einer Rückkehr aus einem erdnahen Orbit nicht berücksichtigt. Gleichzeitig wird aber stets die Notwendigkeit der Berücksichtigung der Ionisationsprozesse und der Wechselwirkung der Ionen mit der Oberfläche bei der Computersimulation betont und als eine mögliche Verbesserung des Verstehens der chemischen Prozesse und als weitere Entwicklung in der Zukunft angeregt [71, 75, 80].

2.2.5 Oberflächenkatalyzität

Ein wichtiger Aspekt der Oberflächenchemie beim Wiedereintritt ist die Oberflächenkatalyzität. Unter Katalyzität versteht man die Eigenschaft einer Oberfläche, als Katalysator für die Rekombinationsreaktionen der Gasphase zu dienen [81]. Aufgrund dieser Rekombinationen steigt die Oberflächentemperatur durch die Abgabe von Reaktionsenergie an die Oberfläche.

Beim Wiedereintritt in die Erdatmosphäre betrachtet man üblicherweise drei mögliche Oberflächenreaktionen:



Die Katalyzität der Oberfläche wird durch die sogenannten Rekombinationskoeffizienten beschrieben.

Die Rekombinationskoeffizienten γ_N für atomaren Stickstoff und γ_O für atomaren Sauerstoff wurden mit drei verschiedenen Methoden bestimmt:

- Experimentell im Labor [41, 82, 83].
- Mittels Computersimulationen [84, 85, 86, 87].
- Bei Flugexperimenten direkt auf der Space Shuttle-Oberfläche [41, 82].

Beim Flugexperiment wurde die Oberflächentemperatur des Hitzschildes mittels eines Platin/Platin-13%Rhodium-Sensors gemessen [41]. Im Labor wurde eine hochenthalpe Luftströmung in einem Windkanal erzeugt. Die Ergebnisse aller drei Methoden zeigten gute Übereinstimmung und Zuverlässigkeit.

Der Rekombinationskoeffizient γ_{NO} für die Reaktion in Gleichung (2.18) wird in der Literatur immer gleich dem Rekombinationskoeffizienten γ_N gesetzt.

Empirische Formeln für Rekombinationskoeffizienten für verschiedene Oberflächenmaterialien kann man in Abhängigkeit von der Oberflächentemperatur in der Arbeit von Stewart [88] finden.

Kapitel 3

Versuchsaufbau und Berechnungsverfahren

Bevor auf die Herausforderungen bei der Wiedereintrittssimulation in irdischen Labors eingegangen wird, werden in diesem Kapitel zunächst der Versuchsaufbau und die Betriebsweise vorgestellt.

3.1 Die Plasmawindkanäle PWK2 und PWK3

An alle experimentellen Simulationen des Wiedereintrittes wird die Anforderung gestellt, möglichst wirklichkeitsgetreu die Wiedereintrittsbedingungen im Labor auf der Erde herzustellen. Für diese Zwecke wurden und werden im IRS verschiedene Plasmawindkanäle und Plasmageneratoren aufgebaut und betrieben, um in hochenthalpen Strömungen Hitzeschutzmaterialien zu erforschen und zu qualifizieren.

Zentrales Bauelement des Plasmawindkanals PWK2 ist ein Vakuumtank mit einer Länge von ca. 5 m und einem Durchmesser von ca. 2 m. Bei den Tests wird der Tank evakuiert. Ein vierstufiges Vakuumsystem erlaubt, je nach Massendurchsatz Tankdrücke von 20 Pa bis 10000 Pa zu erreichen. Die Kolbenpumpe der ersten Stufe mit der Pumpenleistung von 6000 m³/h schafft das Vorvakuum. Die Vielschieberpumpe der zweiten Stufe, die Rootspumpe der dritten Stufe und drei parallel geschaltete Rootspumpen der vierten Stufe erhöhen die Pumpensaugleistung bis auf 250000 m³/h und erlauben, einen minimalen Tankdruck von 10 Pa zu erreichen. Das wahlweise Zuschalten von Pumpen und ein Schieber zur Beiluftzufuhr ermöglichen eine breite Variation des Tankdrucks.

Damit Bauteile des Tanks und die in der Vakuumkammer eingebauten Sonden nicht thermisch beschädigt werden, sind entsprechende Kühlvorrichtungen unumgänglich. Als Kühlsysteme stehen zwei Kühlwasserkreise mit unterschiedlichen Druckniveaus zur Verfügung: Ein Hochdruckwasserkreis mit einem Druck von 20 bar im Vorlauf und der Kühltemperatur 20 °C, und ein Niederdruckwasserkreis mit einem Druck von 3 bar und der Kühltemperatur 17 °C. Damit das Vakuumsystem beim Absaugen heißen Gases nicht beschädigt wird, muß die Gastemperatur reduziert werden. Dafür ist ein Rohrbündelwärmetauscher in den Absaugeflansch integriert.

Die Versorgung des zentrisch in den zum Öffnen axial verschiebbaren Tankdeckel eingebauten magnetoplasmadynamischen Generators RD5 stellt eine stromgeregelte Hochstromanlage (Gleichstrom) mit einer kontinuierlichen Maximalleistung von 6 MW sicher. Diese Anlage besteht aus 12 Einheiten mit der jeweiligen Maximalleistung 0,5 MW und der jeweiligen Maximalspannung 500 V. Diese Einheiten können sowohl parallel als auch in Serie geschaltet werden. Dadurch können verschiedene Spannungs–Strom–Variationen wie z.B. 1000 A bei 6000 V, oder 48000 A bei 125 V, oder 12000 A

bei 500 V erreicht werden. Durch die stromgeregelte Variation der Spannung werden die Betriebsbedingungen des Generators und als Folge der Strahl im Tank verändert. Vorteilhafterweise ist die Stromanlage so konzipiert, daß kein zusätzliches Zündgerät für die Zündung des Plasmas im Generator erforderlich ist.

Für Versuche mit Sonden zur Plasmadiagnostik oder für Experimente mit Materialien befindet sich im Tank ein beweglicher Tisch, der in der x-Achse (koaxial zur Generator-Achse), in der y-Achse (horizontal und senkrecht zur Generator-Achse) und in der z-Achse (vertikale Achse) fahren kann und eine Rotation um die z-Achse ermöglicht.

Der Vakuumentank des Plasmawindkanals PWK3 ist ca. 2 m lang bei einem Durchmesser von ca. 1,6 m. Zum Schutz des Vakuumsystems vor heißem Gas ist ein Wärmetauscher zwischen der Testkammer und der Vakuumanlage installiert. Der PWK3 ist an das gleiche Vakuumsystem wie der PWK2 angeschlossen, wodurch Tankdrücke von 20 Pa bis 10000 Pa erreicht werden.

Die Wasserkühlung wird aus den gleichen Hochdruck- und Niederdruckwassersystemen versorgt. Für die Energieversorgung des an den beweglichen Tankdeckel des PWK3 geflanschten induktiven Plasmagenerators IPG3 hat der PWK3 eine eigene Stromanlage, die aus der oben beschriebenen Hochstromanlage mit Gleichstrom gespeist wird. Die Stromanlage des PWK3 erzeugt Wechselstrom nach dem Prinzip der Meißnerschaltung [89] und ermöglicht durch Variation der Anzahl der Kondensatoren im Schwingkreis Betriebsfrequenzen von 0,5 MHz bis 1,5 MHz bei Stromamplituden von einigen hundert Ampère. Im Tank befindet sich ein Koordinatentisch, auf dem Sonden in drei Richtungen verschoben werden können.

Beide Plasmawindkanäle werden computergestützt betrieben und kontrolliert. Wichtige Betriebsdaten wie Strom, Spannung, Tankdruck, etc. werden vollautomatisch zur späteren Analyse gespeichert. Weitere Ausführungen zu konstruktiven und betriebstechnischen Details der Plasmawindkanäle PWK2 und PWK3 sowie der nachfolgend kurz beschriebenen Generatoren RD5 und IPG3 finden sich in den Arbeiten von Laure [17] (PWK2/RD5) und Herdrich [18] (PWK3/IPG3), die den Aufbau der jeweiligen Anlagen zum Thema haben.

3.2 Die Plasmaquellen RD5 und IPG3

3.2.1 RD5

Der Plasmagenerator RD5 ist im IRS speziell für die Materialforschung mit hochenthalpen Luftströmungen entwickelt worden. Es handelt sich vom Konstruktionsprinzip her um einen magnetoplasmadynamischen Generator (Abb. 3.1).

Im zwischen der Kathode und der Anode brennenden Lichtbogen wird bei elektrischen Strömen von einigen kA das Arbeitsgas erhitzt und in der Düse auf einen Durchmesser von 120 mm expandiert. Durch das eigeninduzierte Magnetfeld \vec{B} und den im Lichtbogen fließenden Strom mit der Stromdichte \vec{j} entstehen Lorentzkräfte $\vec{j} \times \vec{B}$, die einen weiteren Beschleunigungsmechanismus darstellen.

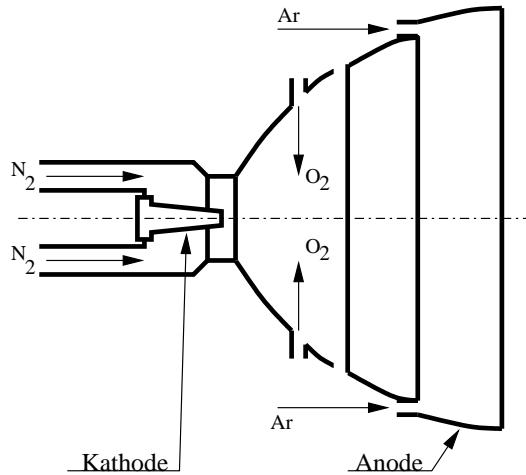


Abbildung 3.1: Schema des magnetoplasmadynamischen Generators RD5

Die zwei Prozentig thorierte Wolframkathode ist in einen Kupferhalter eingegossen, wodurch ein guter Kontakt zur Kühlung an der Kathodenwurzel erreicht wird. Die konische Form der Kathode erlaubt schon bei kleiner Stromstärke ein starkes Aufheizen und dadurch eine gute thermische Elektronenemission. Die Brennkammer und die Düse bestehen aus Segmenten, die alle bis auf das letzte Düsensegment elektrisch isoliert sind. Das Endsegment bildet die Anode.

Bei hohen Tankdrücken kann das Problem des instabilen Brennens des Lichtbogens auftreten. Dieses instabile Brennen äußert sich durch das Zusammenziehen des Lichtbogens, der normalerweise diffus auf der Anode ansetzt, und das Ansetzen des Lichtbogens auf wenigen Quadratzentimetern auf der Kupferoberfläche der Anode, was diese schnell zerstören kann. Diese Instabilität läßt sich mit einem Mangel von Ladungsträgern vor der Anode erklären. Um diese Instabilität und als Folge die Zerstörung des Generators zu vermeiden, wird vor der Anode tangential das leicht zu ionisierende Argon eingeblasen.

Um die Erosion der heißen Kathode zu vermeiden, werden aggressive Gase wie z.B. Sauerstoff oder Methan direkt hinter dem Düsenhals durch einen Lochkranz eingeblasen. Dies erlaubt die Simulation des Eintrittes nicht nur in die Erdatmosphäre, sondern auch in die Atmosphären anderer Planeten.

In der vorliegenden Arbeit wurde das RD5 mit Stickstoff-/Sauerstoff-/Argon- und Stickstoff-/Argon-Gemischen betrieben. Der praktische Betrieb des Generators hat gezeigt, daß Brennflecke auf der Anode seltener auftreten und auch deutlich kleiner werden, falls die Anode direkt vor dem Evakuieren des Tanks gründlich gesäubert wird, sodaß die Oberfläche aus glänzendem, nicht oxidiertem Kupfer besteht.

3.2.2 IPG3

Der induktive Plasmagenerator IPG3 (Abb. 3.2) besteht aus einem Quarzglasrohr mit einem Innendurchmesser von $83,4\text{ mm}$. Vor dem Rohr befindet sich der Injektorkopf, wo das Arbeitsgas (im Fall dieser Arbeit ist es Sauerstoff) tangential eingeblasen wird. Die Rückwand des Injektorkopfes besteht aus einem Glasfenster, was optische Beobachtungen in axialer Richtung ermöglicht.

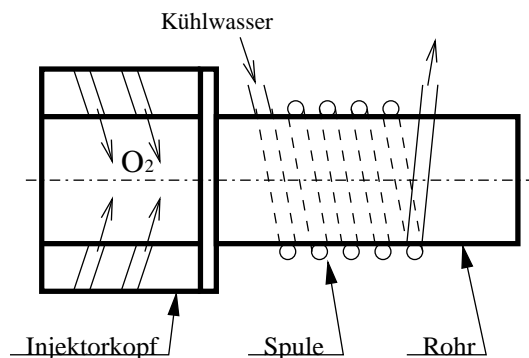


Abbildung 3.2: Schema des induktiven Generators IPG3

Die wassergekühlte, 120 mm lange Kupferspule um das Rohr hat fünf Wicklungen und ist inklusive des Quarzglasrohrs in ein Gehäuse aus Plexiglas eingebaut, das für eine Umspülung der Spule und des Rohrs mit Kühlwasser sorgt.

Die Spule ist Bestandteil des oben erwähnten Schwingkreises nach Meißner. Sie erzeugt durch induktive Kopplung aus dem eingeblasenen kalten Arbeitsgas eine hochenthalpe, in den Vakuumtank expandierende Strömung.

3.3 Massenspektrometrie und Versuchsaufbau des Massenspektrometers

Das Grundprinzip der Massenspektrometrie ist es, aus in der Gasphase sich befindenden organischen oder anorganischen Substanzen Ionen zu erzeugen und diese Ionen im Verhältnis von Masse zu Ladung m/q zu trennen und zu registrieren. Der Hauptvorteil dieses Meßverfahrens ist seine große Empfindlichkeit (in der Regel reicht eine $10^{-3}g$ schwere Probe, in besonderen Fällen kann sogar eine $10^{-6}g$ schwere Probe ausreichend sein). Trotz der breiten Anwendung der Massenspektrometrie (gleichzeitige Überwachung mehrerer Gaskomponenten, Restgasanalyse in UHV-Anlagen, Analyse geringer Gasmen-gen, Strukturanalyse organischer und anorganischer Verbindungen, Identifizierung und Bestimmung der Konzentrationen von Reaktionsprodukten, Atmosphärenforschung im Weltraum, Beschichtungsforschung [81, 90, 91, 92, 93, 94, 95, 96, 97, 98, 99, 100, 101]) leidet sie unter dem Nachteil, daß die Reproduzierbarkeit der Spektren von vielen verschiedenen und schwer kontrollierbaren Faktoren (Gerätetyp, Einlaßsystem, Arbeitsparameter der Ionenquelle, Probeneinlaßwege, Vakuumqualität) abhängig ist. Aus diesem Grund wird in der vorliegenden Arbeit ein besonderer Wert auf die Reproduzierbarkeit und Qualität der Experimente durch die Beständigkeit der variablen Faktoren gelegt. An dieser Stelle ist zu bemerken, daß im Vergleich zu den vorher im IRS durchgeführten Arbeiten aufgrund der neuen Einlaßsysteme und -geometrien und Arbeitsbedingungen neue Ergebnisse erwartet werden.

Von allen Arten von Massenspektrometern ist das Quadrupolmassenspektrometer als ein besonders kompaktes, kleines und relativ leicht bedienbares Gerät am besten für den Einbau in den Plasmawindkanal geeignet. In dieser Arbeit wird ein Quadrupolmassenspektrometer von Quadrupol Ltd. verwendet. Das Massenspektrometer (Abbildung 3.3) besteht aus folgenden Elementen [102]:

- Einlaßöffnung
- Ionenquelle: Ionisierung der Neutralteilchen durch Stoß mit in der Ionenquelle durch Thermoemission erzeugten Elektronen
- Quadrupolmassenfilter: Filterung der in der Ionenquelle erzeugten Ionen durch Kombination von Konstant- und Wechselspannungen
- Detektor: Detektion der separierten Ionen



Abbildung 3.3: Massenspektrometer

Das System ist mit der Steuerungselektronik und dem Computer verbunden, was erlaubt, die Ergebnisse während der Versuche in Echtzeit zu verfolgen und zu begutachten.

Das Auflösungsvermögen des Spektrometers läßt sich so einstellen, daß benachbarte ganzzahlige Massen voneinander getrennt aufgelöst werden können. Das bedeutet, daß der Nachweis von geringfügig sich in ihren Massen unterscheidenden Spezies (wie z. B. bei 28 amu mit N_2 (28,0061 amu), CO (27,9949 amu), Si (27,9769 amu) oder bei 44 amu mit CO_2 (43,9898 amu), SiO (43,9718 amu)) sehr schwierig ist. Die bekannten Trennungsmethoden für die genaue Bestimmung der Spezies wie die Unterscheidung der Ionisierungsenergien bei verschiedenen Molekülen oder die Bruchstückverteilung sind in dieser Arbeit aus folgenden Gründen nicht geeignet:

- Um den Unterschied der Ionisierungsenergien bei verschiedenen Spezies zu benutzen, müssen die Elektronen in der Ionenquelle eine minimale Energie haben. Bei den oben

genannten Molekülen liegt die Verteilung der Energien zwischen 8 eV und 16 eV [53, 54]. Die Praxis zeigt aber, daß solche Energien nicht ausreichen, um ein Gasspektrum zu erzeugen oder präzise eine Spezies von einer anderen zu unterscheiden. Dies liegt an den technischen Arbeitsmöglichkeiten des Gerätes, insbesondere an seinen relativ einfachen Filter- und Detektorbauteilen, die die nicht sehr hohe Auflösung bedingen.

- Die Bruchstückmethode wird grundsätzlich und ausschließlich für den Nachweis und die Strukturanalyse langer organischer Kettenverbindungen verwendet. Daß die Bruchstückmethode bei PWK-Experimenten nicht zielführend ist, wurde zudem in der Arbeit von Dabalà [32] nachgewiesen.

Für die Lösung dieses Problems wird hier die analytische Methode des Ausschließens durch Vergleich verwendet. Mehr über diese Methode ist in Kapitel 4 beschrieben.

Da sich Teilchenverluste in den einzelnen Teilen des Spektrometers ergeben, werden die Spektren mit der Hilfe einer vom Massenspektrometerhersteller gegebenen Korrekturfunktion (Abbildung 3.4) korrigiert.

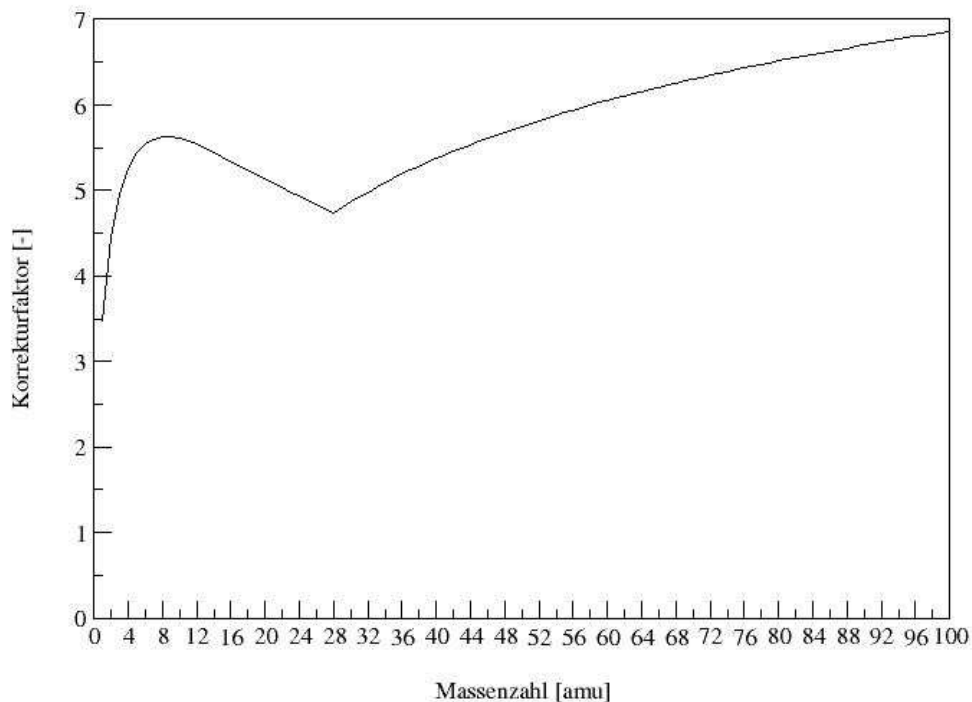


Abbildung 3.4: Korrekturfunktion

Das Massenspektrometer ist axialsymmetrisch in einem evakuierten Edelstahlgehäuse untergebracht, der sogenannten 2. Vakuumstufe (oder auch 2. Stufe), an deren Frontende sich ein kegelförmiger Skimmer mit einer $1\ \mu\text{m}$ großen Einlaßbohrung befindet.

Der maximal erlaubte Arbeitsdruck des Spektrometers liegt bei 0,001 Pa. Daher ist der Staudruck bei der Analyse hochenthalper Strömungen begrenzt. Um bei höheren Staudrücken arbeiten zu können, wird vor der 2. Stufe ein weiteres evakuiertes Volumen, das als 1. Vakuumstufe (oder auch 1. Stufe) bezeichnet wird, geschaffen. Durch dieses Volumen wird das Vakuum vor der 2. Stufe auf maximal 0,1 Pa reduziert, sodaß höhere Staudrücke bei Tests ermöglicht werden.

Die 1. Stufe muß gleichzeitig als Einlaßsystem dienen. Dieses Einlaßsystem wurde in Rahmen der vorliegenden Arbeit neu entwickelt und getestet. Es soll folgende Bedingungen erfüllen [103]:

- Minimale Störung der Strömung
- Hohe Temperaturbelastbarkeit
- Einfache Fertigung
- Minimale Herstellungs- und Betriebskosten
- Kompatibilität mit dem standardisierten europäischen Probenkopf
- Einfache Installation

Wie in Kapitel 1 bereits erwähnt wurde, ist die am wenigsten störende und damit aerodynamisch beste Geometrie für das Einlaßsystem ein Konus. Dies wurde auch durch Computersimulationen von [33] bestätigt. In einem daraus abgeleiteten, ersten Entwurf wurde der Einlaßkopf als ein einziges Bauteil konzipiert. Die Kühlung sollte durch auf der Oberfläche gefräste und übergalvanisierte Kanäle realisiert werden. Um Probenuntersuchungen durchführen zu können, hätte ein weiterer Einlaßkopf gefertigt werden müssen, damit die zugehörige Probenhalterung bei Freistrahltests die Strömung nicht stark beeinflusst hätte.

In Rahmen dieser Arbeit wurde eine trennbare, modulare Konstruktion des Einlaßkopfes aus mehreren Bauteilen vorgeschlagen und realisiert. Aufgrund der hohen thermischen Belastungen und der benötigten guten Wärmeleitfähigkeit wurde als Rohmaterial Kupfer ausgewählt. Weitere Vorteile des Kupfers sind seine leichte mechanische Bearbeitbarkeit und der geringe Anschaffungspreis.

Der Hauptteil des Einlaßsystems (Abbildung 3.5, orange gefärbter Körper) wird mit Hilfe von Schrauben inklusive des Wasserverteilerings (Abbildung 3.5, hellgrün gefärbter Körper) mit dem an das Edelstahlgehäuse geschweißten Halterring (Abbildung 3.5, grauer T-förmiger Körper) verschraubt. Der Halterring enthält einen Vakuumanschluß und Zu- und Ablaufwasseranschlüsse. Im Wasserverteilering wird das Hochdruckkühlwasser durch einen Trennring (Abbildung 3.5, fliedergefärbter Körper) in die gebohrten Zu- und Ablaufkanäle des Hauptkörpers geleitet. Vorne wird die durch einen ringförmigen Wasserkanal gekühlte Konusspitze (Abbildung 3.5, gelber Konus) aufgeschraubt. Die Einlaßbohrung an der Konusspitze beträgt 0,4 mm. In dieser Konfiguration ist der Einlaßkopf für Messungen im Freistrahlg geeignet.

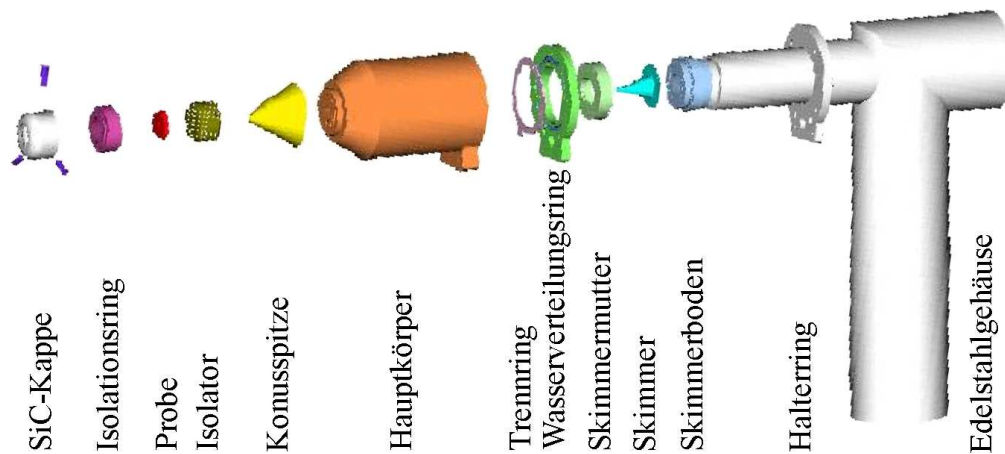


Abbildung 3.5: Komponenten des Einlaßsystems für das Massenspektrometer

Um Materialien testen zu können, ist vor dem Konus eine Probe zu positionieren. Dafür wird eine andere Konusspitze mit drei zusätzlichen radialen Bohrungen für den Probenhalter aufgeschraubt. Als Probenhalter dient eine im IRS entwickelte, standardisierte europäische *SiC*-Kappe, die lediglich für die Anpassung an die Konusgeometrie im hinteren Bereich modifiziert ist. Damit der gekühlte Kupferkonus von der Kappe thermisch isoliert wird, ist eine Isolationsbauteil aus Kapyrok in die Kappe eingebaut. Zweite Aufgabe dieses Isolationsbauteils ist, Materialproben rechtwinklig zur Symmetrieachse vor dem Konus zu fixieren.

Die Kappe mit dem Isolator und der Probe wird mit drei Stiften aus *SiC*, die in die drei Bohrungen auf der Konusspitze gesteckt werden, montiert. Um einen aerodynamisch besseren Übergang von der Kappe zum Konus zu erzielen, wird ein Isolationsring aus Kapyrok (Abbildung 3.5, rosafarbiger Ring) hinter der Kappe eingebaut.

Der Einlaßkopf (1. Vakuumstufe) wird durch einen metallischen Vakuumschlauch auf der Innenseite des Versuchstanks mit einem Flansch verbunden. Außen wird ein Pumpenturm mit einem weiteren Vakuumschlauch angeflanscht. Dieser Pumpenturm besteht aus miteinander verbundenen Turbomolekular- und Rotationspumpen.

Die 1. Stufe ist durch den Skimmer (Abbildung 3.5, azurblauer Konus) von der 2. Vakuumstufe (das Massenspektrometer im Edelstahlgehäuse) getrennt. An das Edelstahlgehäuse wird eine Turbomolekularpumpe direkt von unten mittels eines C-Flansches geschraubt. Dadurch wird das zu evakuierende Volumen und als Folge die Abpumpzeit reduziert. Die Turbomolekularpumpe ist durch einen Hochvakuummetallschlauch mit dem Flansch auf der Tankinnenseite verbunden, der seinerseits auf der Tankaußenseite an eine Rotationspumpe angeschlossen ist. Das Vakuum der beiden Stufen wird mit Hilfe von zwei Druckmeßdosen kontrolliert. In der 1. Stufe wird die Meßdose mit einem T-Stück direkt an den Vakuuman schluß geklemmt. Die Druckmessdose der 2. Stufe wird durch einen K-Flansch an das vertikale Rohrstück des Edelstahlgehäuses montiert.

Um die Installation der gesamten Konstruktion zu erleichtern, wird das Edelstahlgehäuse in einen Aluminiumtragrahmen eingebaut. Dieser Rahmen wird im PWK3 direkt mit dem Achsentisch verschraubt. Im PWK2 wird er durch vier Laschen mit dem Achsentisch verbunden (Abbildung 3.6). Diese einfache, aber stabile Neukonstruktion der Halterung erlaubt aufgrund der geeigneten Auslegung von Passungen eine Präzision von $\pm 0,5$ mm bei der Positionierung der Einlaßbohrung und von $0,5$ Grad für die Parallelität von Spektrometerachse und Generatorachse. Diese Präzision bleibt von der Generatoraustrittsfläche bis 500 mm weit weg vom Generator erhalten (Abbildung 3.7), auch nach zahlreichen Fahrbewegungen der Konstruktion beim Experiment.

Um unkontrollierte Entladungen und Kurzschlüsse unter Vakuumbedingungen während der Messungen zu unterbinden, werden alle elektrischen Verbindungen zum Spektrometer in einem Hochdruckmetallschlauch unter Atmosphärendruck nach außen geführt.

Um die gesamte Konstruktion vor Zerstörung durch die hochenthalpen Strömungen zu schützen, wird sie vollständig mit Kühlblechen aus wassergekühltem Kupfer abgedeckt. Durch die innovative Verwendung standardisierter Hydraulikbauteile und geeigneterer Löt- und Schweißmaterialien bei der Fertigung der Kühlbleche wurde der Herstellungsprozess von bisher 10 Manntagen auf 2 Manntage reduziert.

Die Abbildungen 3.6 und 3.8 zeigen als Beispiele verschiedene Etappen bei der Installation des Versuchsaufbaus im PWK2 und im PWK3.

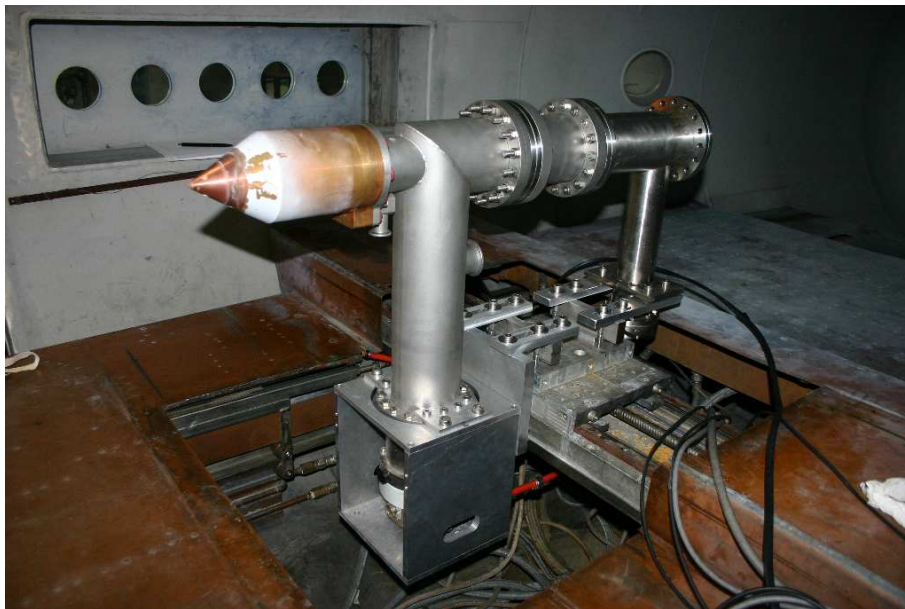


Abbildung 3.6: Versuchsaufbau zur Freistrahluuntersuchung im PWK2

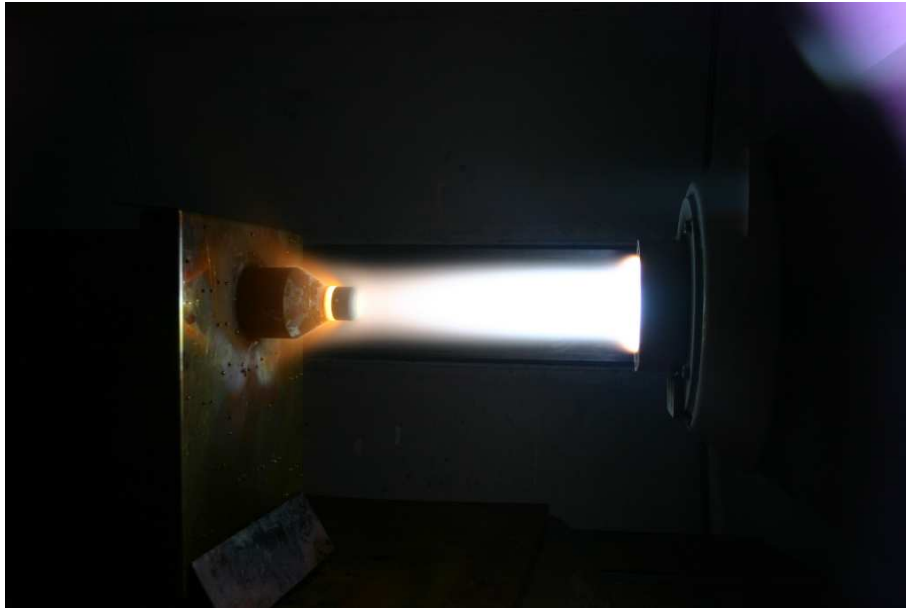


Abbildung 3.7: Konstruktion beim Test im PWK2, $x = 400 \text{ mm}$, $y = 0 \text{ mm}$

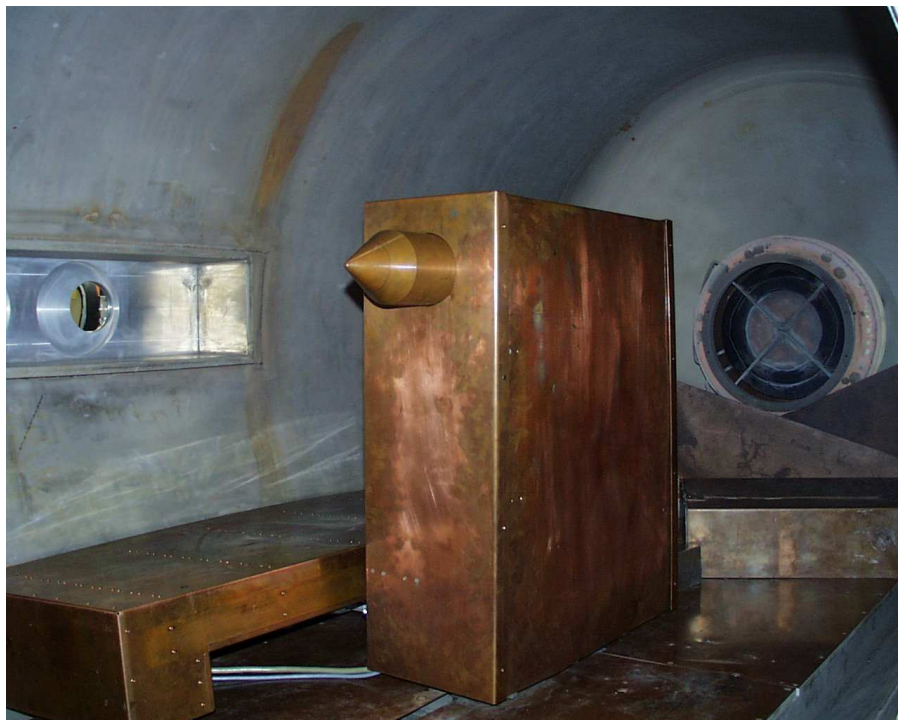


Abbildung 3.8: Versuchsaufbau zur Freistrahluuntersuchung im PWK3

3.4 Numerische Verfahren

Für die Auswertung und Interpretation massenspektrometrischer Meßdaten werden Strömungsparameter wie Druck, Temperatur, Geschwindigkeit, Teilchendichte und –zusammensetzung sowohl im Generator als auch im Freistrahls im Windkanal benötigt.

Eine gute Approximation dieser Parameter liefern numerische Computersimulationen. Für die Berechnung der Strömung innerhalb der Generatoren wird der im IRS von Sleziona entwickelte ARCHE–Code [26] verwendet. Der ARCHE–Code berechnet den Freistrahls allerding nur in Generatornähe. Aus diesem Grund wird das kommerzielle Programm DSMC (Direct Simulation Monte Carlo) von Bird [104] für die Freistrahlsimulationen verwendet.

3.4.1 ARCHE

Der ARCHE–Code wurde im IRS in den 90er Jahren entwickelt. Die Aufgabe des Codes ist die numerische Simulation von Plasmaströmungen in Generatoren und Plasmatriebwerken zur Unterstützung von Experimenten. Die physikalische Beschreibung basiert auf einem Zweiflüssigkeitsmodell aus Elektronen und Schwerteilchen, wobei unter Schwerteilchen sowohl geladene Ionen als auch neutrale Atome und Moleküle verstanden werden.

Folgende Annahmen sind für die Modellierung getroffen [26]:

- Kontinuumsströmung im gesamten Berechnungsgebiet
- Stationarität der Strömungszustände
- Rotationssymmetrie von Strömung und elektrischer Entladung
- Vernachlässigbarkeit von Strahlung
- Nichtgleichgewicht der chemischen und der Ionisationsreaktionen
- Teilionisation und Quasineutralität des Plasmas
- Thermisches Nichtgleichgewicht von Elektronen und Schwerteilchen
- Elektrischer Stromtransport im Plasma nur durch die Elektronen aufgrund der hohen Mobilität
- Übertragung der eingekoppelten Energie von den Elektronen zu den Schwerteilchen durch elastische Stöße
- Vernachlässigbarkeit des Impulses der Elektronen aufgrund der geringen Elektronenmasse
- Idealgasverhalten aller Fluidkomponenten

Zur Berechnung der Schwerteilchenströmung werden Bilanzgleichungen für die Gesamtmasse (3.1), die Teilchendichten der Einzelkomponenten (3.2), den Impuls (3.3) und die Energie (3.4) gelöst [26]. Gleichung (3.1) beschreibt die zeitliche und räumliche Änderung

der Dichte. In der Gleichung (3.2) ist die zeitliche und räumliche Änderung der Teilchendichte der einzelnen Komponenten unter Berücksichtigung von Reaktionen formuliert. Gleichung (3.3) stellt die zeitliche Änderung des Gesamtimpulses unter Berücksichtigung von Druckkräften, Viskosität und Beschleunigung unter dem Einfluß der Lorentz-Kraft dar.

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n_\nu + \nabla \cdot (n_\nu \vec{v}) = \omega_\nu + \nabla \cdot (n_\nu D_\nu \nabla \psi_\nu), \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{v} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = \nabla \cdot (-p\vec{I} + \vec{\tau}) + \vec{j} \times \vec{B}, \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} e_s + \nabla \cdot (H\vec{v}) &= \nabla \cdot (\vec{\tau}\vec{v}) + \nabla \cdot (\lambda\nabla T) + \sum_s \nabla \cdot (\lambda_{osc,s} \nabla T_{osc,s}) + \\ &+ \sum_\nu \nabla \cdot (H_\nu D_\nu \nabla \psi_\nu) + \vec{v} \cdot (\vec{j} \times \vec{B}) + \sum_\nu n_\nu n_e \alpha_{e\nu} (T - T_e). \end{aligned} \quad (3.4)$$

In der Energieerhaltungsgleichung (3.4) bedeuten die Terme:

- $\frac{\partial}{\partial t} e_s$ – zeitliche Änderung der volumenspezifischen Schwerteilchenenergie e_s ,
- $\nabla \cdot (H\vec{v})$ – Konvektion der Gesamtenthalpie der Schwerteilchen $H = e_s + p$,
- $\nabla \cdot (\vec{\tau}\vec{v})$ – Arbeit der Schubspannungen,
- $\nabla \cdot (\lambda\nabla T)$ – Wärmetransport der Schwerteilchen,
- $\sum_s \nabla \cdot (\lambda_{osc,s} \nabla T_{osc,s})$ – Wärmestrom durch den Transport von Schwingungsenergie,
- $\sum_\nu \nabla \cdot (H_\nu D_\nu \nabla \psi_\nu)$ – Enthalpietransport infolge der Diffusion der Einzelkomponenten,
- $\vec{v} \cdot (\vec{j} \times \vec{B})$ – durch die Lorentz-Kraft eingekoppelte Leistung,
- $\sum_\nu n_\nu n_e \alpha_{e\nu} (T - T_e)$ – Wärmeübergang zwischen Elektronen und Schwerteilchen durch elastische Stöße.

Um in der Energiegleichung die Schwingungen der Moleküle miteinzubeziehen, wird die Schwingungsenergieerhaltungsgleichung (3.5) gelöst. Dabei werden nur die elektrisch neutralen Moleküle berücksichtigt und die ionisierten Moleküle aufgrund zu geringer Konzentration vernachlässigt:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} E_{osc,s} + \nabla \cdot (E_{osc,s} \vec{v}) &= \nabla \cdot (\lambda_{osc,s} \nabla T_{osc,s}) + \nabla \cdot (E_{osc,s} D_s \nabla \psi_s) + \omega_s \widehat{D}_s + \\
&+ \frac{E_{osc,s}(T_{s,osc}) - E_{osc,s}(T_{osc,s})}{\tau_{osc-osc}} + \frac{E_{osc,s}(T) - E_{osc,s}(T_{osc,s})}{\tau_{s-osc}} + \\
&+ \frac{M_s}{M_e} \frac{E_{osc,s}(T_e) - E_{osc,s}(T_{osc,s})}{\tau_{e-osc}}.
\end{aligned} \tag{3.5}$$

In der Schwingungsenergieerhaltungsgleichung (3.5) bedeuten die Terme:

- $\frac{\partial}{\partial t} E_{osc,s}$ – zeitliche Änderung der volumenspezifischen Schwingungsenergie der neutralen Moleküle,
- $\nabla \cdot (E_{osc,s} \cdot \vec{v})$ – konvektiver Transport der volumenspezifischen Schwingungsenergie der neutralen Moleküle,
- $\nabla \cdot (\lambda_{osc,s} \nabla T_{osc,s})$ – Wärmetransport der Schwingungsenergie,
- $\nabla E_{osc,s} D_s \nabla \psi_s$ – Diffusionstransport der Schwingungsenergie,
- $\omega_s \widehat{D}_s$ – Ab- und Zufuhr der Schwingungsenergie durch chemische Reaktionen,
- $\frac{E_{osc,s}(T_{s,osc}) - E_{osc,s}(T_{osc,s})}{\tau_{osc-osc}}$ – Kopplung der Schwingungsenergie zur Schwingungsenergie anderer Moleküle,
- $\frac{E_{osc,s}(T) - E_{osc,s}(T_{osc,s})}{\tau_{s-osc}}$ – Kopplung der Schwingungsenergie zur Translationsenergie der Schwerteilchen,
- $\frac{M_s}{M_e} \frac{E_{osc,s}(T_e) - E_{osc,s}(T_{osc,s})}{\tau_{e-osc}}$ – Kopplung der Schwingungsenergie zur Elektronenenergie.

Da der Sauerstoff in der Plasmaquelle RD5 im Überschallbereich hinter dem Düsenhals in den heißen Stickstoff eingeblasen wird, vermischen sich die beiden Gase, wobei Turbulenz aufgrund von großen Geschwindigkeitsgradienten entstehen kann. Um dies zu berücksichtigen, wird die Turbulenzerhaltungsgleichung (3.6) gelöst:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} (\rho \nu R_T) + \nabla \cdot (\rho \nu R_T \vec{v}) &= \rho (C_{\epsilon 2} f_2 - C_{\epsilon 1}) \sqrt{(\nu R_T) P''} + \rho \left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \nabla^2 (\nu R_T) - \\
&- \rho \nabla \nu_T \cdot \nabla \left(\frac{\nu R_T}{\sigma_\epsilon} \right).
\end{aligned} \tag{3.6}$$

In der Turbulenzerhaltungsgleichung (3.6) bedeuten die Terme:

- $\frac{\partial}{\partial t} (\rho \nu R_T)$ – zeitliche Änderung der Turbulenzgröße $\rho \nu R_T$,
- $\nabla \cdot (\rho \nu R_T \vec{v})$ – konvektiver Transport der Turbulenz,
- $\rho(C_{\varepsilon 2} f_2 - C_{\varepsilon 1}) \sqrt{(\nu R_T) P''}$ – Erzeugung der Turbulenz durch Geschwindigkeitsgradienten,
- $\rho(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon}) \nabla^2 (\nu R_T) - \rho \nabla \nu_T \cdot \nabla (\frac{\nu R_T}{\sigma_\varepsilon})$ – Vernichtung der Turbulenz durch diffusive Prozesse.

Dabei sind $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$ und σ_ε die Schließungskoeffizienten, P'' die Turbulenzproduktion und f_2 die Nah-Wand-Funktion des sogenannten Turbulenz-Eingleichungsmodells.

Da die Elektronen aufgrund ihrer hohen Mobilität den Strom im Plasma tragen und damit die Energieeinkopplung primär ins Elektronengas erfolgt, da die Schwerteilchen erst durch Stöße mit den Elektronen geheizt werden, und da ihre Temperatur im allgemeinen von der Schwerteilchentemperatur abweichen kann, muß die Elektronenenergieerhaltungsgleichung (3.7) gelöst werden [105]:

$$\frac{\vec{j}^2}{\sigma} - \sum_{\nu} n_{\nu} n_e \alpha_{e\nu} (T_e - T) - \epsilon_{ion} \nabla \cdot (n_e \vec{v}) + p_e \nabla \cdot \vec{v} + \nabla \cdot \left(\lambda_e \nabla T_e + \frac{5}{2} \frac{k}{e} T_e \vec{j} \right) = 0. \quad (3.7)$$

In der Elektronenenergieerhaltungsgleichung (3.7) bedeuten die Terme:

- $\frac{\vec{j}^2}{\sigma}$ – vom Strom dem Elektronengas durch Widerstandsheizung zugefügte thermische Leistung,
- $\sum_{\nu} n_{\nu} n_e \alpha_{e\nu} (T_e - T)$ – Wärmeübergang zwischen Elektronen und Schwerteilchen,
- $\epsilon_{ion} \nabla \cdot (n_e \vec{v})$ – Energieaustausch zwischen Elektronen und Schwerteilchen durch Ionisierung oder Rekombination,
- $p_e \nabla \cdot \vec{v}$ – Volumenarbeit des Elektronengases,
- $\nabla \cdot (\lambda_e \nabla T_e)$ – Wärmetransport der Elektronen,
- $\nabla \cdot \left(\frac{5}{2} \frac{k}{e} T_e \vec{j} \right)$ – konvektiver Enthalpietransport durch die Bewegung der Elektronen infolge des elektrischen Stromtransportes.

Wie die Elektronenenergiegleichung wird auch die Lichtbogenentladung stationär angesetzt. Sie wird aus den Maxwell-Gleichungen und dem Ohmschen Gesetz für Plasmen abgeleitet. Die elektromagnetischen Prozesse in dem MPD-Generator RD5 werden in der

Lichtbogenentladungsgleichung (3.8) unter Berücksichtigung der Axialsymmetrie formuliert. Dabei sind $\Psi = B_\theta r$ die Stromfunktion, B_θ die azimutale magnetische Induktion und σ die elektrische Leitfähigkeit. β ist definiert als $1/(en_e)$.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \frac{\partial \Psi}{\partial r} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial r} - \frac{\sigma \Psi}{r} \frac{\partial \beta}{\partial z} + \sigma \mu_0 v_r \right) - \\ - \frac{\partial \Psi}{\partial z} \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial z} + \frac{\sigma \Psi}{r} \frac{\partial \beta}{\partial r} - \frac{2\sigma \beta \Psi}{r^2} + \mu_0 \sigma v_z \right) - \\ - \sigma \mu_0 \Psi \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} - \frac{v_r}{r} \right). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Die Lösung der Gleichung ergibt die Stromlinien, die ihrerseits die Bahnlinien der Elektronen darstellen. Daher ist der Strom zwischen zwei benachbarten Stromlinien konstant.

Im Unterschied zur Lichtbogenentladung sind bei der Hochfrequenzentladung oszillierende elektromagnetische Felder zu betrachten. Dabei haben das elektrische Feld eine azimutale Komponente und das magnetische Feld axiale und radiale Komponenten. Die physikalischen Prozesse werden durch eine elliptische Entladungsgleichung für das komplexe Vektorpotential A dargestellt. Dies führt auf die zwei Gleichungen (3.9) und (3.10) mit dem Realteil A_{re} und dem Imaginärteil A_{im} des Vektorpotentials A , wobei ω die Kreisfrequenz ist:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A_{re}}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_{re}}{\partial r} \right) - \frac{A_{re}}{r^2} + \mu_0 \sigma \omega A_{im} - \\ - \mu_0 \sigma \left(v \frac{\partial A_{re}}{\partial r} + \frac{u}{r} A_{re} + u \frac{\partial A_{re}}{\partial r} \right) \frac{\omega^2}{c^2} A_{re} = 0, \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A_{im}}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_{im}}{\partial r} \right) - \frac{A_{im}}{r^2} - \mu_0 \sigma \omega A_{re} - \\ - \mu_0 \sigma \left(v \frac{\partial A_{re}}{\partial r} + \frac{u}{r} A_{re} + u \frac{\partial A_{re}}{\partial r} \right) \frac{\omega^2}{c^2} A_{re} = 0. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Als Reaktionsmodell für hochenthalpe Luft ist das von Park entwickelte Modell [8] in ARCHE implementiert. Die Teilreaktionen sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Die Formeln für die Vorwärts- und Rückwärtsreaktionen unter Annahme detaillierten Gleichgewichts, die Modellierung der Transportkoeffizienten, die Berechnung der Plasma-Wand-Wechselwirkung mit Hilfe von Elektrodenmodellen und die Anfangs- und Randbedingungen und der zur Lösung der Gleichungen eingesetzte, gemischte Finite Volumen-/Finite Differenzen-Algorithmus sind im Detail in der Arbeit von Sleziona [26] beschrieben.

Tabelle 3.1: Reaktionsmodell für Luft

Sauerstoffdissoziation	Stickstoffdissoziation
$O_2 + O_2 \leftrightarrow O + O + O_2$	$N_2 + O_2 \leftrightarrow N + N + O_2$
$O_2 + NO \leftrightarrow O + O + NO$	$N_2 + NO \leftrightarrow N + N + NO$
$O_2 + N_2 \leftrightarrow O + O + N_2$	$N_2 + N_2 \leftrightarrow N + N + N_2$
$O_2 + O \leftrightarrow O + O + O$	$N_2 + O \leftrightarrow N + N + O$
$O_2 + N \leftrightarrow O + O + N$	$N_2 + N \leftrightarrow N + N + N$
$O_2 + O_2^+ \leftrightarrow O + O + O_2^+$	$N_2 + O_2^+ \leftrightarrow N + N + O_2^+$
$O_2 + NO^+ \leftrightarrow O + O + NO^+$	$N_2 + NO^+ \leftrightarrow N + N + NO^+$
$O_2 + N_2^+ \leftrightarrow O + O + N_2^+$	$N_2 + N_2^+ \leftrightarrow N + N + N_2^+$
$O_2 + O^+ \leftrightarrow O + O + O^+$	$N_2 + O^+ \leftrightarrow N + N + O^+$
$O_2 + N^+ \leftrightarrow O + O + N^+$	$N_2 + N^+ \leftrightarrow N + N + N^+$
$O_2 + e^- \leftrightarrow O + O + e^-$	$N_2 + e^- \leftrightarrow N + N + e^-$
Stickstoffmonoxidissoziation	Ladungsaustauschreaktionen
$NO + N_2 \leftrightarrow N + O + N_2$	$NO^+ + O \leftrightarrow N^+ + O_2$
$NO + N \leftrightarrow N + O + N$	$O_2^+ + N \leftrightarrow N^+ + O_2$
$NO + NO \leftrightarrow N + O + NO$	$NO + O^+ \leftrightarrow N^+ + O_2$
$NO + O_2 \leftrightarrow N + O + O_2$	$O_2^+ + N_2 \leftrightarrow N_2^+ + O_2$
$NO + O \leftrightarrow N + O + O$	$NO^+ + N \leftrightarrow O^+ + N_2$
$NO + N_2^+ \leftrightarrow N + O + N_2^+$	$NO^+ + O_2 \leftrightarrow O_2^+ + NO$
$NO + N^+ \leftrightarrow N + O + N^+$	$NO^+ + O \leftrightarrow O_2^+ + N$
$NO + NO^+ \leftrightarrow N + O + NO^+$	$N_2 + O^+ \leftrightarrow O + N_2^+$
$NO + O_2^+ \leftrightarrow N + O + O_2^+$	$NO^+ + N \leftrightarrow N_2^+ + O$
$NO + O^+ \leftrightarrow N + O + O^+$	$O_2^+ + O \leftrightarrow O^+ + O_2$
$NO + e^- \leftrightarrow N + O + e^-$	$N^+ + N_2 \leftrightarrow N_2^+ + N$
NO-Austauschreaktionen	Elektronenstoßionisation
$N_2 + O \leftrightarrow N + NO$	$O + e^- \leftrightarrow O^+ + e^- + e^-$
$NO + O \leftrightarrow N + O_2$	$N + e^- \leftrightarrow N^+ + e^- + e^-$
Assoziative Ionisation	
$N + O \leftrightarrow NO^+ + e^-$	
$N + N \leftrightarrow N_2^+ + e^-$	
$O + O \leftrightarrow O_2^+ + e^-$	

3.4.2 DSMC

Fasoulas zeigt in [22], daß die Knudsenzahlen im PWK zwischen 10^{-3} und 10^{-1} und damit im Übergangsbereich liegen, sodaß für die Berechnung von Strömungen im PWK die Anwendung einer auf gaskinetischen Prinzipien basierenden Alternative zu Kontinuumsverfahren ratsam ist. Ein geeignetes Verfahren ist die Direct Simulation Monte Carlo (DSMC)–Methode, die Ende der 60er Jahre von Bird entwickelt wurde und bis heute als kommerzielles Programmpaket weiter verbessert und aktualisiert wird. Die Aufgabe des Codes ist, eine Realgasströmung im thermischen und chemischen Nichtgleichgewicht zu simulieren. Gleichzeitig erlaubt das Programm, die Wechselwirkung zwischen Gas und Oberflächen von Festkörpern zu berechnen.

Besonders geeignet ist die DSMC–Methode für diejenigen Strömungsprozesse, bei denen die makroskopische Geschwindigkeit im Größenordnungsbereich der Molekülgeschwindigkeit liegt oder größer ist, also z. B. beim Wiedereintritt, bei dem die Luft verdünnt und die Mach–Zahl sehr groß ist.

Bei der DSMC–Modellierung sind folgende Annahmen getroffen:

- Axialsymmetrische Strömung
- Unterscheidung von Translations–, Rotations– und Schwingungstemperatur
- Kurze Dauer der Wechselwirkung beim Stoß
- Repräsentierung mehrerer Realgasmoleküle durch ein simuliertes Rechen–Molekül
- Betrachtung der Moleküle als starr–elastische Kugeln
- Keine Berücksichtigung von Ladungsträgern

Um Prozesse außerhalb des Kontinuumbereiches bestimmen zu können, werden Lösungen der Boltzmann–Gleichung (3.11) durch eine direkte, statistische Modellierung der molekularen Transport– und Stoßprozesse numerisch angenähert. Im Prinzip müßte auch die Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen als Coulomb–Wechselwirkung eingeführt und das Stoßintegral entsprechend gelöst werden. Ein Ansatz hierzu befindet sich in [106, 107]. Jedoch liegt keine Monte Carlo–Simulation für diese Wechselwirkung vor. Da im Moment nur der DSMC–Code von Bird die oben genannte Alternative darstellt, wird er in dieser Arbeit trotz der Einschränkung durch die Nichtberücksichtigung von Ladungsträgern benutzt.

Die Boltzmann–Gleichung ist eine Bilanzgleichung für die Teilchenerhaltung im Phasenraum, der aus dem dreidimensionalen Geschwindigkeitsraum und dem dreidimensionalen Ortsraum besteht:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \xi_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \sum_{i=1}^3 \frac{F_i}{m} \frac{\partial f}{\partial \xi_i} = \int_{\xi_1} \int_{A_C} (f' f'_1 - f f_1) g dA_C d\xi_1 . \quad (3.11)$$

Die linke Seite der Gleichung beschreibt den Transport, die rechte Seite die Kollisionen. Dabei stehen die Indizes $i = 1, 2, 3$ für die Komponenten in den x–, y– und z–Richtungen. In der Boltzmann–Gleichung (3.11) bedeuten die Terme:

- $\frac{\partial f}{\partial t}$ – zeitliche Änderung der beliebigen Verteilungsfunktion $f(\xi, r, t)$, bzw. zeitliche Änderung der Anzahl der Moleküle ΔN in dem betrachteten Phasenvolumen mit dem Geschwindigkeitsvektor ξ und dem Ortsvektor r ,
- $\sum_{i=1}^3 \xi_i \frac{\partial f}{\partial x_i}$ – konvektiver Transport aufgrund der räumlichen Änderung der Verteilungsfunktion und damit der Teilchenflüsse durch die Oberfläche des betrachteten Phasenvolumens,
- $\sum_{i=1}^3 \frac{F_i}{m} \frac{\partial f}{\partial \xi_i}$ – Änderung der Anzahl der Moleküle ΔN in dem betrachteten Phasenvolumen aufgrund der Wirkung äußerer Kräfte F ,
- $\int_{\xi_1} \int_{A_C} (f' f'_1 - f f_1) g dA_C d\xi_1$ – Änderung der Anzahl der Moleküle ΔN in dem betrachteten Phasenvolumen aufgrund von Kollisionen mit Molekülen aus anderen Phasenvolumina mit der Geschwindigkeit ξ_1 und der Nichtgleichgewichtsverteilung $f_1(\xi_1, r, t)$. Dabei sind ξ und ξ_1 die Geschwindigkeitsvektoren und $f(\xi, r, t)$ und $f_1(\xi_1, r, t)$ die Verteilungen vor dem Stoß. ξ' und ξ'_1 sind die Geschwindigkeitsvektoren und $f'(\xi, r, t)$ und $f'_1(\xi_1, r, t)$ die Verteilungen nach dem Stoß. $g = \xi - \xi_1$ ist die Relativgeschwindigkeit, A_C ist der Wirkungsquerschnitt. Das Integral $\int_{\xi_1} \int_{A_C} f' f'_1 g dA_C d\xi_1$ bedeutet die Gewinne der Moleküle und $\int_{\xi_1} \int_{A_C} f f_1 g dA_C d\xi_1$ die Verluste der Moleküle im Phasenvolumen.

Die makroskopischen Größen wie z. B. der Druck, die Geschwindigkeit, die Temperatur oder die Energie werden dann aus der Definitionsgleichung (3.12) für das Moment $M(r, t)$, die das Integral der Verteilungsfunktion f multipliziert mit einer geschwindigkeitsabhängigen Funktion $\Phi(\xi)$ über den Geschwindigkeitsraum ξ darstellt, ermittelt.

$$M(r, t) = \int_{\xi} \Phi(\xi) \cdot f(r, \xi, t) d\xi . \quad (3.12)$$

Der DSMC-Programmalgorithmus von Bird besteht aus zwei fundamentalen Prozessen: Transport und Kollision. Beim Transport bewegen sich die Rechen-Moleküle während des Zeitschritts δt entsprechend ihrer Geschwindigkeit über einen bestimmten Weg fort. Für die Berechnung der Kollisionen werden die Kollisionspartner in einer Rechenzelle zufällig ausgewählt, wobei die Auswahl auf möglichst nahe beieinander befindliche Moleküle beschränkt ist. Auch die Geschwindigkeitsrichtung nach der Kollision wird mittels Zufallszahlen festgelegt.

Als chemisches Modell für die Luft werden die in Tabelle 3.1 vorgestellten Reaktionen ohne Ladungsträger verwendet. Im Unterschied zum ARCHE-Code werden damit im DSMC-Code insbesondere freie Elektronen und die mit ihnen verbundenen thermophysikalischen und elektromagnetischen Prozesse nicht berücksichtigt.

Das DSMC-Programm erlaubt, eine individuell festlegbare Gaszusammensetzung zu simulieren. Als Anfangsbedingungen werden die Translationstemperatur, die Geschwindigkeit, die chemische Zusammensetzung und die Teilchendichten festgelegt. Wenn die Wechselwirkung der Strömung mit einer Oberfläche simuliert werden soll, müssen die Oberflächentemperatur und die Rekombinationskoeffizienten für jede Spezies angegeben werden, gleichzeitig müssen auch die entsprechenden chemischen Reaktionen in das chemische Modell eingetragen werden.

Bei der Kollision der Rechen-Moleküle mit reibungsfreien Wänden oder mit Symmetrieflächen werden diese spiegelnd reflektiert. Bei der diffusen Reflexion der Moleküle (Erfüllung der Haftbedingung) wird die Geschwindigkeitsrichtung per Zufallsgenerator festgelegt, dabei übernehmen die Moleküle die Wandtemperatur.

Weitere Details über das Rechenprogramm, insbesondere auch zur Ableitung mikroskopischer Reaktionsmechanismen aus Ratenkoeffizienten von Kontinuumsansätzen, befinden sich in dem Buch von Bird [104]. Formelle mathematisch-physikalische und numerische Prinzipien der Direct Simulation Monte Carlo-Methode werden – aufbauend auf der Arbeit von Bird – in [4, 80, 81, 108] vorgestellt. Eine kompakte Zusammenfassung über die Vorgehensweise bei der DSMC-Modellierung ist in [22] gegeben.

Kapitel 4

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die numerischen und die experimentellen Ergebnisse gemeinsam präsentiert und diskutiert. Dabei wird die dringende Notwendigkeit des engen Zusammenwirkens von Computermodellierung und Experiment aufgezeigt.

4.1 Wiedereintrittsumströmung einer Halbkugel

In Kapitel 1 wurden algebraische Formeln vorgestellt, mit denen es möglich ist, die Zustände in der Luft hinter dem Stoß beim Wiedereintritt zu charakterisieren. Die dazugehörigen Ergebnisse sind im Anhang aufgeführt. Um festzustellen, ob diese einfachen Berechnungen gute Abgeschätzungen liefern und eine plausible Aussagekraft haben, wurde der Wiedereintritt einer Halbkugel in die Erdatmosphäre mit dem Computer simuliert. In Anlehnung an die Vorgehensweise mit einem Kontinuumsverfahren in [28] wurde als umströmter Körper eine Halbkugel, die beispielsweise die Nase des Space Shuttle repräsentieren kann, mit dem effektiven Nasenradius $R_{eff} = 1,296 \text{ m}$ ausgewählt [80]. Es wurde der heißeste Punkt der Wiedereintrittstrajektorie des Space Shuttles, bei der ein Verdichtungsstoß vor der Nase entsteht, gerechnet. Die Anflugbedingungen für die Simulation sind in der Tabelle 4.1 dargestellt. Die Simulation wurde mittels der DSMC-Methode auf einem kartesischen Gitter mit der Maschenweite 7,5 mm durchgeführt, wobei die Rechenzeit mit 1,9 Millionen Rechenmolekülen 92 Stunden auf einem handelsüblichen PC (Pentium 3, 1,5 GHz) betrug.

Tabelle 4.1: Anflugdaten des Space Shuttle für die DSMC-Simulation [42, 43, 44]

Höhe, km	72,47
Atmosphärendruck, Pa	3,7861
Atmosphärentemperatur, K	214,0178
Atmosphärendichte, $kg \text{ m}^{-3}$	$6,1632 \cdot 10^{-5}$
Anfluggeschwindigkeit, $m \text{ s}^{-1}$	6999
Oberflächentemperatur, K	1689,93

Die Abbildung 4.1 stellt die Verteilung des statischen Gasdruckes hinter dem Stoß dar. Der statische Druck hat vor dem Verdichtungsstoß, der einen Abstand von 12 cm vor der Oberfläche hat, in der ruhenden Luft einen Wert von 3,8 Pa. Er erhöht sich hinter dem Verdichtungsstoß auf 2502 Pa in 8 cm Abstand von der Oberfläche. Bei der algebraischen Berechnung wurde ein statischer Gasdruck von $p_2 = 2305 \text{ Pa}$ berechnet, der damit 7,9 % unter dem Wert der DSMC-Simulation liegt.

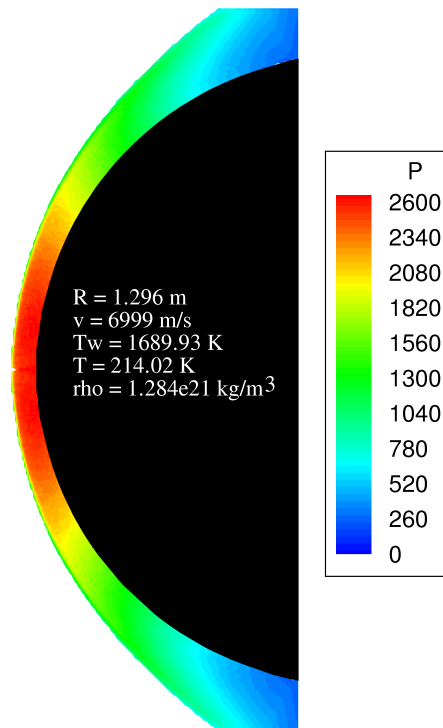


Abbildung 4.1: Gasdruck hinter dem Verdichtungsstoß bei der Umströmung einer Halbkugel bei Space Shuttle–Wiedereintrittsbedingungen in der Höhe 72,47 km (DSMC–Simulation)

Bei den algebraischen Berechnungen ist es möglich, die translatorische Temperatur des Gases zu ermitteln. Der Wert liegt bei 9248 K . Die numerische DSMC–Simulation erlaubt, den Verlauf sowohl der Translationstemperatur, als auch der Rotations– und Schwingungstemperaturen der Spezies zu berechnen. Die algebraisch berechnete Translationstemperatur entspricht der simulierten Translationstemperatur im Abstand von 8 cm von der Oberfläche. Die DSMC–Simulation berechnet darüberhinaus für das Gasgemisch an diesem Ort eine Rotationstemperatur von 9058 K und eine Schwingungstemperatur von 5078 K . Die Rotationstemperatur liegt nur knapp unter der Translationstemperatur, während die Schwingungstemperatur deutlich kleiner ist.

Durch den Verdichtungsstoß wird die Geschwindigkeit in der DSMC–Simulation auf 565 m s^{-1} im Abstand von 8 cm von der Oberfläche reduziert. Die algebraisch berechnete Geschwindigkeit des Gases hinter dem Stoß liegt bei 497 m s^{-1} . Die algebraischen Berechnungen ergeben im Abstand von 8 cm von der Oberfläche für die Teilchendichte $2,2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, die DSMC–Simulation berechnet hierfür $2,0 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$.

Die DSMC–Simulation liefert außerdem die Gaszusammensetzung hinter dem Verdichtungsstoß. Der Sauerstoff wird durch den Stoß vollständig dissoziiert, der Stickstoff nur teilweise. Der Molanteil des atomaren Stickstoffs im Abstand von 8 cm von der Oberfläche beträgt 39 %. Hinter dem Stoß entsteht ferner eine geringe Menge Stickoxid mit einem Molanteil von 1 %.

Beim Vergleich der algebraisch und der mittels DSMC berechneten Ergebnisse stellt man eine gute Übereinstimmung fest. Das heißt, daß es möglich ist, mit Hilfe der einfachen algebraischen Formeln bei definierter Anflugtrajektorie eines Raumfahrzeugs die wichtigsten Strömungsparameter wie Druck, Temperatur, Dichte und Geschwindigkeit vor der

Oberfläche sinnvoll abzuschätzen. Diese einfache Methode spart Zeit und Computerressourcen ein und ist auch beim Vorentwurf zweckdienlich. Allerdings ist diese Methode nicht zuverlässig genug, um endgültige, präzise Aussagen über die Strömungsparameter und die Oberflächenerwärmung beim Wiedereintritt einer komplexen Raumfahrzeugkonfiguration zu machen. Dafür sind umfangreichere Computersimulationen notwendig [109].

Reale Wiedereintrittsparameter wie die oben exemplarisch dargestellten Werte vor dem Verdichtungsstoß sind stationär unter Laborbedingungen nicht herstellbar. Um den Wiedereintrittsbedingungen im Plasmawindkanal nahezukommen, können der Staudruck vor der Materialprobe und die Strahlenthalpie ähnlich den Wiedereintrittsbedingungen eingestellt werden. Ob die Strömungsverhältnisse im Plasmawindkanal dabei den Bedingungen hinter dem Verdichtungsstoß ähneln, was eine noch größere Wirklichkeitsnähe bedeuten würde, ist im Einzelfall zu prüfen.

Für das bessere Verständnis der chemisch-physikalischen Wechselwirkungen von Oberfläche und Gas können die einzelnen chemischen Prozesse im Windkanal nachgestellt und analysiert werden. Dabei handelt es sich insbesondere um die Erforschung der Wechselwirkung von Materialoberflächen mit reinen atomaren Sauerstoff- oder/und Stickstoffströmungen.

4.2 Einstellung der Arbeitsparameter des Massenspektrometers

Bevor die regulären Tests mit dem Massenspektrometer durchgeführt werden, müssen das Massenspektrometer qualifiziert und die Arbeitsparameter ausgewählt werden. Als Qualifikation wird traditionell die Zunahme der Teilchenrate mit steigendem Druck überprüft. Tabelle 4.2 zeigt die Gesamtzahl der detektierten Teilchen in Abhängigkeit vom Druck bei Umgebungstemperatur. Als Testgas wurde Luft ausgewählt. Da die Elektronenenergie und der Emissionsstrom in der Ionenquelle bei solchen Tests keine Rolle spielen und nur konstant sein müssen, wurden die Werte auf 30 eV und 10 mA eingestellt. Die Teilchenraten von N_2 und O_2 nehmen mit dem Druck zu. Nur der Wert bei 600 Pa für O_2 liegt rund 6 % über dem zwischen 500 Pa und 700 Pa linear interpolierten Wert von 446286. Diese Abweichung liegt innerhalb der natürlichen Schwankungsbreite des Geräts.

Tabelle 4.2: Gesamtteilchenrate in Abhängigkeit vom Druck

Druck, Pa	N_2	O_2	Druck, Pa	N_2	O_2
2	72747	1994	600	2566758	480554
100	496150	107172	700	2589783	465685
200	982601	213008	800	2631577	479541
300	1465455	294336	900	3052213	582195
400	1841266	373688	1000	3222155	610372
500	2310580	426887	–	–	–

Nach dieser Qualifikation wird die endgültige Elektronenenergie experimentell ausgewählt. Beim Test wurde als Arbeitsgas trockene Luft bei Umgebungstemperatur verwendet, der Arbeitsdruck wurde auf 20 Pa eingestellt. Der Emissionsstrom betrug 5 mA. Die Elektronenenergie wurde von 70 eV schrittweise abgesenkt.

Mit sinkender Elektronenenergie sinken die Teilchenraten. Unterhalb einer Elektronenenergie von 25 eV werden bei dem gegebenen Umgebungsdruck nur noch wenig Teilchen detektiert, sodaß die Teilchenraten keine Aussagekraft haben. Bei mehr als 30 eV Elektronenenergie werden aus den Stickstoff- und Sauerstoffmolekülen durch Elektronenstoß-Dissoziation in der Ionenquelle zu viele Atome erzeugt, was bei Versuchen zu falschen Interpretationen von physikalischen und chemischen Prozessen führen kann. Dies wurde auch in der Arbeit von Stöckle [33] erkannt. Stöckle hat ebenfalls bei Elektronenenergien deutlich unterhalb des Energiebereiches von 70 – 100 eV, in dem die differentielle Ionisierung und damit die Teilchenausbeute ein Maximum haben, gemessen, um die Dissoziation innerhalb der Ionenquelle zu minimieren.

Durch die Auswahl von schneller oder langsamer Abtastzeit kann man die für ein Experiment benötigte Zeit reduzieren (dies wird benutzt bei Tests mit besonders aggressiven Bedingungen) oder verlängern. Da die Teilchenrate bei der schnellen Abtastzeit kleiner als bei der langsamen ist, kann der Emissionsstrom beim Experiment erhöht werden, wodurch der Teilchenverlust kompensiert wird.

Die bei den Tests in den PWKs eingestellten Arbeitsparameter des Massenspektrometers sind in der Tabelle 4.3 aufgeführt. Da als Arbeitsgas bei den Tests im PWK3 reiner Sauerstoff verwendet wurde, wurde die schnelle Abtastzeit mit höherer Elektronenenergie und höherem Emissionsstrom ausgewählt. Durch die Erhöhung der genannten Parameter wurde die Gesamtarbeitszeit im PWK gekürzt (durchschnittlich 2 Stunden in Stickstoff-/Stickstoff- Sauerstoffatmosphäre gegen 1 Stunde im reinen Sauerstoff). Dies wurde gemacht, um die gesamte Konstruktion vor dem aggressiven Sauerstoff zu schützen.

Tabelle 4.3: Einstellungen des Massenspektrometers

Parameter	PWK2	PWK3
Elektronenenergie, eV	25	30
Emissionsstrom, mA	0,05	0,1
Ionenquellenspannung, V	3200	3200
Abtastzeit, sec	30	1

4.3 Restgas

Vor jedem Test wurde zunächst ein Restgasspektrum (Abbildung 4.2) bei minimalem Tankdruck (20 Pa) aufgenommen. Es wurde stets Restluft (N_2 und O_2) detektiert. Stickstoffmonoxid wird in der Ionenquelle des Spektrometers durch das Aufspalten der Stickstoff- und Sauerstoffmoleküle gebildet. Als Quelle für das Kohlenstoffdioxid wurde tageszeitabhängig die Atemluft in der Umgebung ausgemacht, die vor dem Schließen der

Versuchstanks in diesen hineingelangt. Da die Sauerstoffmoleküle leichter als die Stickstoffmoleküle zu dissoziieren sind, werden freie Sauerstoffatome und keine Stickstoffatome detektiert. Der atomare Wasserstoff (1 amu), das CH_3 -Radikal (15 amu) und weitere CH_n -Radikale sind die Bruchstücke von Kohlenwasserstoffkettenmolekülen, die beispielsweise als Reinigungsmittel, Pumpenöl oder Vakuumfett im Tank präsent sind [110, 111].

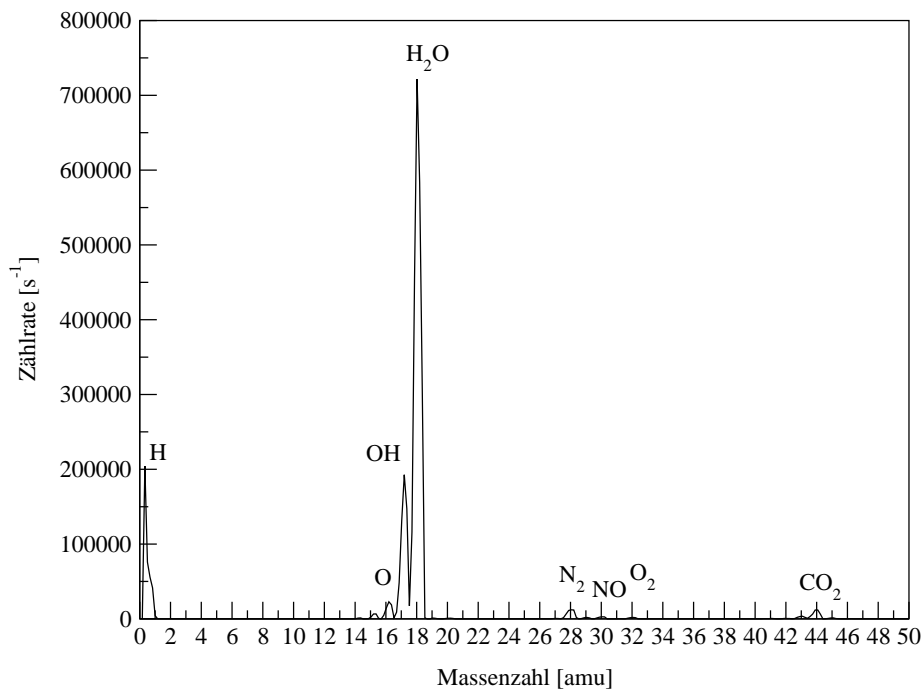


Abbildung 4.2: Typisches Restgasspektrum im PWK, $p_{Tank} = 20 Pa$

OH ist ein Bruchstück des Wassermoleküls und von Kohlenwasserstoffen, das in der Ionenquelle erzeugt wird. Auf der Metalloberfläche im Tank und im Massenspektrometergehäuse werden immer um die 100 Wassermolekülschichten angelagert. Um dieses Wasser abzupumpen und ein besonders sauberes Vakuum zu schaffen, müßte die gesamte Metalloberfläche bis zu $600^\circ C$ erwärmt und einige Tage lang evakuiert werden [112]. Aus technischen und finanziellen Gründen ist dies in den PWKs nicht möglich. Bei den Versuchen werden durch den expandierenden heißen Gasstrahl und das kontinuierliche Abpumpen die Wasser – und Restgasmenge abgesenkt und die Vakuumqualität verbessert. Um falsche Interpretationen auszuschließen, sind stets eine Überprüfung und ein Vergleich mit dem Restgasspektrum notwendig.

4.4 Freistrahltests

Bevor die experimentellen Simulationen der Wiedereintrittsprozesse auf Materialoberflächen in den Plasmawindkanälen durchgeführt werden, ist es notwendig, Kenntnisse über die chemisch-physikalischen und aerothermodynamischen Prozesse in den Freistrahlen

zu gewinnen. Dafür werden sowohl experimentelle Messungen als auch Computersimulationen und theoretische Berechnungen durchgeführt.

4.4.1 PWK3

Das Massenspektrometer wurde im PWK3 für die Untersuchung des freien Sauerstoffstrahls zum ersten Mal eingesetzt. Vor dieser Arbeit wurden im PWK3 keine massenspektrometrischen Messungen, die Rückschlüsse auf die chemische Zusammensetzung der Strömung erlauben, durchgeführt.

Bei der Charakterisierung des Sauerstoffstrahls betrug der Sauerstoffmassenstrom $\dot{m}_{O_2} = 3 \text{ g/s}$, und der Tankdruck $p = 50 \text{ Pa}$, 250 Pa , 500 Pa und 1000 Pa . Aufgrund der Dynamik des Regelungssystems bei der Einstellung des Tankdruckes können Abweichungen des Tankdruckes vom Nenndruck im Bereich von kleiner als 5 Prozent bei den Tests auftreten.

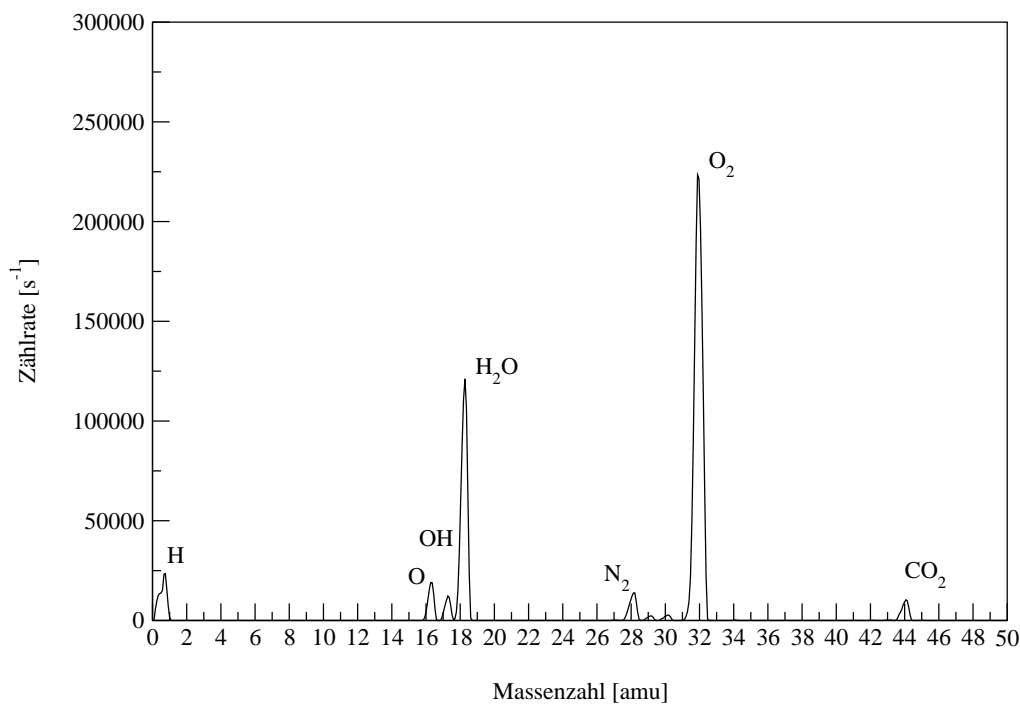


Abbildung 4.3: Massenspektrum des Sauerstoffstrahls, PWK3, IPG3, 30 kW , $\dot{m}_{O_2} = 3 \text{ g/s}$, $x = 170 \text{ mm}$, 490 Pa (Messung)

Abbildung 4.3 stellt als Beispiel das Massenspektrum des freien Sauerstoffstrahls bei 490 Pa Tankdruck in 170 mm Entfernung vom Austrittsquerschnitt des Generators dar. Das Kohlendioxid und der molekulare Stickstoff stammen aus der Restluft. Das OH -Radikal ist ein Bruchstück vom Wasser und von verschiedenen Kohlenwasserstoff-Ketten. Da das

Wasser und das OH -Radikal im Restgas vorhanden sind und sich ihre Zählraten im Verlauf eines Experiments durch die Erwärmung der Apparatur und die fortschreitende Desorption von den Oberflächen verringern, ist davon auszugehen, daß der überwiegende Anteil der OH -Radikale durch Dissoziation der Wassermoleküle in der Ionenquelle entsteht. Das auf den metallischen Oberflächen adsorbierte Wasser wird im Verlaufe des Experiments desorbiert und mit dem Massenspektrometer registriert. Der meiste Sauerstoff wird als O_2 -Molekül gefunden, und es wird nur eine geringe Menge atomaren Sauerstoffs detektiert. Die Abbildungen 4.4 und 4.5 zeigen den Verlauf der absoluten Teilchenraten für den molekularen und atomaren Sauerstoff entlang der x-Achse bei den verschiedenen Tankdrücken. Bei 50 Pa Tankdruck wird die kleinste Teilchenrate detektiert. Mit dem steigenden Tankdruck bis 250 Pa erhöht sich, wie zu erwarten, die Teilchenrate. Bei der Erhöhung des Druckes auf 500 Pa wird die zu erwartende Erhöhung der Teilchenrate beim atomaren Sauerstoff nicht festgestellt. Bei 1000 Pa Tankdruck bleibt dagegen die Teilchenrate des molekularen Sauerstoffs nahezu auf dem gleichen Niveau wie bei 500 Pa. Die Dissoziation des Sauerstoffes liegt bei 6 % (Abbildung 4.5).

Im folgenden wird geklärt, warum mit dem Massenspektrometer eine so geringe Dissoziation festgestellt wird, obwohl nach [18] der Dissoziationsgrad sehr nahe bei 1 zu erwarten ist. Außerdem wird nachfolgend analysiert, ob der Sättigungsbereich des Massenspektrometers erreicht war, denn es wurde keine Erhöhung der Teilchenrate des molekularen Sauerstoffs bei der Verdoppelung des Druckes von 500 Pa auf 1000 Pa festgestellt.

Die Strahlleistung, die sich aus der eingekoppelten elektrischen Energie minus der abgeführten Kühlleistungen ergibt und die in [18] auch kalorimetrisch gemessen wurde, beträgt 30 kW, der Massenfluß beträgt $\dot{m}_{O_2} = 3 \text{ g s}^{-1}$. Damit kann mit der einfachen Formel

$$\text{Energie pro Teilchen} = \frac{\text{Strahlleistung}}{\text{Massenfluß}} \quad (4.1)$$

die Energie berechnet werden, die jedem Sauerstoffmolekül im Generator maximal zur Verfügung steht, um zu dissoziieren. Diese Formel dient einer groben Abschätzung in einem idealen Fall ohne Berücksichtigung beispielsweise der Erwärmung, der kinetischen Energie oder der Besetzung innerer Energieniveaus.

Es ergeben sich 3,3 eV pro Molekül. Die Dissoziationsenergie des O_2 -Moleküls beträgt 5,12 eV. Das heißt, bei dieser Generatorleistung ist es nicht möglich, einen voll dissoziierten Sauerstoffstrahl zu erzeugen.

Um die experimentellen Ergebnisse physikalisch korrekt zu interpretieren, sind Kenntnisse über die Strömung nötig, die man nur mit Hilfe der numerischen Simulation gewinnen kann. Als erstes wurden Computersimulationen des Generators durchgeführt. Dafür wurde der ARCHE-Code verwendet. Ursprünglich wurde der induktive Generator nur für die Berechnung von Luftströmungen programmiert. Da man in ARCHE die Anteile von Sauerstoff und Stickstoff beliebig einstellen kann, wurde im Rahmen dieser Arbeit das chemische Modell im Programm auf reinen Sauerstoff umgestellt, indem der Stickstoffanteil auf Null gesetzt wurde. Abbildung 4.6 stellt das strukturierte Gitter aus 101×38 Gitterpunkten dar. Das Rechengebiet ist 300 mm lang und hat den Radius 41,7 mm. Das Gitter ist exponentiell in Wandrichtung verfeinert, um dort steile Gradienten auflösen zu können.

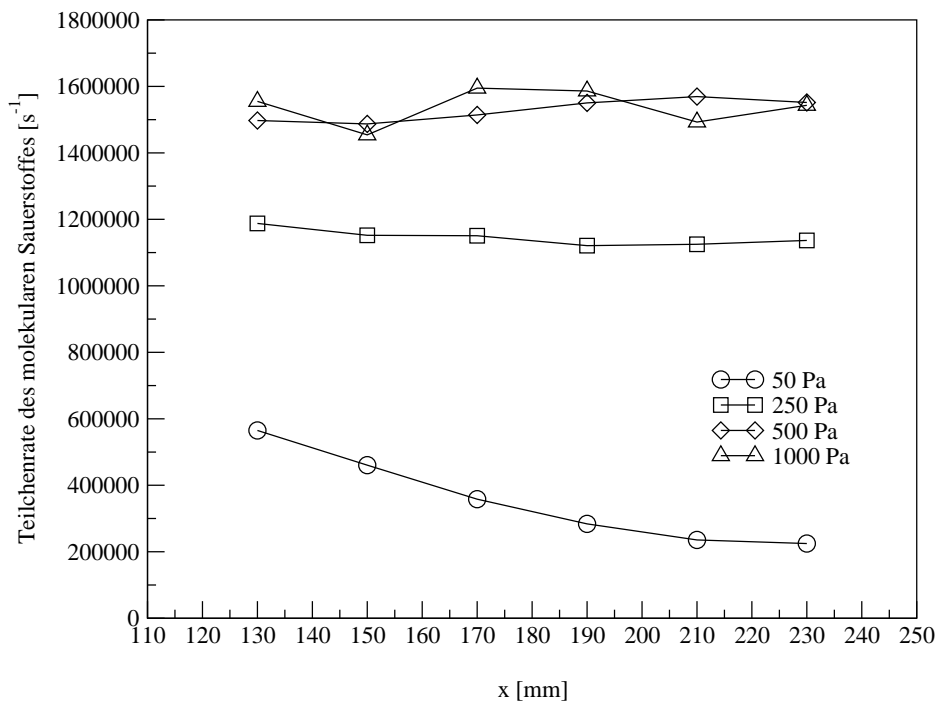


Abbildung 4.4: Verlauf der Teilchenrate des molekularen Sauerstoffes im Freistrahls bei unterschiedlichen Tankdrücken (Messungen)

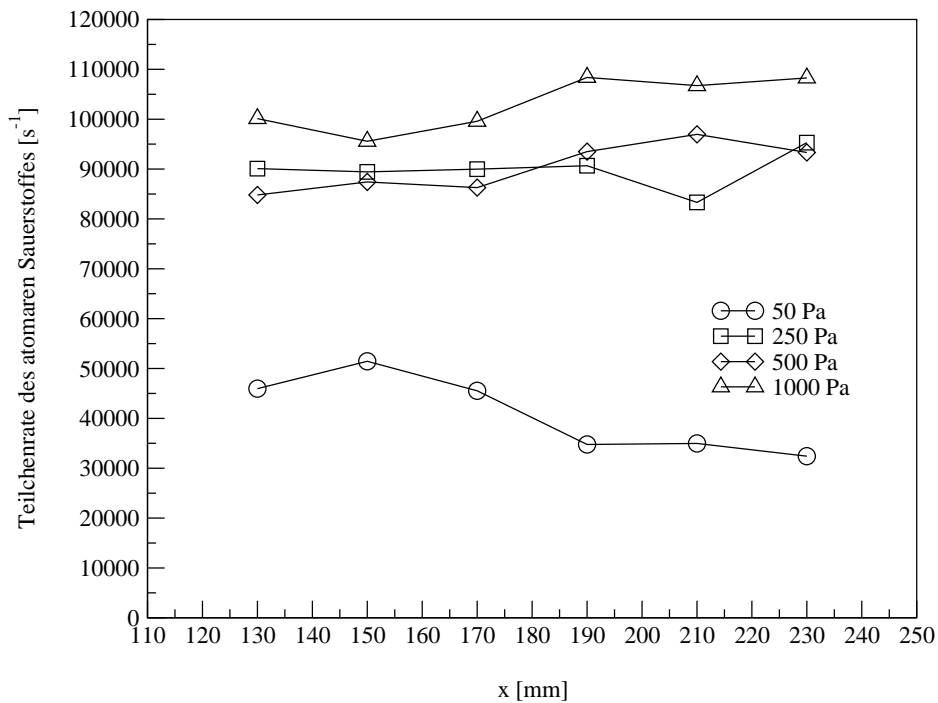


Abbildung 4.5: Verlauf der Teilchenrate des atomaren Sauerstoffes im Freistrahls bei unterschiedlichen Tankdrücken (Messungen)

Das Einblasen des Gases war in [26] ursprünglich als kontinuierliche Einströmung über den gesamten linken Rand modelliert. Tatsächlich wird der Sauerstoff im Generator am Rand mit einer tangentialen Komponente eingeblasen. Um diesen Prozess näher an der Realität simulieren zu können, wurde eine neue Einblasgeometrie implementiert. Das Gas wird axial über einen ringförmigen Einblaspalt links an der Brennkammerwand eingeblasen.

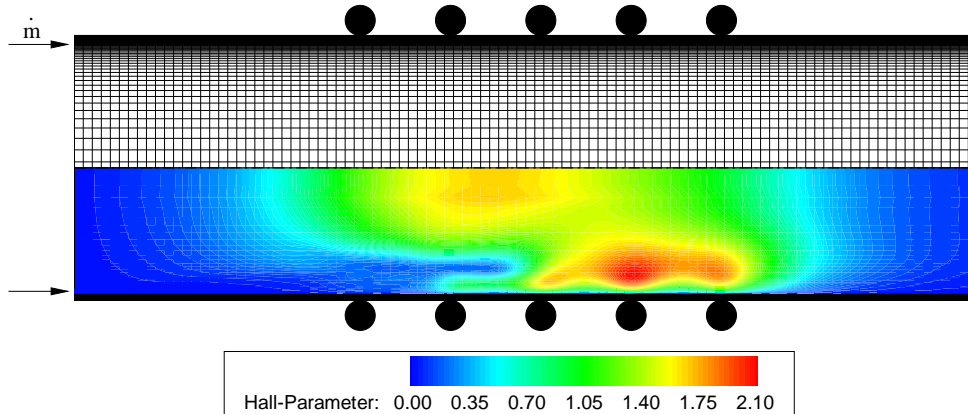


Abbildung 4.6: Simulationsgitter des IPG3 (oben) und Hall-Parameter (unten) (ARCHE-Simulation)

Die Wandtemperatur wird zu 500 K konstant angenommen. Am Ausströmrand rechts wird der Druck auf 500 Pa gesetzt, was den Tankdruck darstellt. Der Massenfluß des Sauerstoffs beträgt 3 g/s . Der Spulenstrom beträgt 400 A bei der Frequenz 640 kHz [18]. Damit ergibt sich aus der Lösung der Maxwell-Gleichungen die eingekoppelte elektrische Leistung ins Plasma zu $95,1\text{ kW}$. Die Berechnung der Strahlleistung aus den Daten des Strömungsfeldes ergibt $95,3\text{ kW}$. Der berechnete Brennkammerdruck liegt bei 3580 Pa . Tatsächlich wurden bei den kalorimetrischen Messung jedoch nur 30 kW Strahlleistung festgestellt [18], und der gemessene Brennkammerdruck beträgt 1480 Pa . Um die Ursache für diesen Unterschied zwischen Messung und Rechnung zu finden, wurde die gesamte physikalische Modellierung in ARCHE überprüft. Insbesondere wurden dabei die Vorwärts- und Rückwärts-Reaktionskoeffizienten sowie die Gleichgewichtskonstanten einzeln und in der Kombination untereinander um den Faktor 10 und 100 erhöht bzw. verkleinert. Diese Variationen hatten keinen großen Einfluß auf die eingekoppelte elektrische Leistung und die Strahlleistung. In weiteren numerischen Experimenten wurden die Transportkoeffizienten variiert. Dabei stellte sich als entscheidender Parameter für die eingekoppelte elektrische Leistung die elektrische Leitfähigkeit σ heraus, die gegenüber der Modellierung von Sleziona um den Faktor 5 verkleinert werden muß, um für die eingekoppelte elektrische Leistung 30 kW und für den Brennkammerdruck 1430 Pa in der Simulation zu erhalten. Die Ursache ist im starken Einfluß des Magnetfelds zu sehen, was zu einer größeren Gyrationfrequenz der Elektronen im Vergleich zu ihrer Stoßfrequenz führt, ausgedrückt durch den Hall-Parameter. Die Gyrationfrequenz der Elektronen ω_e berechnet

sich zu [113]:

$$\omega_e = \frac{e B}{m_e}. \quad (4.2)$$

Dabei ist der Betrag von B in diesem Fall die Amplitude des oszillierenden Magnetfeldes. Die Stoßzeit der Elektronen mit den Schwerteilchen wird nach Devoto [114] abgeschätzt:

$$\tau_e = \frac{1}{\frac{4}{3} \sqrt{\frac{8 k T}{\pi m_e}} \sum_{\nu} n_{\nu} Q_{e\nu}}. \quad (4.3)$$

Abbildung 4.6 zeigt für den 95 kW-Fall, daß der so abgeschätzte Hall-Parameter im Spulenbereich und damit in der Entladungszone über 2 liegt. Das liegt an dem Einfluß von zwei Faktoren: Das B -Feld in der Nähe der Wand beträgt 0,019 T, und der Ionisationsgrad ist mit 0,066 klein. Damit hat die elektrische Leitfähigkeit im IPG3 grundsätzlich einen komplexen Tensorcharakter [115, 116], der in Zukunft in ARCHE eingebaut und berücksichtigt werden muß. Der hier verwendete Reduktionsfaktor 5 ist daher aufzufassen als Hilfsfaktor zur Berechnung einer *effektiven* elektrischen Leistung. Mit einem Faktor von 0,2 für die elektrische Leitfähigkeit σ wird die eingekoppelte elektrische Leistung zu 30 kW berechnet.

Für den 30 kW-Fall sind die Elektronen- und Schwerteilchentemperaturen in Abbildung 4.7 dargestellt. Die Schwerteilchentemperatur beträgt im Austrittsquerschnitt ca. 3000 K. Man sieht eine heiße Zone in der Höhe der erster Spulenwindung. Diese Zone fällt mit einer Leuchterscheinung beim Experiment zusammen. Sie ist zurückzuführen auf den Wirbel, der aufgrund der Wechselwirkung der wandnahen Einspritzung des kalten Gases mit der Lorentz-Kraft entsteht (Abbildung 4.8). Die Elektronendichte ist in der Nähe der ersten Spulenwicklung am größten, stromabwärts zum Generatöraustritt hin fällt sie stark ab. Um in Zukunft eine genauere numerische Berechnung zu ermöglichen, sind folgende Verbesserungsvorschläge umzusetzen:

- Berücksichtigung der Tensoreigenschaften des Hall-Parameters bei der physikalischen Modellierung der Transportkoeffizienten,
- vollständig instationäre, zeitgenaue dreidimensionale Simulation,
- Verwendung eines adaptiven Gitters,
- Implementation moderner numerischer Algorithmen mit geringer numerischer Viskosität,
- Einbeziehung des Meißner-Schwingkreises und der Tankströmung,
- Anwendung eines Verdünnungseffekte berücksichtigenden Boltzmann-Verfahrens für die Simulation des Generators inklusive der Expansion des Gases in den Tank,
- die explizite Berechnung der Teilchendichten in angeregten Zuständen (eine Vorgehensweise findet sich in [117]).

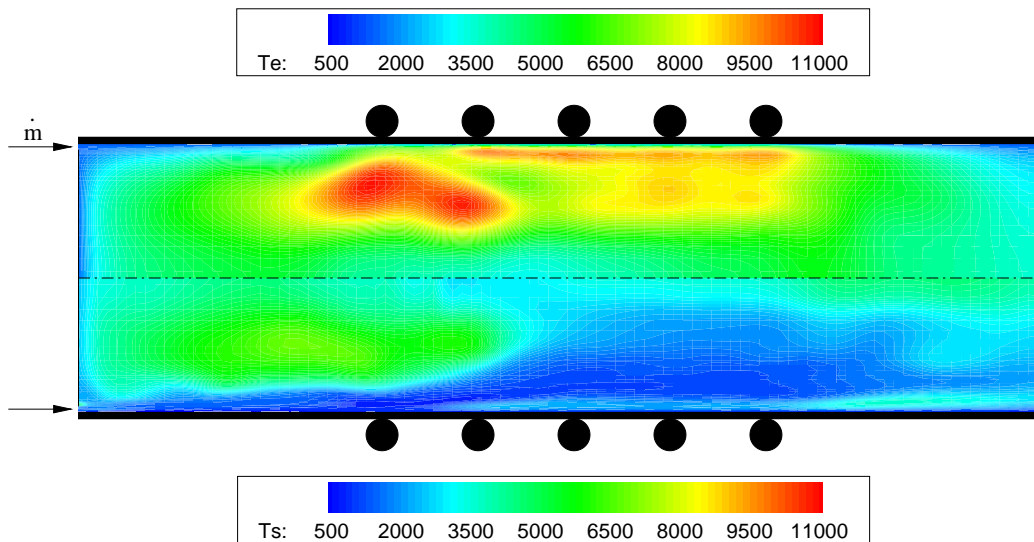


Abbildung 4.7: Verteilung der Elektronentemperatur (oben) und der Schwerteilchentemperatur (unten) im IPG3 (ARCHE-Simulation)

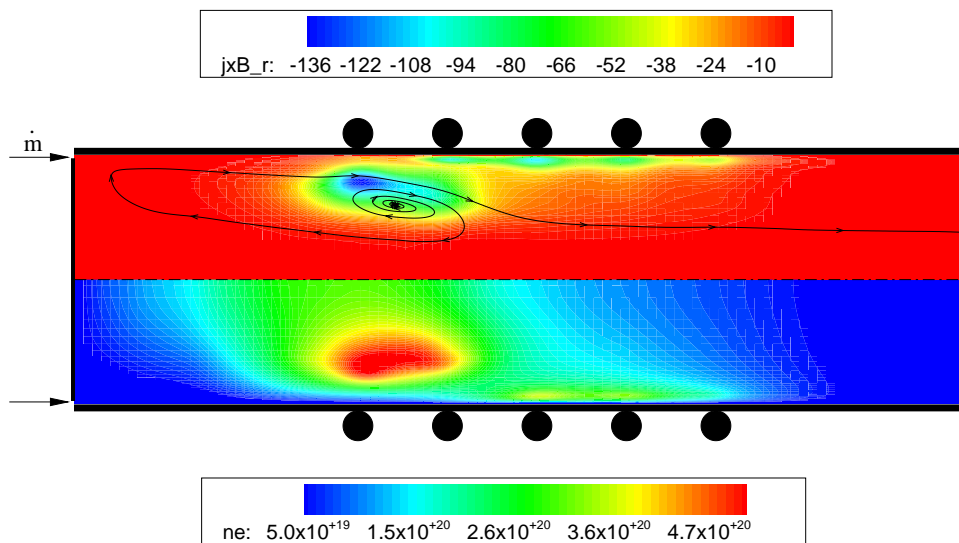


Abbildung 4.8: Verteilung der Lorentz-Kraft in der radialen Richtung (oben) und der Elektronendichte (unten) im IPG3 (ARCHE-Simulation)

Da eine gewisse Unsicherheit bezüglich der Ergebnisse aus den ARCHE-Simulationen durch die Tensoreigenschaften der elektrischen Leitfähigkeit gegeben ist, wird im folgenden eine eindimensionale, gasdynamische Betrachtung eines Stromfadens durchgeführt. Dies ist aufgrund eines bei den Experimenten mit dem IPG3 aufgetretenen besonderen Phänomens möglich. Der Generatordruck beträgt $1480 Pa$ und bleibt so, bis der Tankdruck den Wert $500 Pa$ erreicht. Bei der Erhöhung des Tankdruckes ab $500 Pa$ erhöht sich der Druck im Generator merklich und erreicht den Wert $1710 Pa$ bei $1000 Pa$ Tankdruck [18]. Das bedeutet, daß der Tankdruck von $500 Pa$ die Übergangsgrenze von Überschall- zu Unterschallströmung darstellt [118]. Dies erlaubt die folgende Aussage: *Im Austrittsquerschnitt des Generators ist die Strömungsgeschwindigkeit gleich der Schallgeschwindigkeit.* Damit ist es möglich, mit Hilfe einfacher algebraischer Formeln die Strömungsparameter im Austrittsquerschnitt des Generators abzuschätzen. Die Generatorleistung im IPG3 wird mit der Gleichung (4.4) berechnet:

$$P_{Strahl} = A \cdot v \cdot \left[\frac{3}{2} (n_{O_2} + n_O) k T + n_{O_2} k \frac{\vartheta}{e^{\frac{\vartheta}{T_{osc}}} - 1} + n_{O_2} k T_{rot} + \frac{\rho}{2} v^2 + \frac{1}{2} n_O E_{Diss} + p \right]. \quad (4.4)$$

In der Generatorleistungsgleichung (4.4) bedeuten die Terme:

- A – Fläche des Austrittsquerschnitts,
- v – Strömungsgeschwindigkeit,
- $\frac{3}{2} (n_{O_2} + n_O) k T$ – Translationsenergie,
- $n_{O_2} k \frac{\vartheta}{e^{\frac{\vartheta}{T_{osc}}} - 1}$ – Schwingungsenergie mit der charakteristischen Schwingungstemperatur $\vartheta = 2239 K$ für Sauerstoff [119],
- $n_{O_2} k T_{rot}$ – Rotationsenergie,
- $\frac{\rho}{2} v^2$ – kinetische Energie,
- $\frac{1}{2} n_O E_{Diss}$ – Dissoziationsenergie,
- p – Tankdruck.

Die Geschwindigkeit der Strömung ist:

$$v = Ma \cdot \sqrt{\gamma R T}. \quad (4.5)$$

Da die Mach-Zahl $Ma = 1$ bei $500 Pa$ ist, wird die Gleichung (4.5) auf $v = \sqrt{\gamma R T}$ reduziert. Mit den zusätzlichen Gleichungen (4.6) wird die Geschwindigkeitsgleichung (4.5) neu als Gleichung (4.7) geschrieben:

$$R = \frac{\Re}{\bar{M}}, \quad \bar{M} = \frac{M_{O_2} n_{O_2} + M_O n_O}{n_{O_2} + n_O}, \quad \Re = N_A \cdot k, \quad (4.6)$$

$$v = \sqrt{\frac{\gamma N_A p}{M_{O_2} n_{O_2} + M_O n_O}}. \quad (4.7)$$

Für die Lösung der Generatorleistungsgleichung (4.4) wird die Geschwindigkeit aus Gleichung (4.7) verwendet. Zusätzlich gilt:

- Es herrsche thermisches Gleichgewicht ($T = T_{osc} = T_{rot}$).
- Der Druck ist 500 Pa .
- Bei der Dissoziation erhöht sich γ ; da aber Schwingungen in den Molekülen auftreten, wird sich γ verkleinern. Es wird angenommen, daß diese beiden Prozesse sich gegenseitig kompensieren und $\gamma = 1,4$ bleibt.
- Die Generatorleistung ist 30 kW .

Die molekularen und atomaren Sauerstoffdichten werden in Abhängigkeit von der Temperatur für den Gleichgewichtsfall berechnet (Abbildung 4.9). Die Generatorleistung wird so lange berechnet, bis sie der tatsächlichen Generatorleistung entspricht. Gleichzeitig wird die Massenerhaltung überprüft.

Einige Ergebnisse der Berechnung sind in der Tabelle 4.4 dargestellt. Mit einer Temperatur von 2950 K wird die Strahlleistung von 30 kW gut angenähert. Durch die Lösung der Generatorleistungsgleichung (4.4) sind die Strömungsparameter im Austrittsquerschnitt des IPG3 damit bestimmt. Diese Parameter dienen als Anfangsbedingungem für die Simulation des Freistrahls mit dem DSMC-Code.

Die Anfangsparameter für die DSMC-Simulation des IPG3-Freistrahls sind in der Tabelle 4.5 zusammengefaßt. Da der IPG3 auf der Rückseite des Tankdeckels angeflanscht ist, gelten diese Parameter für $x = -35 \text{ mm}$ auf der Längsachse.

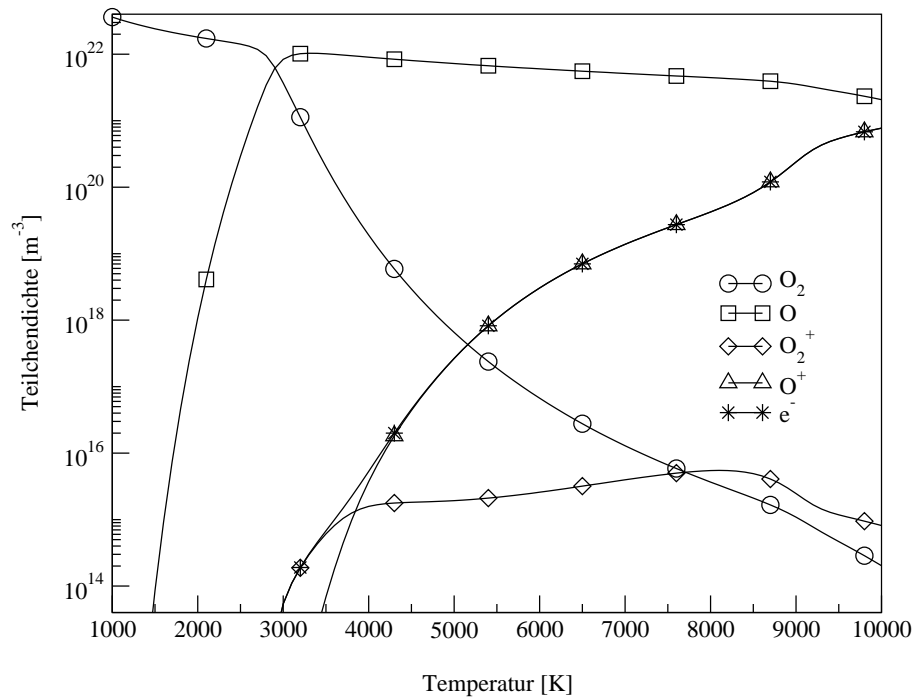


Abbildung 4.9: Sauerstoffzusammensetzung im thermischen und chemischen Gleichgewicht bei 500 Pa in der Abhängigkeit von der Temperatur

Tabelle 4.4: Iterative Bestimmung der Strahlleistung

Temperatur K	n_{O_2} m^{-3}	n_{O} m^{-3}	Strahlleistung kW
2900	$6,1 \cdot 10^{21}$	$6,1 \cdot 10^{21}$	27,2
2950	$4,91 \cdot 10^{21}$	$7,4 \cdot 10^{21}$	30,7
3000	$3,7 \cdot 10^{21}$	$8,4 \cdot 10^{21}$	34,4
4000	$1,9 \cdot 10^{21}$	$9,0 \cdot 10^{21}$	45,2

Tabelle 4.5: Anfangsparameter der DSMC-Simulation des IPG3-Freistrahls

Temperatur K	Geschwindigkeit m s^{-1}	Teilchendichte m^{-3}	Ψ_{O_2} -	Ψ_{O} -
2950	1237	$1,231 \cdot 10^{22}$	0,399	0,601

Die mit diesen Anfangsparametern durchgeführte DSMC-Simulation ergibt, daß sich die Temperatur des Strahls bei der Expansion in den Tank von 2950 K bei $x = 0\text{ mm}$ auf 1910 K bei $x = 300\text{ mm}$ verringert. Gleichzeitig wird die Strömung auf 513 ms^{-1} verlangsamt.

Für die Experimente mit Materialproben im Strahl ist es notwendig, die Verläufe der Enthalpie und des Totaldruckes im Freistrahls zu kennen. Dies erlaubt, Arbeitspunkte zu wählen, die den Wiedereintrittsbedingungen am nächsten kommen. Die Abbildungen 4.10 und 4.11 stellen die mittels DSMC simulierten Verläufe der Enthalpie und des Totaldrucks im Sauerstoffstrahl dar. Bei allen Tankdrücken wurden dieselben Anfangsparameter verwendet.

Die Enthalpie liegt für $x = 0\text{ mm}$ bei 10 MJ kg^{-1} und nimmt in Richtung der x-Achse ab. Am schnellsten läuft dieser Prozess bei 1000 Pa . Dies geschieht aufgrund der Kühlung durch die Wärmeleitung, die Diffusion und das Eindringen des kühlen Restgases aus der Umgebung in den Strahl.

Der Totaldruck steigt bei der Erhöhung des Tankdrucks von 50 Pa auf 250 Pa deutlich an. Er stagniert bzw. wird etwas kleiner für 500 Pa , und nimmt bei 1000 Pa Tankdruck wieder zu.

Die Abbildungen 4.12 und 4.13 zeigen die Strahlzusammensetzungen bei unterschiedlichen Tankdrücken. Mit dem Anstieg des Tankdruckes steigen auch die Teilchendichten. Der Molanteil des atomaren Sauerstoffes nimmt nur leicht in Richtung der x-Achse durch Rekombination ab.

Die Simulation zeigt außerdem, daß sich Stickstoff aus dem Restgas im Tank zumischt und dadurch den Strahl verunreinigt. Bei 50 Pa Tankdruck dringt der Stickstoff ab $x = 17\text{ mm}$ ein. Bei steigendem Tankdruck wird der Strahl stärker zusammengepreßt und die Wechselwirkung mit der Umgebung findet zunehmend intensiver statt. Dementsprechend dringt der Stickstoff näher am Generator in den Strahl ein. Bei 1000 Pa findet dies schon ab $x = 100\text{ mm}$ statt.

Der zackige Verlauf von Enthalpie und Totaldruck bei 1000 Pa (Abbildungen 4.10 und 4.11) ist auf eine instationäre Lösung bei der DSMC-Simulation zurückzuführen. Der zeitliche Verlauf des Strömungsbildes weist auf eine turbulente Zumischung von Restgas am Strahlrand hin.

Die experimentellen Messungen zeigen keinen großen Unterschied in der Zählrate trotz des steigenden Tankdruckes, obwohl die Simulation zeigt, daß die Teilchendichten mit dem Tankdruck steigen.

Wie oben bereits erwähnt wurde, ist zu klären, ob der Sättigungsbereich des Massenspektrometers erreicht wurde. Die Tabelle 4.6 stellt den Vergleich zwischen den vom Hersteller maximal erlaubten und beim Experiment ausgewählten Arbeitsbedingungen des Massenspektrometers dar.

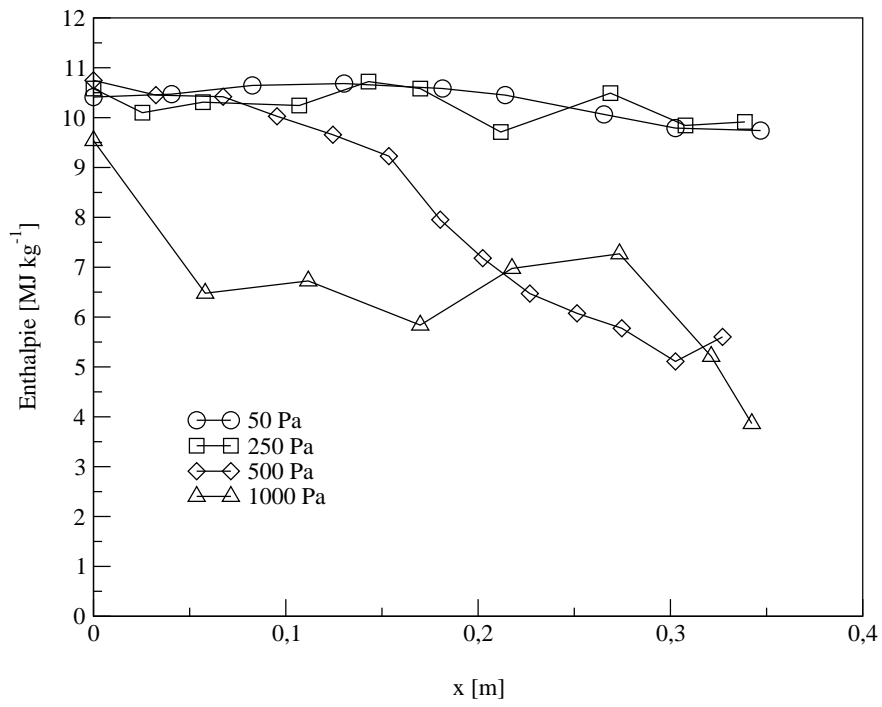


Abbildung 4.10: Verlauf der Enthalpie im Freistrahler bei unterschiedlichen Tankdrücken (DSMC-Simulation)

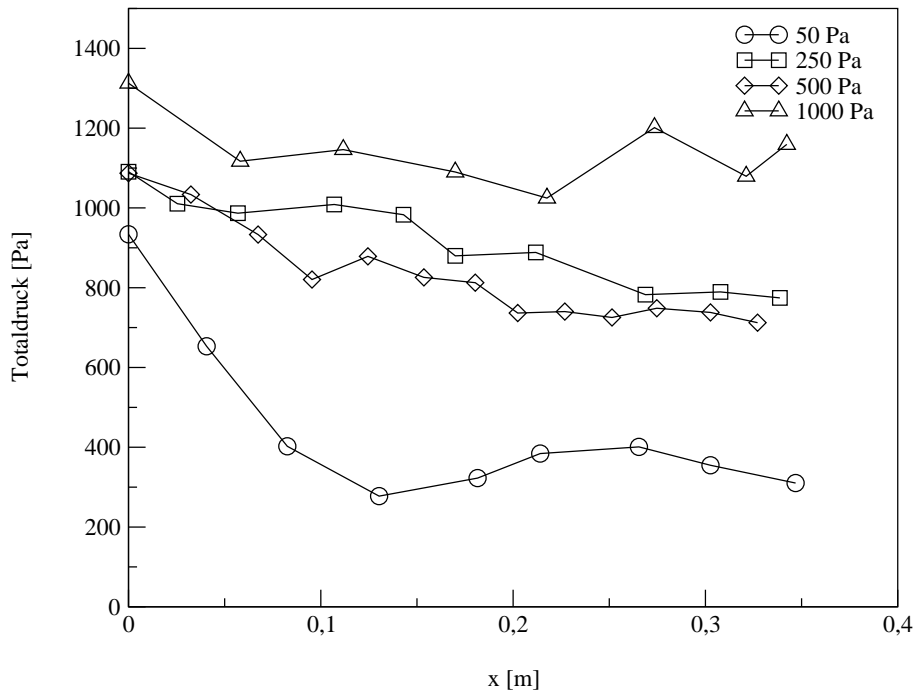


Abbildung 4.11: Verlauf des Totaldruckes im Freistrahler bei unterschiedlichen Tankdrücken (DSMC-Simulation)

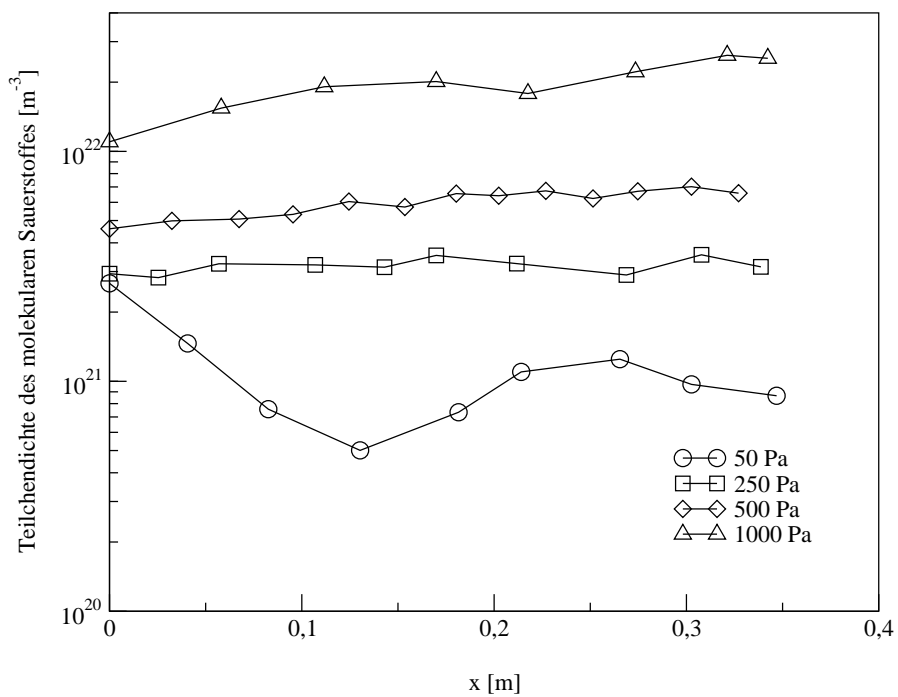


Abbildung 4.12: Verlauf der Teilchendichte des molekularen Sauerstoffes im Freistrahls bei unterschiedlichen Tankdrücken (DSMC-Simulation)

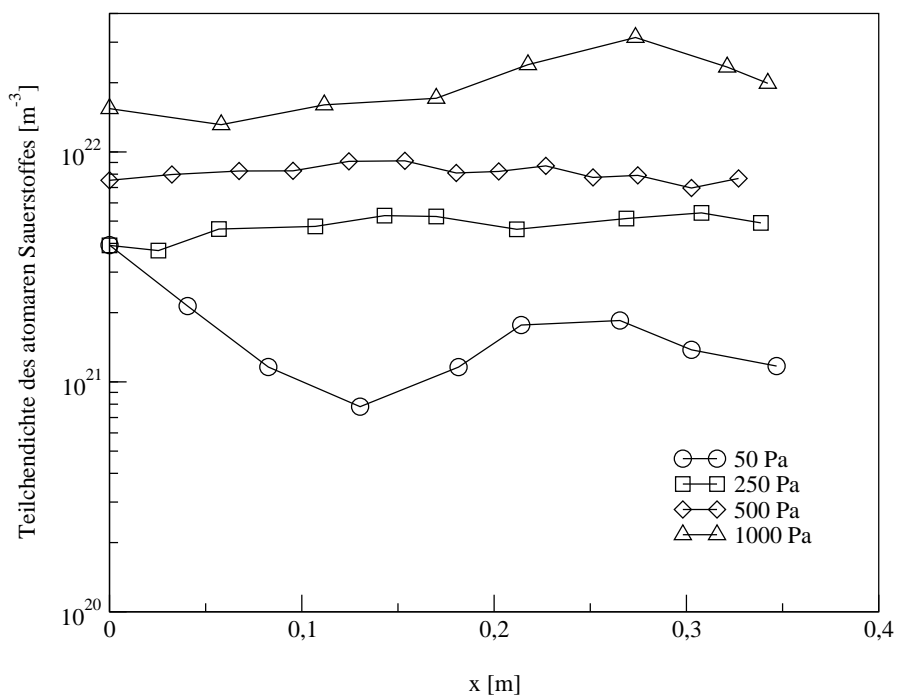


Abbildung 4.13: Verlauf der Teilchendichte des atomaren Sauerstoffes im Freistrahls bei unterschiedlichen Tankdrücken (DSMC-Simulation)

Tabelle 4.6: Vergleich der eingestellten Arbeitsparameter des Massenspektrometers mit den vom Hersteller maximal erlaubten Arbeitsbedingungen

Parameter	erlaubt	benutzt
Druck, Pa	10^{-3}	$2,5 \cdot 10^{-4}$
Elektronenenergie, eV	70	30
Emissionsstrom, mA	0,2	0,1

Wie man sieht, liegen alle ausgewählten Werte deutlich unter der Arbeitsgrenze. Das beweist, daß das Massenspektrometer nicht im Sättigungsbereich war. Die Abbildung 4.14 zeigt den Verlauf des Druckes in der 2. Stufe bei unterschiedlichen Tankdrücken. Der Druck im Massenspektrometer bleibt trotz der Anstiegs des Tankdruckes niedrig. Dies liegt am Saugvermögen der Pumpe, die optimale Arbeitsbedingungen für das Massenspektrometer schafft und stark genug ist, den Arbeitsdruck konstant zu halten.

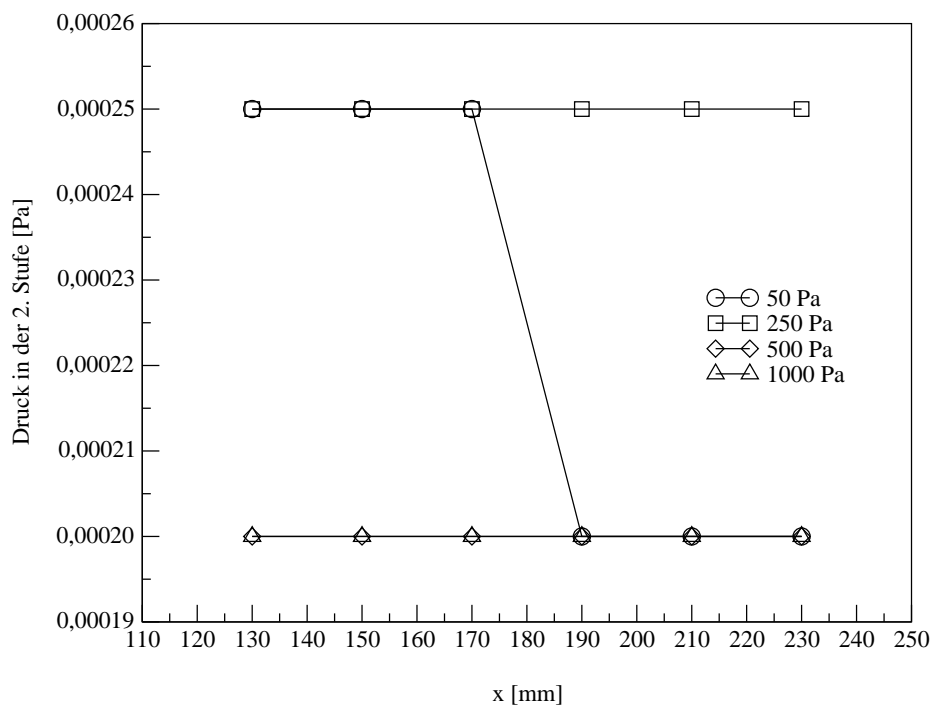


Abbildung 4.14: Vergleich des Druckverlaufes in der 2. Stufe bei unterschiedlichen Tankdrücken, Ablesegenauigkeit $0,00005 Pa$ (Messungen)

Der Vergleich der experimentell gemessenen Teilchenraten (Abbildungen 4.4 und 4.5) mit dem Totaldruck (Abbildung 4.11) aus den DSMC-Simulationen läßt den Schluß zu, daß die Teilchenraten mit dem Totaldruck, der ein Maß für den Staudruck vor der Konusspitze ist, verknüpft sind.

Schließlich ist zu klären, warum nur 5 % atomarer Sauerstoff detektiert wurden, obwohl laut Stromfaden-Berechnung der Molanteil des atomaren Sauerstoffes 60 % beträgt. Hierzu wurden numerische Experimente mit dem Konus und dem Skimmer durchgeführt. Der Konus ist aus Kupfer gefertigt. Kupfer ist ein teilkatalytisches Material. Um den Einfluß des Konus und der Einlaßbohrung auf den teildissoziierten Sauerstoffstrahl zu finden, wurde die Simulation mit den Anströmparametern aus Tabelle 4.5 durchgeführt. Die Temperatur des wassergekühlten Konus wurde dabei mit 300 K angenommen, die Katalyzität der Kupferoberfläche zu 0,1. Abbildung 4.15 zeigt die äußere und innere Umströmung des Konus in dem teildissoziierten Sauerstoffstrahl.

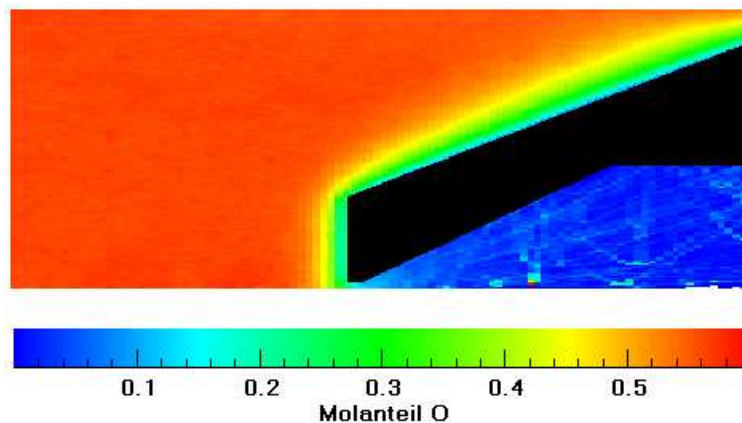


Abbildung 4.15: Strömung des atomaren Sauerstoffes um und durch den Einlaßkonus

Die Rekombination findet schon vor dem Konus in der Gasphase statt. Der Grund für diesen Prozess ist die Verlangsamung und Kühlung der Strömung in der Grenzschicht vor der Oberfläche. In der Bohrung wird die Strömung noch langsamer und kühler und mehr Sauerstoffatome rekombinieren. Im Hohlraum direkt hinter der Bohrung beträgt der Molanteil des atomaren Sauerstoffes noch ungefähr 20 %, und er sinkt weiter in der expandierenden Strömung auf 6 %.

Anschließend muß die Strömung die 10^{-3} mm große Skimmerbohrung passieren. Der Skimmer ist aus teilkatalytischem Wolfram gefertigt, dessen Katalyzität zu 0,1 und dessen Temperatur zu 300 K angenommen wurde. Hinter der Skimmerbohrung liegt der Molanteil des atomaren Sauerstoffes bei 2%, was in der Größenordnung der Meßergebnisse liegt.

Die Simulation der Strömung hinter der Skimmerbohrung bis zum Eintritt in die Ionenoptik und durch die folgenden Bauteile hindurch ist derzeit mit dem vorhandenen DSMC-Verfahren nicht möglich, da das DSMC-Verfahren die hierfür zu berücksichtigenden geladenen Teilchen und deren Wechselwirkung mit elektromagnetischen Feldern nicht beinhaltet. Ferner überschreitet das DSMC-Verfahren durch die Skalenunterschiede von Skimmerbohrung (10^{-3} mm) und nachfolgenden Bauteilen (Durchmesser ca. 10 mm) und die daher notwendigen räumlichen und zeitlichen Auflösungen die Grenzen von verfügbarer Speicherplatzkapazität und sinnvoller Rechenzeit.

Um die Menge des atomaren Sauerstoffes zu erhöhen, wurde die Oberfläche des Konus außen und innen beschichtet, um die Katalyzität zu senken. Allerdings ergaben die Experimente mit Se - und TiO_2 -Beschichtungen, die am vielversprechendsten erschienen und mit einfachen Mitteln zu erzeugen waren, daß die Beschichtungen nicht lange im Plasmastrahl halten und deswegen keinen spürbaren Einfluß auf die Ergebnisse haben.

Um die Katalyzität der Oberfläche zu verbessern, müßte eine nicht-katalytische Beschichtung der äußeren und inneren Flächen des Konus hergestellt werden. Dabei muß eine gute Anpassung der Kristallgitter zwischen dem Basismaterial und der Beschichtung berücksichtigt werden. Als Basismaterial ist nach wie vor Kupfer aufgrund der guten Wärmeleitfähigkeit und leichten Verarbeitung vorzuschlagen. Als Beschichtungsmaterial kommt SiO_2 in Frage, das mit Verfahren aus der Halbleiterindustrie aufgetragen werden kann. Die zur Zeit existierende Konstruktion ist für die unbeeinflusste Detektion reaktionsfreudiger Spezies (wie z.B. O , N , CN usw.) *nicht* geeignet.

Auf die inhärenten Schwierigkeiten bei massenspektrometrischen Messungen mit reaktiven Spezies, wie beispielsweise atomarem Sauerstoff, durch chemische Reaktionen auf der Oberfläche des Instruments weist auch Nier hin [13]. Die NASA stellte aufgrund der Arbeit von Nier massenspektrometrische Messungen an reaktiven Spezies ein, und nur stabile Spezies wurden mit Massenspektrometern weiterhin untersucht [12].

Auch massenspektrometrische Messungen in Überschall-Nichtgleichgewichtsströmungen von Luft am AEDC (Arnold Engineering Development Center) zeigen eine deutlich geringere Konzentration atomaren Sauerstoffes als theoretisch erwartet [14]. Als wahrscheinlichste Erklärung werden dabei unzureichend genaue Rekombinations-Ratenkoeffizienten aufgeführt. Die Wechselwirkung des Sondenkopfes mit der Strömung wurde am AEDC allerdings nicht untersucht. Da dies eindeutig einen starken Einfluß auf die Messung atomaren Sauerstoffes hat, wie hier durch die DSMC-Simulation gezeigt, sind die AEDC-Meßergebnisse auch diesbezüglich zu überprüfen.

Ebenfalls geringere Konzentrationen atomaren Sauerstoffes als erwartet ergeben massenspektrometrische Messungen in einem Stoßwindkanal [15], wobei der katalytische Einfluß des Einlaßsystems als Hauptursache vermutet wird [120].

Da bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen die Elektronenenergie gezielt soweit minimiert wurde, daß die Dissoziation molekularen Sauerstoffes durch Wechselwirkung mit den Elektronen in der Ionenquelle weitestgehend unterdrückt wurde, ist ferner zu vermuten, daß wahrscheinlich die Verwendung höherer Elektronenenergien bei den früheren Versuchen zu höheren Meßwerten bei atomarem Sauerstoff führte.

Neben der Katalyzität der Oberfläche des Instruments spielt auch die Adsorption eine bedeutende Rolle [8], wie sich leicht abschätzen läßt: Nimmt man an, daß sich die Sauerstoffmoleküle auf der Innenseite des Wolframskimmers in einem Abstand von 10^{-9} m niederlassen, so würde es bei der mittels DSMC-Simulation berechneten Teilchenrate von $2 \cdot 10^8$ Teilchen pro Sekunde durch die Skimmerbohrung bei vollständiger Adsorption aller Teilchen mehrere Wochen dauern, bis eine einzige, vollständige Schicht adsorbierten molekularen Sauerstoffes aufgebaut würde. Die Adsorption auf den Oberflächen stellt also potentiell eine beträchtliche Teilchensenke dar.

Nach der Analyse des Freistrahls wird für die Grundlagenforschung an Materialien in der Zukunft als beste Arbeitsbedingung eine Sauerstoffströmung von 3 g/s bei einer Strahlleistung von 30 kW und 250 Pa Tankdruck mit einem Abstand bis maximal $x = 250 \text{ mm}$ aus folgenden Gründen empfohlen:

- Die Enthalpie des Strahls bleibt relativ konstant bei $10 \frac{\text{MJ}}{\text{kg}}$ bis $x = 300 \text{ mm}$.
- Der Totaldruck liegt konstant bei 1000 Pa bis $x = 150 \text{ mm}$ und fällt dann langsam ab.
- Im Vergleich mit dem Strahl bei 50 Pa Tankdruck ist die Teilchenstromdichte durch das Zusammenpressen des Strahles höher.
- Der Molanteil des atomaren Sauerstoffes beträgt konstant rund 50% und die Rekombination findet nicht so schnell wie bei den höheren Drücken statt.

4.4.2 PWK2

Im PWK2 wurden die Tests sowohl mit Stickstoff als auch mit einem Stickstoff/Sauerstoffgemisch durchgeführt. Als Anodengas wurde Argon verwendet. Bei allen Tests betrug der Argonmassendurchfluß $0,3 \text{ g/s}$.

Stickstoff/Sauerstoff

Im PWK2 wurden Versuche mit einer luftähnlichen Gasmischung aus Stickstoff und Sauerstoff durchgeführt. Der Massendurchfluß des Stickstoffes betrug $1,6 \text{ g/s}$, der des Sauerstoffes $0,4 \text{ g/s}$. Die Tests wurden bei 290 Pa und 500 Pa Tankdruck durchgeführt.

Abbildung 4.16 zeigt das Massenspektrum des freien Stickstoff-/Sauerstoffstrahls bei 290 Pa Tankdruck und 100 mm Abstand vom Generator. Die Peaks 17 und 18 sind das OH -Radikal und Wasser. Es wurden 543 Atome des atomaren Stickstoffes (14 amu) registriert. Der atomare Sauerstoff zählt 7839 Atome und überwiegt den molekularen Sauerstoff (4432 Moleküle). Der Peak 28 wird als molekularer Stickstoff mit 177093 Molekülen identifiziert. Im freien Strahl wird eine starke Stickstoffmonoxidbildung (26254 Moleküle) registriert. Für die Speziesidentifikation bei den Tests mit den Proben ist es in einigen Fällen notwendig, die Menge des Kohlendioxides zu wissen, um die korrekte Trennung von anderen Spezies durchzuführen. In der Abbildung 4.16 zählt das CO_2 38055 Moleküle.

Allerdings ist die Detektion des atomaren Stickstoffes und Sauerstoffes nicht kontinuierlich entlang der x -Achse bei den unterschiedlichen Tankdrücken (Abbildungen 4.17 und 4.18). Die Gründe dafür sind die Reaktionsfreudigkeit der Atome und die Konstruktion des Einlaßsystems des Massenspektrometers (siehe oben beim Sauerstoffstrahl). Abbildung 4.18 stellt die Verhältnisse zwischen dem atomaren und molekularen Sauerstoff entlang der x -Achse bei den unterschiedlichen Tankdrücken dar. Bei 290 Pa überwiegt der molekulare Sauerstoff mit 10207 Molekülen in 500 mm Abstand den atomaren Sauerstoff mit 456 Atomen. Bei der Näherung zum Austrittsquerschnitt des Generators ändern sich die Verhältnisse und es wird deutlich mehr atomarer Sauerstoff als molekularer detektiert. Bei 500 Pa ist dieser Mechanismus nicht so deutlich ausgeprägt.

Abbildung 4.19 stellt den Verlauf des Stickstoffmonoxides entlang der x -Achse bei den unterschiedlichen Tankdrücken dar. Bei 500 Pa wird mehr NO registriert als bei 290 Pa . Wie schon oben erklärt wurde, wird der Peak 28 zweifellos als molekularer Stickstoff identifiziert. Der Verlauf des molekularen Stickstoffes bei den unterschiedlichen Tankdrücken entlang der x -Achse ist in Abbildung 4.20 dargestellt.

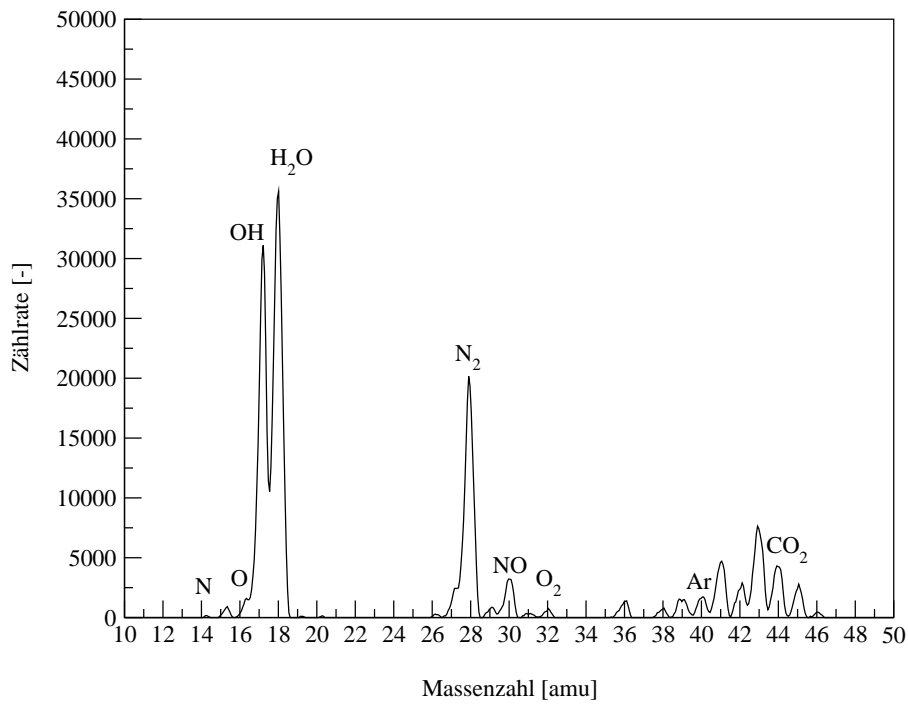


Abbildung 4.16: Massenspektrum des Stickstoff-/Sauerstoffstrahls, PWK2, RD5, $I = 1200 \text{ A}$, $p = 290 \text{ Pa}$, $\dot{m}_{N_2} = 1,6 \text{ g/s}$, $\dot{m}_{O_2} = 0,4 \text{ g/s}$, $\dot{m}_{Ar} = 0,4 \text{ g/s}$, $x = 100 \text{ mm}$ (Messungen)

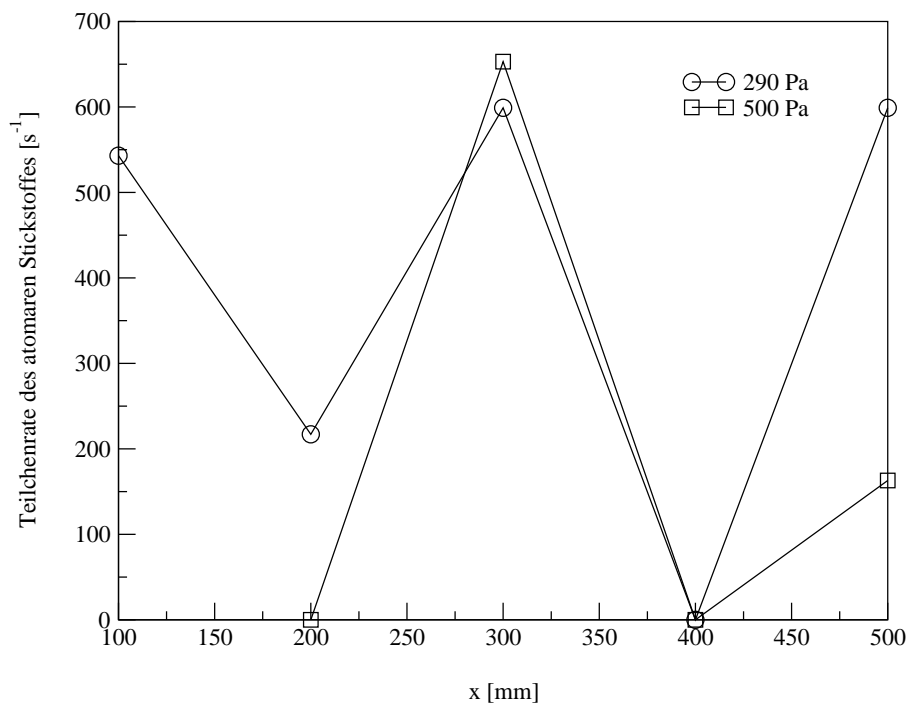


Abbildung 4.17: Verlauf der Teilchenrate des atomaren Stickstoffes im freien Stickstoff-/Sauerstoffstrahl bei unterschiedlichen Tankdrücken (Messungen)

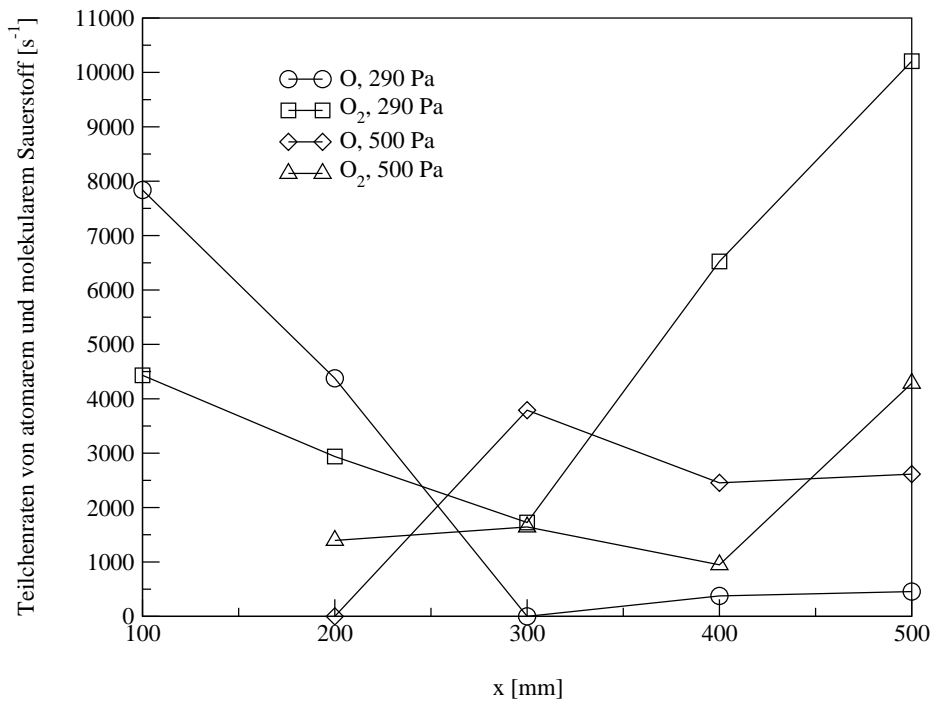


Abbildung 4.18: Verlauf der Teilchenraten von atomarem und molekularem Sauerstoff im freien Stickstoff-/Sauerstoffstrahl bei unterschiedlichen Tankdrücken (Messungen)

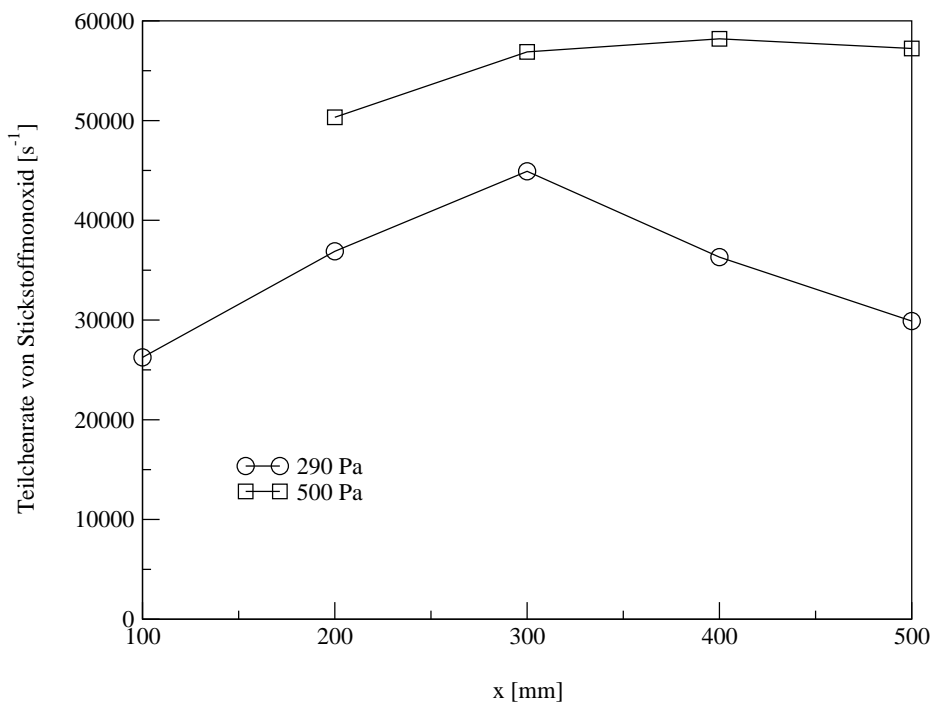


Abbildung 4.19: Verlauf der Teilchenrate von Stickstoffmonoxid im freien Stickstoff-/Sauerstoffstrahl bei unterschiedlichen Tankdrücken (Messungen)

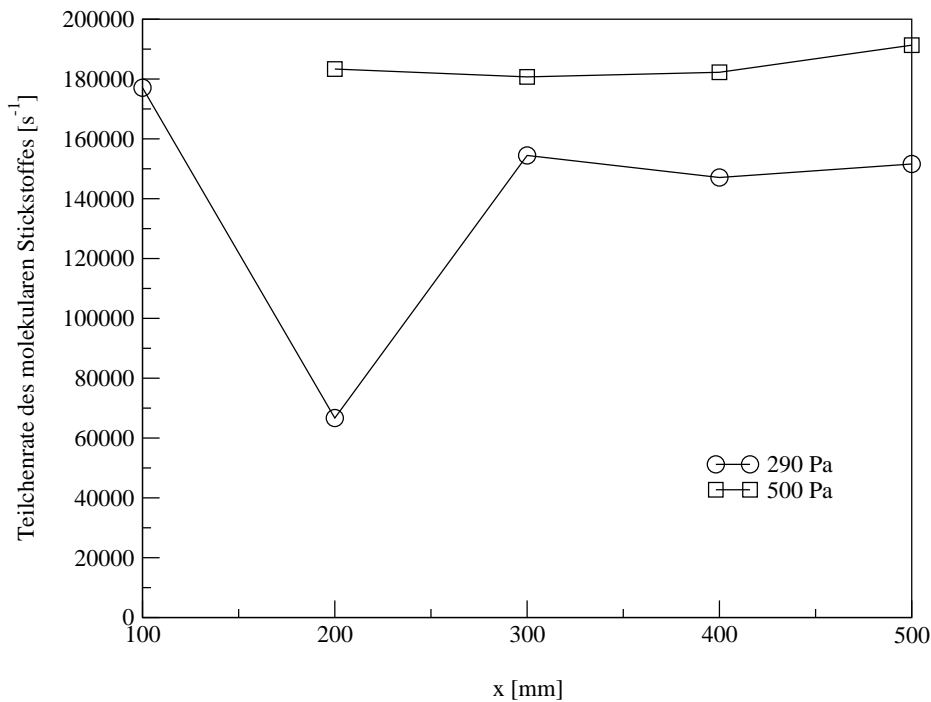


Abbildung 4.20: Verlauf der Teilchenrate vom molekularen Stickstoff im freien Stickstoff-/Sauerstoffstrahl bei unterschiedlichen Tankdrücken (Messungen)

Um die Meßergebnisse zu erklären, muß man den Zustand des Strahls besser kennen. Dieses Wissen soll auf der neutralen Aussage der Computersimulation durch die Lösung der nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen basieren, die in allgemeiner, detaillierter Form die hochenthalpe Strömung beschreiben. Allerdings ist in manchen Fällen eine einfache, aber physikalisch sinnvolle, algebraische Zustandsbeschreibung als Anfangsbedingung für die Differentialgleichungen zu verwenden, da keine weiteren Möglichkeiten für die Zustandsbeschreibung existieren. Aus diesem Grund wird die gleiche Vorgehensweise wie beim IPG3 zur Analyse der Fakten ausgewählt und angewandt.

Als erstes wird die einfache Abschätzung der Energie pro Teilchen in der Entladungszone durchgeführt. Der Massendurchfluß des Stickstoffes beträgt $1,6 \text{ g/s}$. Um den gesamten Stickstoff zu dissoziieren, benötigt man $54,1 \text{ kW}$. Die eingekoppelte elektrische Leistung ohne Berücksichtigung der Kühlverluste beträgt $74,8 \text{ kW}$ bei einem Lichtbogenstrom von 1200 A . Daher kann man erwarten, daß der Strahl größtenteils dissoziiert ist. Aber man darf nicht übersehen, daß ein großer Teil der eingekoppelten Leistung für die Erhitzung und die Beschleunigung des Strahls verbraucht wird. Das heißt, daß eine vollständige Dissoziation des Stickstoffes nicht zu erwarten ist.

Was genau im Generator geschieht, wird mittels des ARCHE-Codes berechnet. Die ARCHE-Simulationen basieren auf der Arbeit von Sleziona [26]. Im Gegensatz zum IPG3 liegt der Wert des Hall-Parameters im Bereich der elektrischen Entladung zwischen der Anode und Kathode deutlich unter 1 (Abbildung 4.21). Eine Verringerung der

elektrischen Leitfähigkeit aufgrund eines großen Hall-Parametres liegt daher nicht vor. Im Düsenhals wird die eingekoppelte elektrische Energie nicht nur für die Dissoziation der Stickstoffmoleküle, sondern auch für die Ionisation der Stickstoffatome verbraucht. Die Ionisation der Stickstoffmoleküle kann man vernachlässigen. Auf der Generatorachse sind am Ende des Düsenhalses bis zu 50% der Atome ionisiert. Mit dem wachsenden Abstand von der Achse zum Rand des Düsenhalses hin sinkt die Ionisation auf unter 30%. Der Stickstoff wird im Düsenhals nicht voll dissoziiert.

Zweites wichtiges Ergebniss aus der ARCHE-Simulation ist die Sauerstoffverteilung im Strahl. Abbildung 4.22 zeigt, wie der kalte Sauerstoff über den heißen Stickstoffstrahl gleitet. Die Hoffnung, daß der Sauerstoff eine ideale homogene Mischung mit dem Stickstoff bildet und dadurch eine Luftströmung entsteht, wird nicht bestätigt.

Um den hochenthalpen verdünnten Gasstrahl und seine Wechselwirkung mit der Umgebung im Tank zu untersuchen, wird wie beim IPG3 eine DSMC-Simulation durchgeführt. Die Anfangs- und Randbedingungen für die Strömung sind durch die dem Generator zugefügte elektrische Leistung, die an den verschiedenen Segmenten abgegebene Kühlleistung und die Massenströme der eingespritzten Gase gegeben. Da das DSMC-Programm die Ionisation nicht mitberechnet, kann man die Ergebnisse der ARCHE-Simulation nicht vollständig übernehmen. Aus diesem Grund werden folgende Annahmen für die DSMC-Simulation getroffen:

- Es herrsche thermisches Gleichgewicht $T = T_{osc} = T_{rot}$; dabei ist die Translations-temperatur eine mittlere Translationstemperatur aus der ARCHE-Simulation.
- Die Strahlleistung am Ende des Düsenhalses ist $70,06 \text{ kW}$.
- Am Ende des Düsenhalses ist Mach-Zahl $Ma = 1$.
- $\gamma = 1,67$, wegen starker Dissoziation.
- Die Generatorleistung wird wie beim IPG3 mit der Gleichung (4.4) berechnet.

Mit den zusätzlichen Gleichungen (4.8) wird die Gleichung (4.4) in die Gleichung (4.9) umformuliert:

$$\Psi = \frac{n_{N_2}}{n_N + n_{N_2}}, \rho = \frac{M_N n_N}{N_A} \cdot \frac{1 + \Psi}{1 - \Psi}$$

$$\dot{m} = A \cdot \frac{M_{N_2} n_{N_2} + M_N n_N}{N_A} \cdot v = \frac{A M_N n_N v}{N_A} \cdot \frac{1 + \Psi}{1 - \Psi}$$

$$v = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma \Re T}{M_N} \cdot \frac{1}{1 + \Psi}} \quad (4.8)$$

$$P_{Strahl} = \frac{1}{2} \dot{m} N_A \cdot \frac{1}{M_N} \cdot \frac{1 - \Psi}{1 + \Psi} \cdot \left[k T \cdot \frac{5 + 2 \Psi \vartheta T^{-1} (e^{\vartheta/T} - 1) + 2 \Psi + \gamma}{1 - \Psi} + E_{Diss} \right] \quad (4.9)$$

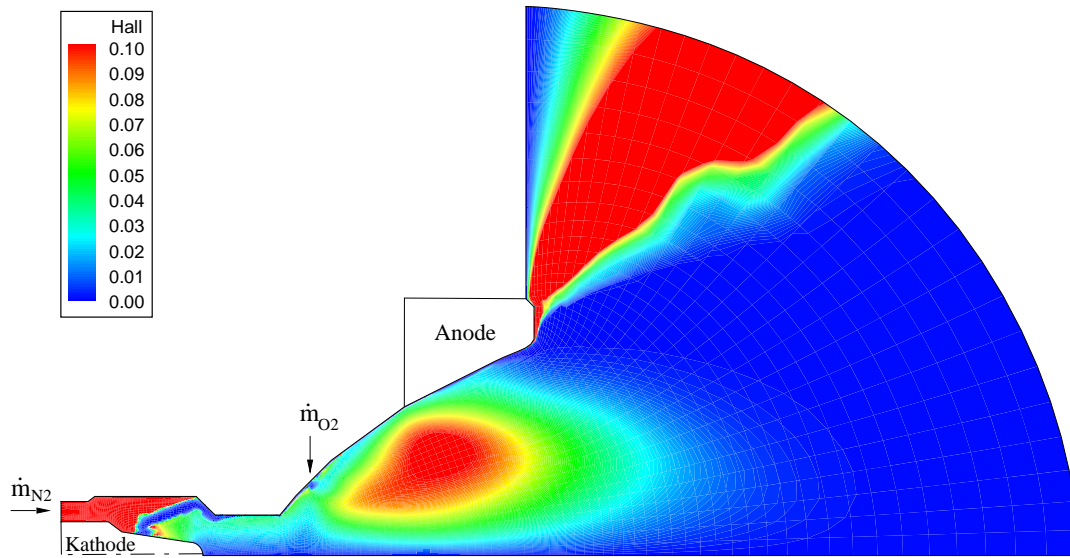


Abbildung 4.21: Hall-Parameter im RD5, Stickstoff-/Sauerstoff-Mischung bei 290 Pa Tankdruck (ARCHE-Simulation)

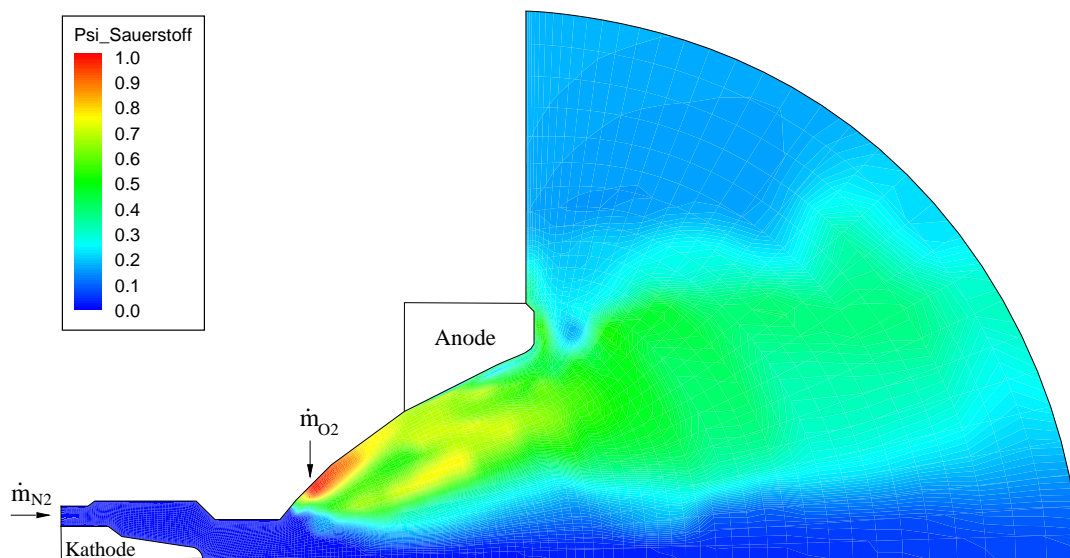


Abbildung 4.22: Sauerstoffmolanteil im Stickstoff-/Sauerstoff-Gemisch bei 290 Pa Tankdruck (ARCHE-Simulation)

Mit Gleichung (4.9) wird im Gegensatz zum IPG3 iterativ eine Nichtgleichgewichtszusammensetzung von atomarem und molekularem Stickstoff errechnet. Dabei ist $\vartheta = 3395\text{ K}$ die charakteristische Schwingungstemperatur für Stickstoff [119]. Das Ergebnis wird als Anfangsbedingung für die Simulation der freien Strömung im Tank mit dem DSMC-Code verwendet. Die Tabelle 4.7 stellt die Anfangsbedingungen für die Strömung im Düsenhals dar.

Tabelle 4.7: Anfangsparameter der DSMC-Simulation des RD5 (Stickstoff/Sauerstoff)

Gas	Temperatur K	Geschwindigkeit $m\ s^{-1}$	Teilchendichte m^{-3}	Molekular <i>Molanteil</i>	Atomar <i>Molanteil</i>
Stickstoff	8800	2805	$4,889 \cdot 10^{22}$	0,107	0,893
Sauerstoff	300	180	$3,623 \cdot 10^{24}$	1,000	0,000

Was die Simulation mittels ARCHE für die Sauerstoffverteilung (Abbildung 4.22) zeigt, wiederholt sich in der DSMC-Simulation (Abbildung 4.23). Durch den Kontakt des kalten eingeblasenen molekularen Sauerstoffes mit dem heißen Stickstoffstrahl dissoziiert der Sauerstoff teilweise. Allerdings ist die Vermischung von Stickstoff und Sauerstoff nicht ideal. Der Sauerstoff gleitet über den Stickstoffstrahl. Die Zumischung des Sauerstoffes auf der Achse findet erst in 100 mm Abstand vom Austrittsquerschnitt des Generators statt.

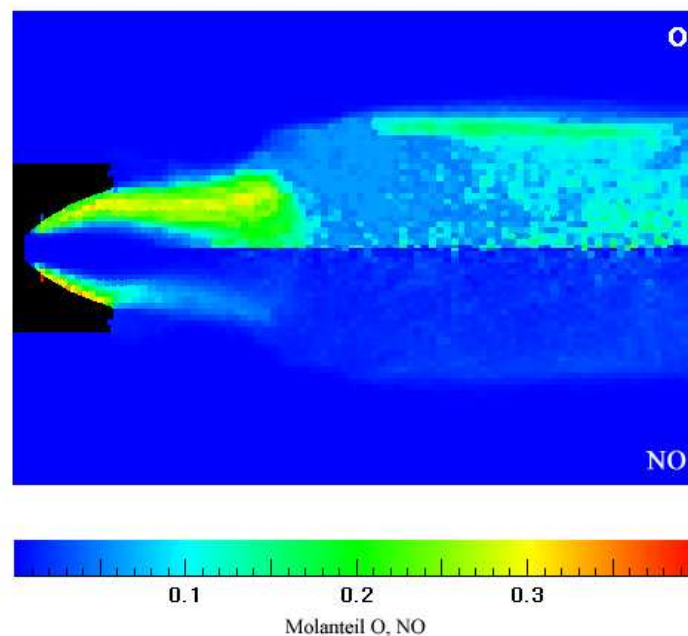


Abbildung 4.23: Verteilung des atomaren Sauerstoffes und des Stickstoffmonoxides im Stickstoff-/Sauerstoff-Gemisch bei 290 Pa Tankdruck, $\dot{m}_{N_2} = 1,6\text{ g/s}$, $\dot{m}_{O_2} = 0,4\text{ g/s}$ (DSMC-Simulation)

Bei den Experimenten wurde eine große Menge Stickstoffmonoxid detektiert. Auch bei der Tankbelüftung nach den Experimenten hat es immer stark nach Stickstoffmonoxid gerochen. Die Simulationen zeigen eine starke Bildung des *NO* stromab der Sauerstoffeinblasung in der Generatordüse. Ab 100 *mm* Abstand beträgt der Molanteil konstant 4 %. Die Möglichkeit der Diffusion des *NO* aus der Laborumgebung kann man aufgrund der geringen Mengen in der Restluft ausschließen (siehe oben bei Restluft und Einstellung der Arbeitsparameter des Massenspektrometers).

Für die Interpretation der Experimente mit Materialproben ist es notwendig, den Verlauf des Totaldruckes und der Enthalpie im Strahl zu kennen. Abbildung 4.24 stellt den Verlauf des Totaldruckes bei unterschiedlichen Tankdrücken dar. Trotz der Erhöhung des Tankdruckes von 290 *Pa* auf 500 *Pa* bleiben beide Verläufe des Totaldruckes auf dem gleichen Niveau. Ein Verdichtungsstoß in der Düse führt zu dem starken Abfall des Totaldruckes vor dem Austrittsquerschnitt, was auch in der ARCHE-Simulation zu sehen ist. Im weiteren Verlauf sinkt der Totaldruck entlang der *x*-Achse stetig ab. Im Abstand 300 *mm* von der Austrittsquerschnitt des Generators nähert sich der Totaldruck dem Umgebungsdruck.

Im Verlauf der Enthalpie (Abbildung 4.25) ist deutlich zu erkennen, daß der Strahl schnell Energie durch die Wechselwirkung mit der Restluft (Kühlung durch Zumischung und Diffusion, Abbremsung) verliert. Der Einfluß der Umgebung steigt stark mit dem Tankdruck.

Noch ein unerwartetes Ergebnis der Simulation ist die vollständige Rekombination des atomaren Stickstoffes hinter dem Stoß. Da die massenspektrometrischen Messungen hinter dem Stoß stattfinden, ist es nicht möglich, atomaren Stickstoff in der Strömung zu detektieren. Der in geringen Mengen detektierte atomare Stickstoff wurde also in der Ionenquelle des Massenspektrometers gebildet. Allerdings wird atomarer Sauerstoff in großen Mengen korrekt detektiert. Wie die Abbildung 4.23 zeigt, gleitet der Sauerstoff über den Stickstoff und mischt sich auf der Achse hinter dem Verdichtungsstoß in den rekombinierten molekularen Stickstoff.

Die DSMC-Simulationen erlauben die Bestimmung der Strahltemperatur. Bei 290 *Pa* ist die Temperatur im Austrittsquerschnitt des Generators 1973 *K*. Stromab kühlt sich der Strahl auf 1571 *K* bei 330 *mm* ab. Der Strahl wird bei 500 *Pa* durch die Umgebung stärker gekühlt. Bei 300 *mm* liegt die Temperatur nur bei 917 *K*.

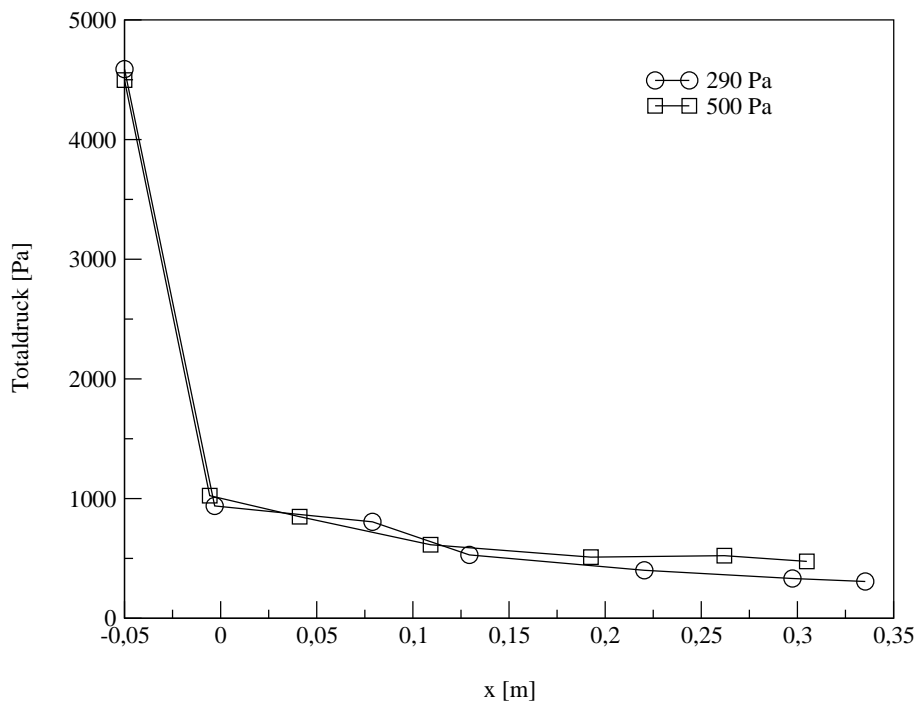


Abbildung 4.24: Verlauf des Totaldruckes im Freistrahel bei unterschiedlichen Tankdrücken (DSMC-Simulation)

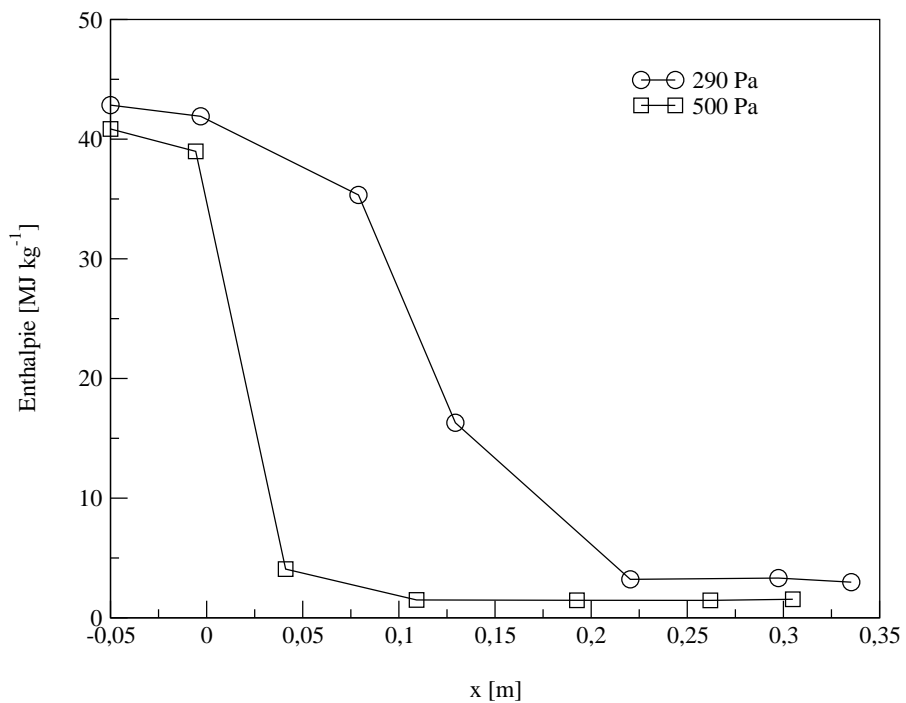


Abbildung 4.25: Verlauf der Enthalpie im Freistrahel bei unterschiedlichen Tankdrücken (DSMC-Simulation)

Stickstoff

Die Experimente wurden bei $34 Pa$, $290 Pa$ und $500 Pa$ Tankdruck mit einem Stickstoffmassendurchfluß von $1,3 g/s$ und einer Stromstärke von $750 A$ durchgeführt.

Abbildung 4.26 zeigt das Massenspektrum des Stickstofffreistrahls bei $290 Pa$ und einem Abstand vom Austrittsquerschnitt des Generators von $x = 300 mm$. Das Kohlendioxid und der molekulare und der atomare Sauerstoff stammen aus der Restluft. Das OH -Radikal ist das Bruchstück von verschiedenen Kohlenwasserstoffketten und vom Wasser. Das Wasser ist immer auf metallischen Oberflächen vorhanden und wird beim Evakuieren freigesetzt. Das Vakuum wird im Verlaufe des Experiments durch das starke Erwärmen und das kontinuierliche Evakuieren verbessert.

Bei der Massenzahl 28 wird der molekulare Stickstoff detektiert, mit insgesamt 329328 Molekülen. Der Anzahl der Stickstoffatome liegt bei 653. Die Abbildung 4.27 stellt den Verlauf der Teilchenraten des molekularen Stickstoffes bei den verschiedenen Tankdrücken dar. Die Erhöhung des Tankdruckes von $34 Pa$ auf $290 Pa$ verursacht eine Erhöhung der Teilchenrate. Allerdings bleibt die Teilchenrate bei $500 Pa$ bis $x = 200 mm$ in der gleichen Größenordnung wie bei $290 Pa$, um dann auf konstantem Niveau unterhalb der Werte für $290 Pa$ zu bleiben. Atomarer Stickstoff wurde nur in der kleinen Mengen zwischen 0 und 110 Molekülen detektiert. Der in der Abbildung 4.26 dargestellte Peak des atomaren Stickstoffes ist der höchste Wert.

Bei der Analyse der Abbildung 4.26 ist eine große Menge von atomarem (5389 Atome) und molekularem (10945 Moleküle) Sauerstoff und Stickstoffmonoxid (34911 Moleküle) festzustellen. Den Verlauf der Teilchenraten des atomaren und molekularen Sauerstoffes und des Stickstoffmonoxides bei den verschiedenen Tankdrücken stellen die Abbildungen 4.28 und 4.29 dar. Überraschenderweise liegen die Werte für Sauerstoff und Stickstoffmonoxid im Bereich der gleichen Größenordnungen wie im Fall des Stickstoff/Sauerstoffgemisches.

Um die Anwesenheit des Sauerstoffes erklären zu können, wurden Computersimulationen mittels ARCHE und DSMC durchgeführt. Ursprünglich war der ARCHE-Code für das RD5 nur für einen Arbeitspunkt mit Stickstoff/Sauerstoffströmung programmiert worden. Für die Untersuchung der Stickstoffströmung im RD5 wurde der Code daher im Rahmen dieser Arbeit auf reinen Stickstoff umgestellt. Dabei wurden gleichzeitig der Massendurchfluß des Stickstoffes von $1,6 g/s$ auf $1,3 g/s$ und der Lichtbogenstrom von $1200 A$ auf $750 A$ reduziert und damit dem Stickstoff-Arbeitspunkt angepaßt. Die Simulationsergebnisse wurden dann mit der gleichen Vorgehensweise wie bei der Stickstoff/Sauerstoffrechnung bearbeitet und im DSMC-Programm als Anfangsbedingungen (Tabelle 4.8) verwendet.

Tabelle 4.8: Anfangsparameter der DSMC-Simulation des RD5 (Stickstoff)

Temperatur K	Geschwindigkeit $m s^{-1}$	Teilchendichte m^{-3}	Ψ_{N_2} -	Ψ_N -
6900	2220	$4,021 \cdot 10^{22}$	0,393	0,607

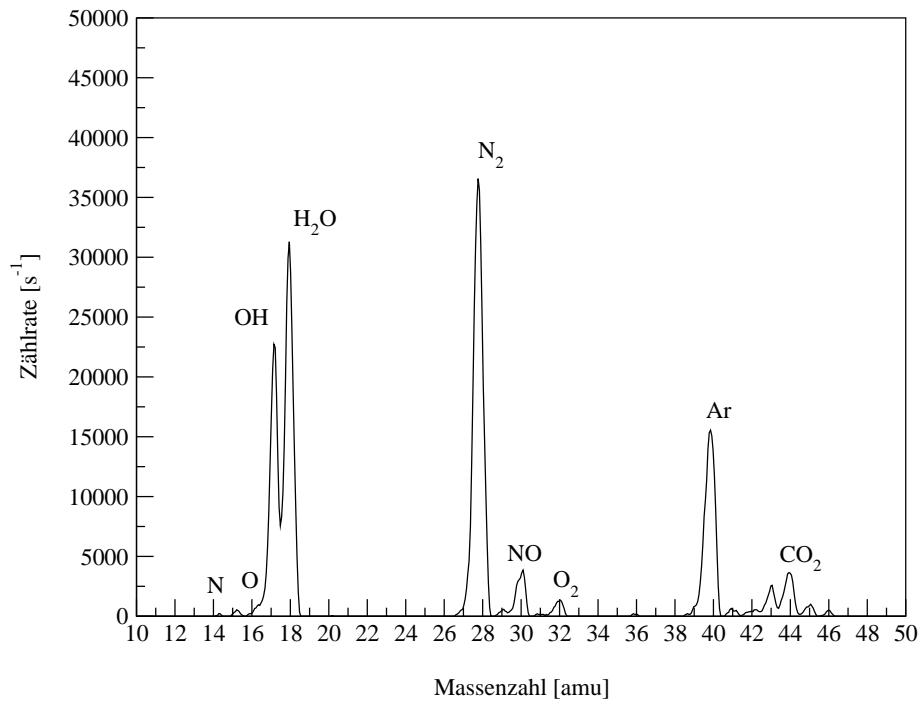


Abbildung 4.26: Massenspektrum des Stickstoffstrahls, PWK2, RD5, $\dot{m}_{N_2} = 1,3 \text{ g/s}$, $\dot{m}_{Ar} = 0,3 \text{ g/s}$, $p_{Tank} = 290 \text{ Pa}$, $x = 300 \text{ mm}$ (Messungen)

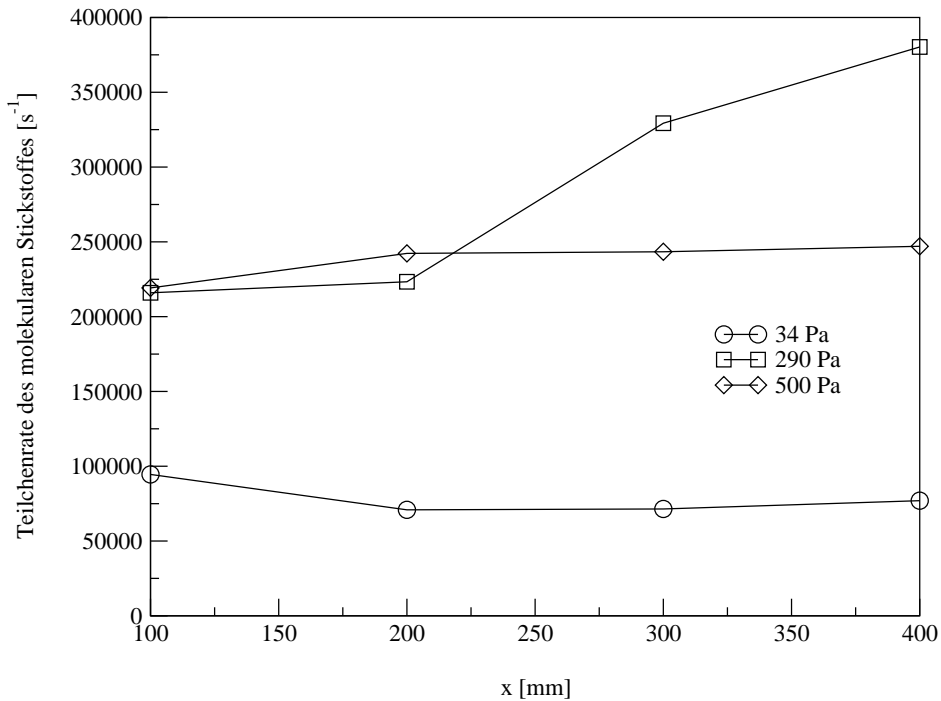


Abbildung 4.27: Verlauf der Teilchenraten des molekularen Stickstoffes im Freistrahls bei unterschiedlichen Tankdrücken (Messungen)

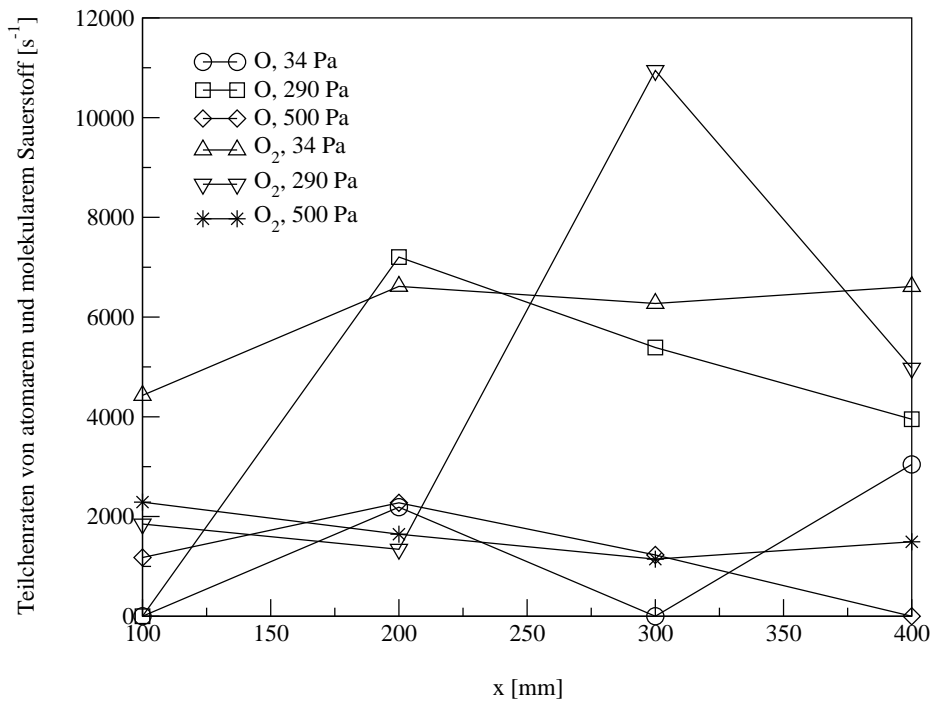


Abbildung 4.28: Verlauf der Teilchenraten des molekularen und atomaren Sauerstoffes im Freistrah bei unterschiedlichen Tankdrücken (Messungen)

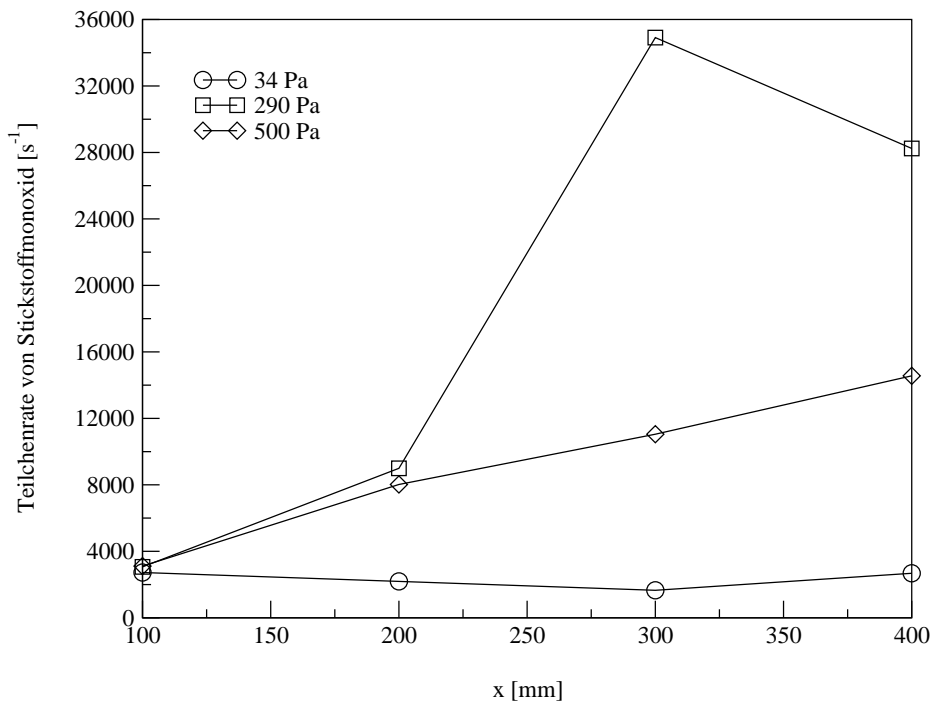


Abbildung 4.29: Verlauf der Teilchendichte vom Stickstoffmonoxid im Freistrah bei unterschiedlichen Tankdrücken (Messungen)

Abbildung 4.30 beweist, daß tatsächlich molekularer Sauerstoff und Stickstoff aus der Umgebung in den Stickstoffstrahl bei 290 Pa zugemischt werden. Folgende Ursachen sind für die Anwesenheit von Sauerstoff im Tank möglich [20]:

- Das Vakuum im Tank ist luftgeregelt. Sauerstoff kann daher aus der Vakuumanlage in den PWK eindringen.
- Wegen Undichtigkeiten wird aus der Umgebung außerhalb des Tankes Luft angesaugt. Es wird empfohlen, insbesondere für Schraubverbindungen in der Zukunft spezielle Dichtungsmaterialien wie z.B. von Loctite zu benutzen.

Bei der Expansion des Strahls findet in der Düse ein Verdichtungsstoß statt. Hinter diesem Stoß ist der atomare Stickstoff fast vollständig rekombiniert (Abbildung 4.31). Der von außen zugemischte Sauerstoff dringt bis in das Innere der Düse ein (Abbildung 4.30) und dissoziiert leicht (Abbildung 4.31). Der Sauerstoff reagiert mit dem Stickstoff und bildet das Stickstoffmonoxid, das auch mit dem Massenspektrometer detektiert wurde.

Der Totaldruck (Abbildung 4.32) im Strahl sinkt bei allen Tankdrücken in der Düse durch den Stoß bis zum Austrittsquerschnitt des Generators stark ab und verläuft dann entlang der Achse fast auf dem Niveau des Umgebungsdruckes. Die Erhöhung des Tankdruckes verursacht die entsprechende Erhöhung des Totaldruckes. Die Erhöhung des Totaldruckes, und damit des Staudruckes, geht nicht einher mit einer entsprechenden Erhöhung der Teilchenraten (Abbildungen 4.27, 4.28 und 4.29). Bei der DSMC-Simulation zeigt die Lösung bei 290 Pa Tankdruck ein instationäres Verhalten. Dies ist zurückzuführen auf eine stark turbulente Zumischung des Umgebungsgases in den Strahl bei diesem Tankdruck, was die Spitzen in den Verläufen der Teilchenraten des atomaren Sauerstoffes bei $x = 200\text{ mm}$ und des molekularen Sauerstoffes und des Stickstoffmonoxides bei $x = 300\text{ mm}$ erzeugt. Diese turbulente Zumischung ist auch die Erklärung für die Teilchenrate des molekularen Stickstoffes, die ab $x = 200\text{ mm}$ für 290 Pa größer ist als bei 500 Pa .

Abbildung 4.33 stellt den Verlauf der Enthalpie bei den unterschiedlichen Tankdrücken dar. Die Enthalpie im Strahl bei 34 Pa -Tankdruck liegt zunächst bei 24 MJ/kg . Im Abstand von 90 mm vom Austrittsquerschnitt des Generators sinkt die Enthalpie bis auf 12 MJ/kg ab. Im weiteren Verlaufe beträgt die Enthalpie 10 MJ/kg . Der Grund für die schnelle Enthalpieabnahme ist die Sauerstoffzumischung aus der Umgebung, die ab 90 mm stattfindet. Die Simulation zeigt außerdem, daß der Molanteil des atomaren Stickstoffes bei 34 Pa trotz des Verdichtungsstoßes noch im Abstand von 300 mm bis zu $0,2$ beträgt, während er bei den höheren Tankdrücken hinter dem Verdichtungsstoß fast vollständig rekombiniert und der Molanteil des atomaren Stickstoffes unter $0,01$ liegt. Die starke Absenkung der Enthalpie bei 290 Pa und 500 Pa findet im Bereich der Sauerstoffzumischung aus der Umgebung statt. Durch die Diffusion des kalten Gases aus der Umgebung wird die Strömung gekühlt und verlangsamt. Die Simulationen zeigen, daß bei $x = 200\text{ mm}$ die mittlere Strahltemperatur bei 34 Pa Tankdruck bei 4254 K liegt. Bei 290 Pa und 500 Pa Tankdruck sind bei $x = 200\text{ mm}$ die mittleren Strahltemperaturen mit 1329 K und 1839 K deutlich kühler.

Für die Materialuntersuchungen ist als Arbeitsumgebung der reine Stickstoffstrahl bei 34 Pa Tankdruck am besten geeignet. Er hat eine hohe Enthalpie und ist zum Teil dissoziiert.

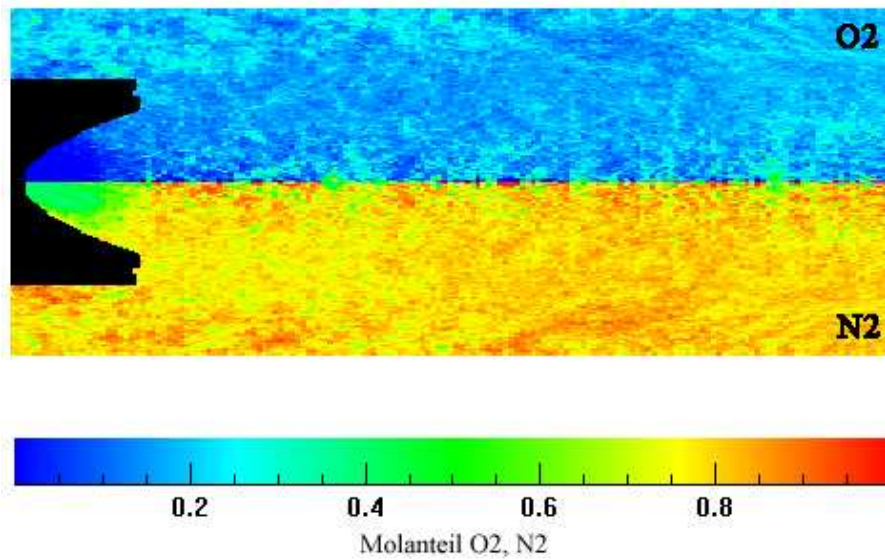


Abbildung 4.30: Zumischung von molekularem Sauerstoff und Stickstoff in den Stickstoffstrahl aus der Umgebung bei 290 Pa Tankdruck (DSMC-Simulation)

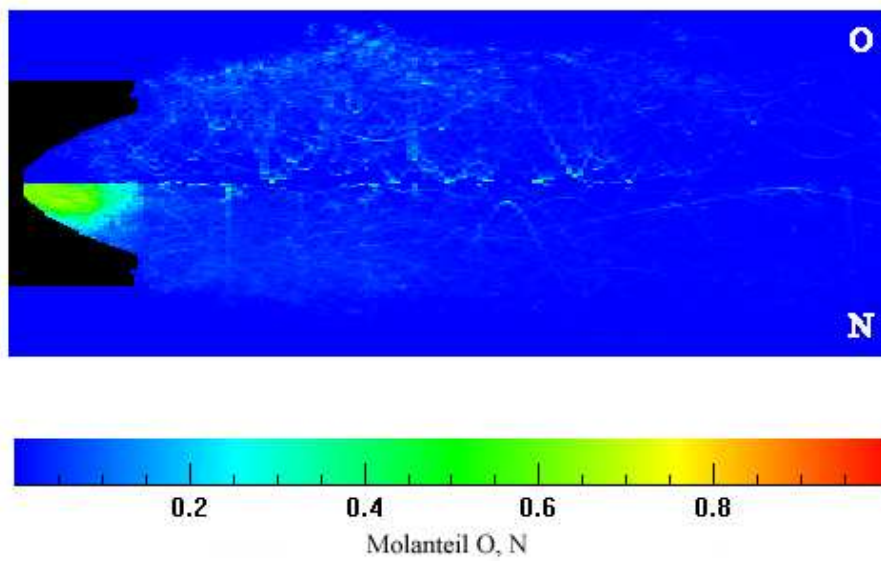


Abbildung 4.31: Verteilung von atomarem Sauerstoff und Stickstoff im Stickstoffstrahl bei 290 Pa Tankdruck (DSMC-Simulation)

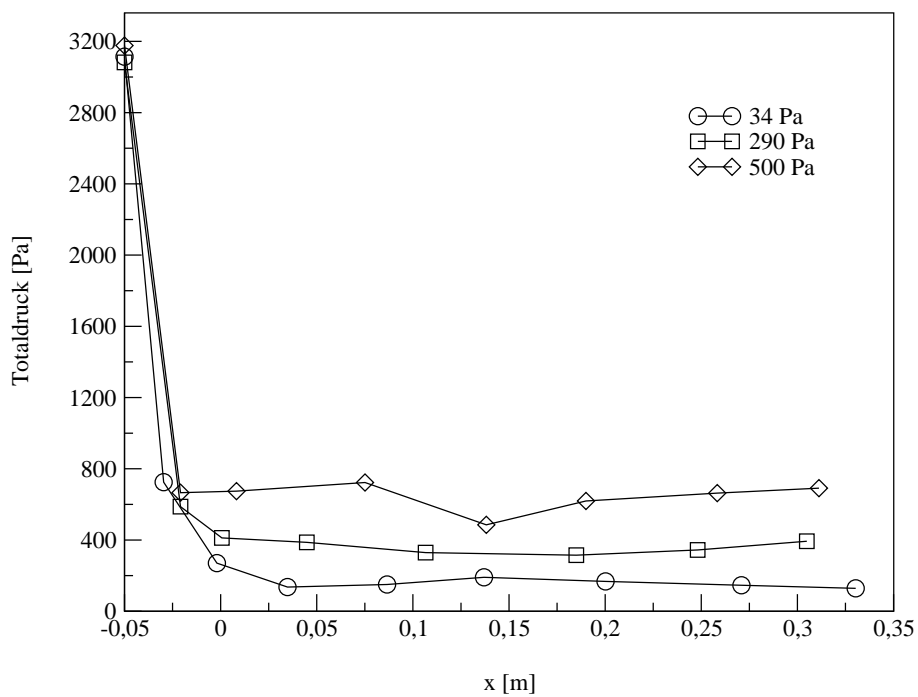


Abbildung 4.32: Verlauf des Totaldruckes im freien Stickstoffstrahl bei unterschiedlichen Tankdrücken (DSMC-Simulation)

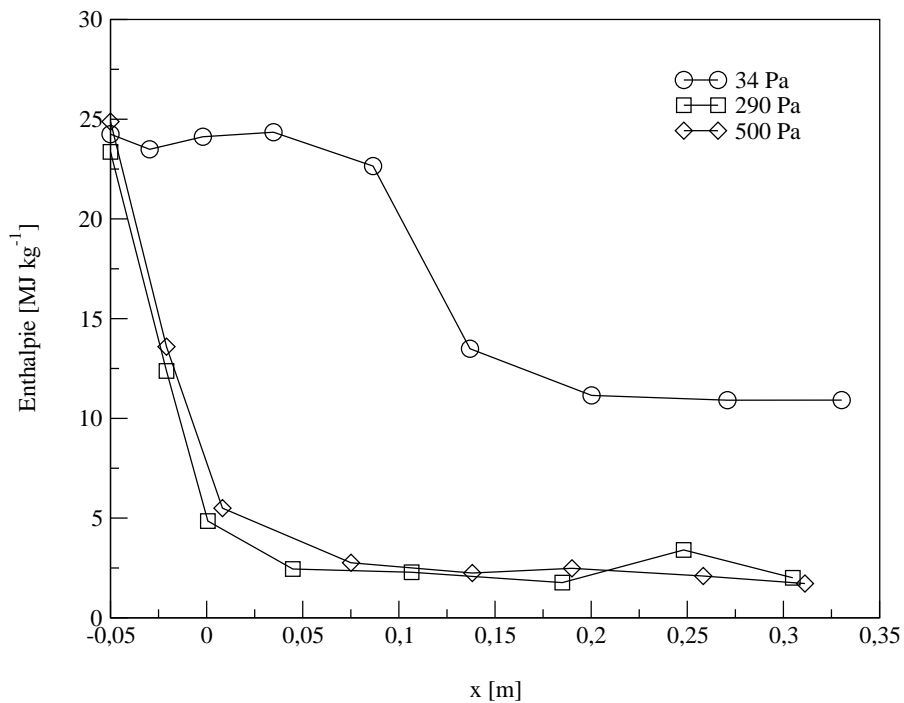


Abbildung 4.33: Verlauf der Enthalpie in freien Stickstoffstrahl bei unterschiedlichen Tankdrücken (DSMC-Simulation)

4.5 Materialtests

Eine sehr wichtige Rolle bei den Materialtests spielt die Geometrie der Bohrung durch die Probe. Nachdem die chemischen Reaktionen der Gasmoleküle mit dem Material auf der Oberfläche stattgefunden haben, werden die Produkte dieser Reaktionen durch die Bohrung in der Materialprobe und in dem nachfolgenden Isolator aus Kapyrok zur Kupferspitze gesaugt. Dabei ist besonders wichtig:

- Es soll ein minimaler Kontakt mit dem Isolator hinter der Probe vor der Kupferspitze entstehen, damit keine sekundären chemischen Reaktionen oder Rekombinationen stattfinden.
- Der Flugkanal darf nicht sehr lang sein, damit Rekombinationen oder Absorptionen auf der Wand minimiert werden.

Es wurden drei mögliche Bohrungsgeometrien untersucht (Abbildung 4.34). Die alte Geometrie wurde von Dabalà [32] verwendet. Als Alternative zu dieser Geometrie wurden zwei weitere Geometrien (Abbildung 4.34 b und c) vorgeschlagen. Die endgültige Wahl der Bohrung wurde auf der Basis der Computersimulationen mittels DSMC für den idealisierten Fall einer Überschall-Luftströmung mit 5000 K , $Ma = 3$ und $p = 50\text{ Pa}$ getroffen.

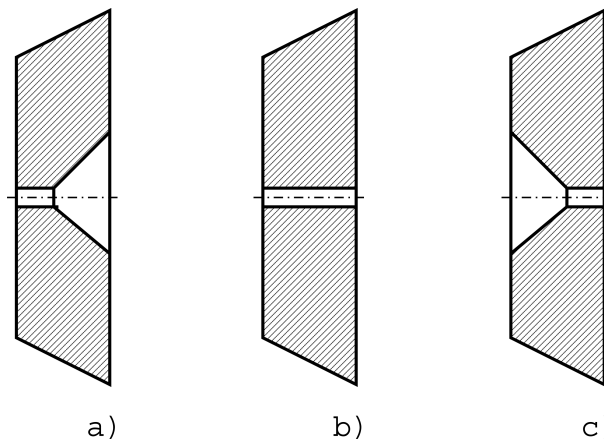


Abbildung 4.34: Geometrie der Bohrung in der Materialprobe: a) alt, b) gerade, c) neu

Die Abbildungen 4.35, 4.36 und 4.37 zeigen die Geschwindigkeitsfelder bei der Durchströmung der Probe und des Isolators bis zu der Konusspitze. Bei der alten Geometrie sieht man in dem konischen Hinterteil der Bohrung starke Verwirbelungen der Strömung, die für chemischen Reaktionen mit dem Isolator sorgen. Diese chemisch so veränderte Strömung wird weiter eingesaugt und verlangsamt sich in dem Hohlraum zwischen dem Isolator und der Konusspitze. Gleichzeitig finden in diesem Raum weitere Reaktionen auf den Oberflächen des Isolators und des Konus statt. Die Reaktionsprodukte werden nochmals durch die entstehenden Verwirbelungen gemischt. Diese neugebildete Strömung wird im Massenspektrometer analysiert. Die zwei Hohlräume sorgen für eine starke Änderung der chemischen Zusammensetzung des Strahls und für starke Teilchenverluste durch die Verlangsamung und die Absorption auf den Oberflächen.

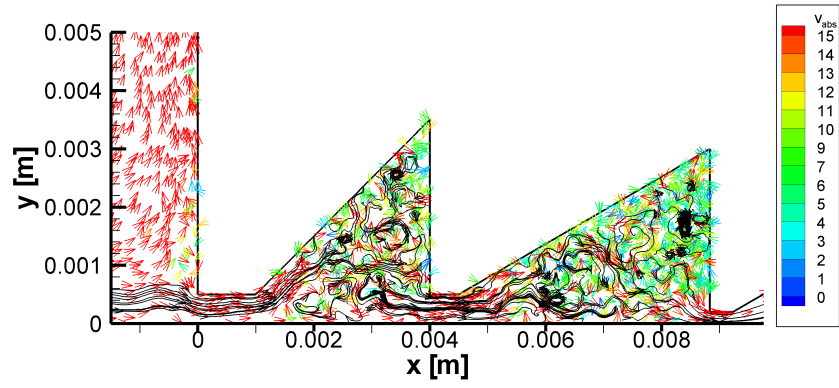


Abbildung 4.35: Geschwindigkeitsvektoren: Alte Geometrie

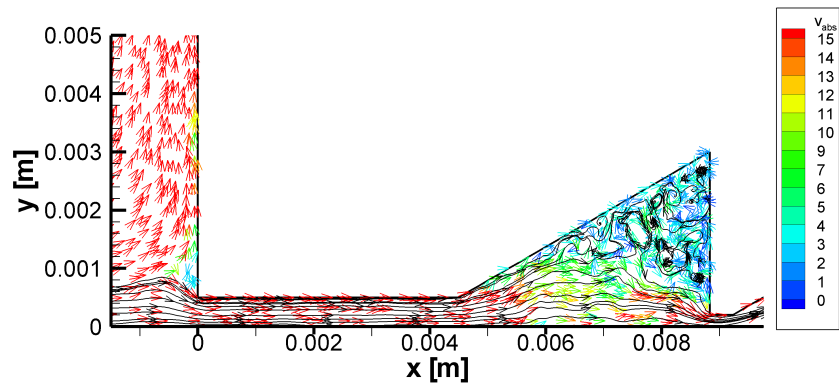


Abbildung 4.36: Geschwindigkeitsvektoren: Gerade Geometrie

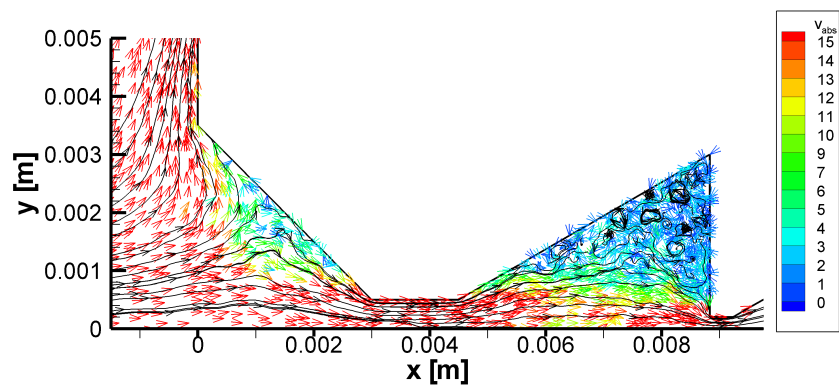


Abbildung 4.37: Geschwindigkeitsvektoren: Neue Geometrie

Bei der geraden Geometrie wird der Strahl durch den langen geraden Kanal der Probe und des Isolators bis zum Hohlraum zwischen dem Isolator und dem Konus eingesaugt. In dem Raum finden chemischen Reaktionen auf der Oberfläche des Isolators und des Konus statt, was durch Verwirbelungen begünstigt wird. Die Reaktionsprodukte werden dann weiter zum Massenspektrometer geliefert und analysiert.

Bei der neuen Geometrie wird die Strömung durch den kürzeren Kanal in der Probe und dem Isolator zu der Konusspitze eingesaugt. Es sind weniger Verwirbelungen in dem Hohlraum vor der Spitze vorhanden als bei den beiden anderen Geometrien. Gleichzeitig ist die Teilchendichte vor der Spitze um 25 % höher als bei der Geometrie b), sodaß das Massenspektrometer mehr Teilchen zur Analyse erhalten kann.

Der Hauptnachteil von allen drei Geometrien ist der Hohlraum zwischen dem Isolator und Konus. Um dies zu vermeiden, müßte man entweder die Konusspitze verlängern oder die Isolatorgeometrie vollständig der Spitzengeometrie anpassen. Bei Fertigung einer langen, dünnen Kupferkonusspitze müßte das innere Kühlsystem in der Konusspitze neu konzipiert werden. Bei Anpassung der Isolatorgeometrie müßten dünne Wandstärken mit dem brüchigen Kapyrok gefertigt werden. Beide Möglichkeiten liegen derzeit jenseits der technischen und finanziellen Machbarkeit.

Nach der Analyse aller oben genannter Vor- und Nachteile wurde als optimale Geometrie die neue Probengeometrie (Abbildung 4.34 c) ausgewählt und bei den Experimenten verwendet.

4.5.1 PWK3

Im PWK3 wurden Graphit-, Silizium- und Siliziumkarbidproben im reinen Sauerstoffstrahl getestet. Leider existieren keine spektralen Daten und Photoaufnahmen vom Test mit der Graphitprobe. Beim Einschalten des Generators kommt es sofort zu einer intensiven Wechselwirkung zwischen dem heißen Sauerstoff und dem Graphit. Dabei bilden sich CO und Rußpartikel. Diese Partikel werden ins Massenspektrometer eingesaugt und verkleben die Oberfläche der Ionenquelle, so daß keine Produktion der Elektronen mehr möglich ist und als Folge keine Teilchendetektion. Nach diesem Test wurde die Ionenquelle gegen eine neue ausgetauscht.

Abbildung 4.38 zeigt das Spektrum des Tests einer Siliziumprobe im Sauerstoffstrahl bei $x = 230 \text{ mm}$. Der Druck im Tank war 54 Pa , der Massendurchfluß des Sauerstoffes $\dot{m}_{\text{O}_2} = 3 \text{ g/s}$. Der Vergleich mit den Daten der Restgasmessung zeigt, daß das Wasser beim Versuch zunehmend verdampft und abgesaugt wird. Das OH -Radikal nimmt auch ab, genauso wie der atomare Wasserstoff. Der atomare Sauerstoff nimmt im Vergleich mit dem Freistrahls von 32412 Atomen auf 3994 Atome ab. Mit 5360 statt 11490 Molekülen im Freistrahls wird deutlich weniger Stickstoffmonoxid detektiert. Der molekulare Sauerstoff nimmt von 224642 Molekülen auf 65301 Moleküle ab. Beim Experiment mit der Probe wurden 15518 Moleküle bei 28 amu registriert. Der Vergleich mit dem Freistrahls (49681 Stickstoff-Moleküle) ergibt eine starke Abnahme und nicht die erwartete Zunahme aufgrund von atomarem, verdampftem Silizium (ebenfalls Massenzahl 28). Aus folgenden Gründen wird der Peak bei 28 amu als molekularer Stickstoff und nicht als Silizium identifiziert:

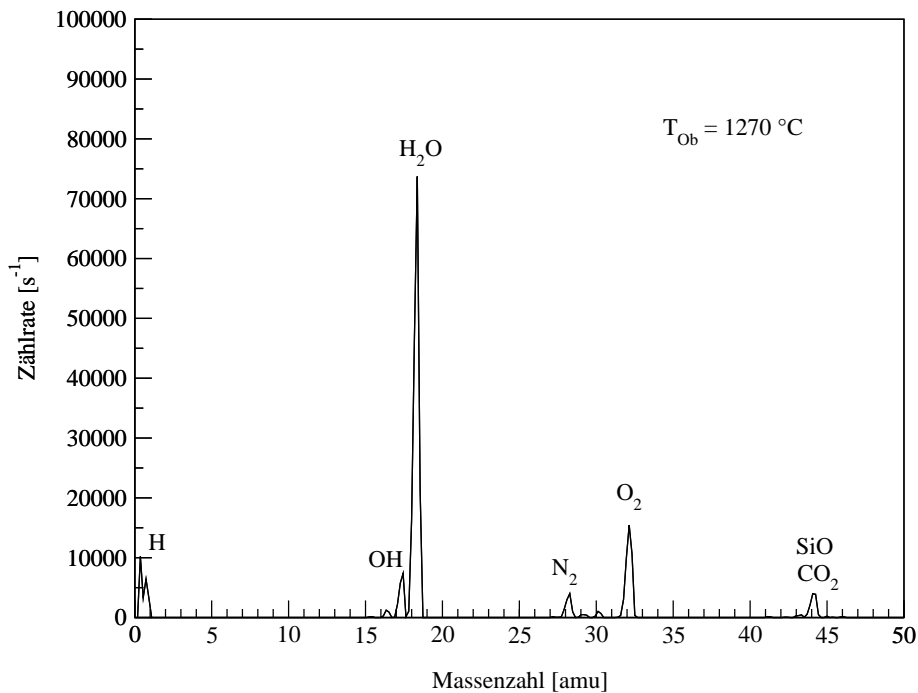


Abbildung 4.38: Spektrum einer Siliziumprobe im reinen Sauerstoff, PWK3, IPG3, 30kW, $\dot{m}_{O_2} = 3 \text{ g/s}$, $p_{Tank} = 54 \text{ Pa}$, $x = 250 \text{ mm}$

- Eindeutige Ab- statt Zunahme des Peaks.
- Die Probe wurde beim Test nur bis auf 1270° C erwärmt. Um atomares Silizium detektieren zu können, müßte es in die Gasform umgewandelt werden. Die Siedetemperatur des Siliziums liegt bei 2477° C und nur beim Überschreiten dieser Temperatur kann das gasförmige Silizium erwartet werden und damit das atomare Silizium detektiert werden.

Die erreichte Oberflächentemperatur des Siliziums ist nicht ausreichend, um die Erosion der Oberfläche durch das Verdampfen des Siliziums zu erreichen, ist aber genug für die schwache Erosion durch die Oxidation des Siliziums. Es wurde kein Siliziummonoxid (44 amu) registriert. Im Vergleich mit dem Freistrahler nimmt der Peak 44 von 71265 Molekülen auf 18271 Moleküle ab und wird damit als Kohlendioxid identifiziert. Eine schwache Bildung von Siliziumdioxid wurde registriert, der Peak 60 zählt 101 Moleküle.

Die letzte Art von Materialproben, die im Sauerstoff getestet wurde, war Siliziumkarbid (SiC). Die Tests wurden bei 1000 Pa Tankdruck und 3 g/s Massendurchfluß des Sauerstoffes durchgeführt. Es gibt zwei mögliche chemische Prozesse, die auf der Oberfläche des Siliziumcarbides in der Sauerstoffumgebung auftreten können: Passivierung oder Aktivierung. Beide Prozesse wurden beobachtet und die chemischen Zusammensetzungen mit dem Massenspektrometer analysiert.

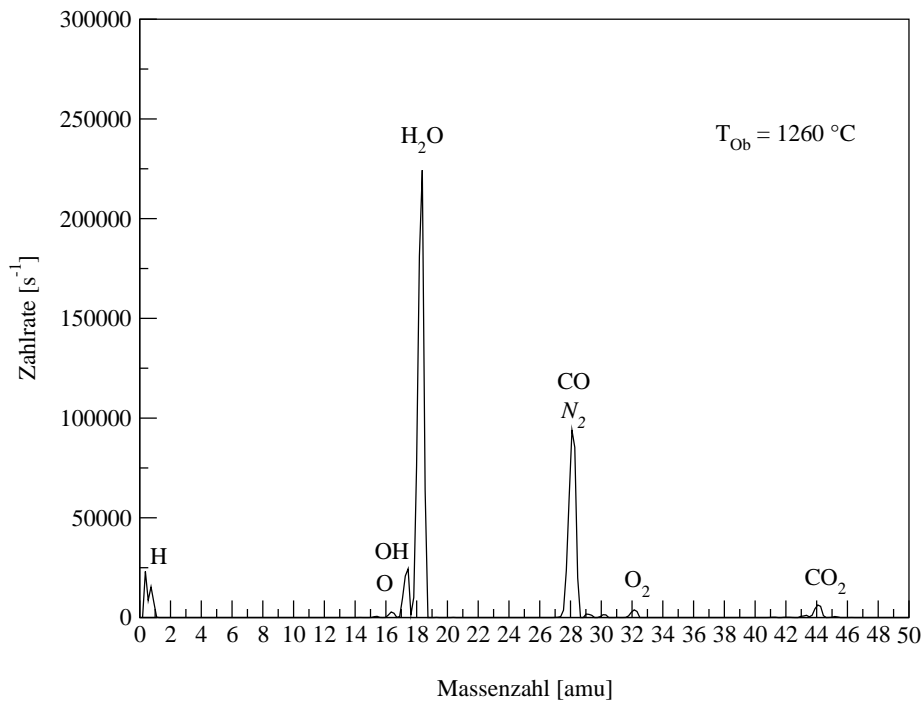


Abbildung 4.39: Spektrum einer Siliziumcarbidprobe im reinen Sauerstoff, PWK3, IPG3, 30 kW, $\dot{m}_{O_2} = 3 \text{ g/s}$, $p_{Tank} = 1000 \text{ Pa}$, $x = 130 \text{ mm}$

Abbildung 4.39 stellt die passive Phase der Oxidation des Siliziumkarbids bei $x = 130 \text{ mm}$ dar. Die Peaks 17 und 18 sind das OH-Radikal und Wasser. Im Verlaufe des Experimentes nehmen beide Peaks sowie der atomare Wasserstoff ab.

Im Gegensatz zum Freistrah (0 Atome) werden 54 Stickstoffatome detektiert. Das Stickstoffmonoxid zählt 3216 Moleküle, im Freistrah waren es 16295 Moleküle.

Sowohl der atomare (6285 Atome mit Probe, 98327 Atome im Freistrah) als auch der molekulare (10369 Moleküle mit Probe, 1313242 Moleküle im Freistrah) Sauerstoff nehmen sehr stark ab.

Der Peak 28 hat 287063 Moleküle. Im Freistrah waren es 43674 Moleküle vom molekularen Stickstoff. Die Differenz beträgt 243389 Moleküle und wird als Kohlenmonoxid identifiziert. Da die Oberflächentemperatur zu dem Zeitpunkt nur 1260° C erreichte, wurde kein atomares Silizium festgestellt. Die Gründe zu dem nicht vorhandenen Silizium sind oben beim Test des reinen Siliziums beschrieben.

Siliziummonoxid (44 amu) wurde nicht detektiert, da der Peak 44 im Vergleich mit dem Freistrah von 35955 Molekülen auf 18381 Moleküle abnahm. Der Peak 44 wird damit als Kohlendioxid identifiziert. Bei der passiven Oxidation wurden 61 Moleküle Siliziumdioxid (60 amu) registriert.

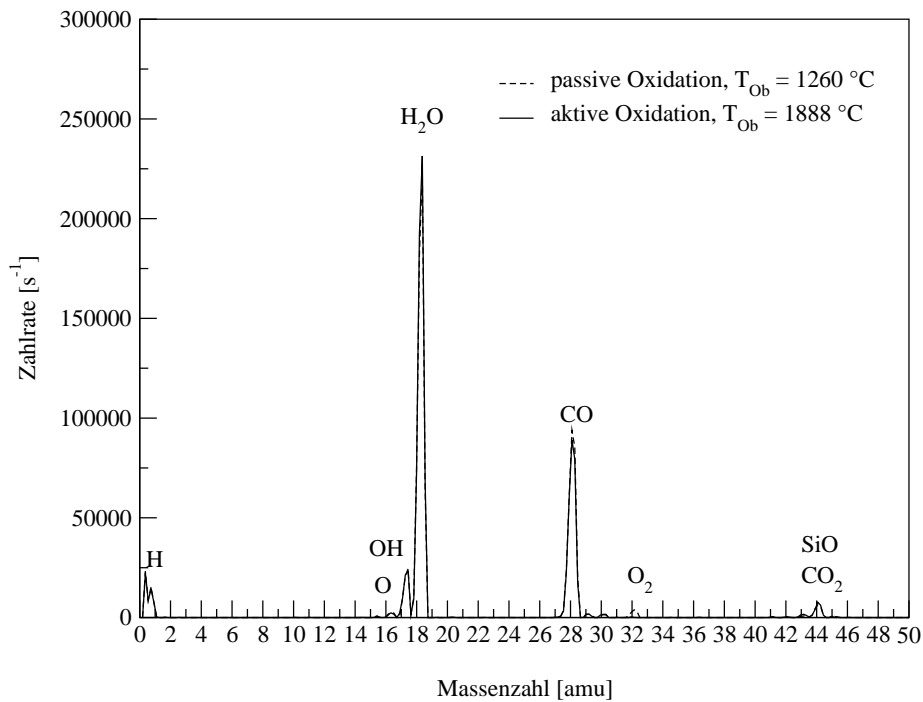


Abbildung 4.40: Spektren der passiven und aktiven Oxidation von Siliziumcarbid, PWK3, IPG3, 30 kW, $\dot{m}_{O_2} = 3 \text{ g/s}$, $p_{Tank} = 1000 \text{ Pa}$, $x_{passiv} = 130 \text{ mm}$, $x_{aktiv} = 120 \text{ mm}$

Beim Vorfahren auf $x = 120 \text{ mm}$ erhöht sich die Oberflächentemperatur sprunghaft von 1260°C auf 1888°C , was auf aktive Oxidation schließen lässt (Abbildung 4.41).

Bei der aktiven Oxidation von Siliziumcarbid (Abbildung 4.40) wird fast kein molekularer Sauerstoff (415 Moleküle) festgestellt. In dieser Phase reagiert fast der gesamte Sauerstoff mit der Oberfläche. Dabei sinkt leicht die Bildung vom Kohlenmonoxid CO von 287063 Molekülen bei der passiven Oxidation auf 272184 Moleküle bei der aktiven Oxidation.

Die Bildung von Siliziummonoxid (44 amu) wird durch die Erhöhung des Peaks von 18381 Molekülen auf 20026 Moleküle detektiert. Bei der aktiven Oxidation wurden 202 Moleküle Siliziumdioxid (60 amu) registriert.

Nach dem Test wurde die Verglasung (SiO_2 -Schicht) der runden Schulterkante der SiC -Kappe, die die Probe hält, festgestellt (Abbildung 4.42). Gleichzeitig wurde die Anlagerung einer gelblichen, faserartigen SiO -Schicht auf dem Kupferkonus hinter dem Probenkopf gefunden. Die weißliche Schicht auf den Kupferoberflächen ist amorphes Siliziumdioxid, das aus der Strömung auskondensiert und die gekühlten Oberflächen beschlägt.

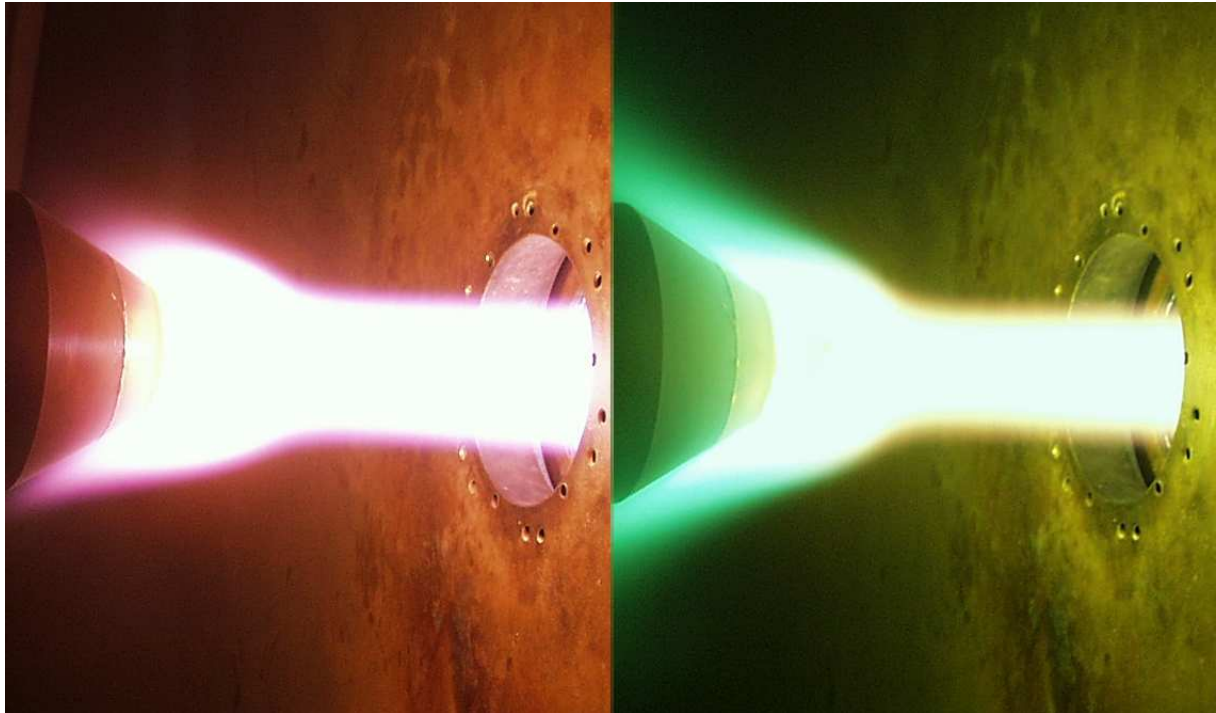


Abbildung 4.41: Siliziumcarbid-Probe, PWK3, IPG3, 30 kW, $\dot{m}_{O_2} = 3 \text{ g/s}$, $p_{Tank} = 1000 \text{ Pa}$, links: passive Oxidation ($x = 130 \text{ mm}$), rechts: aktive Oxidation ($x = 120 \text{ mm}$)

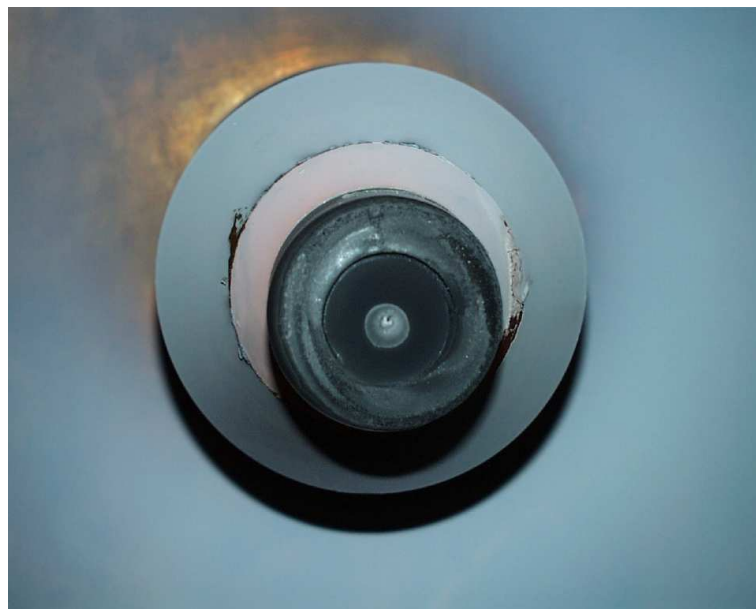


Abbildung 4.42: Siliziumcarbid-Probe nach dem Test, PWK3, IPG3, 30kW, $\dot{m}_{O_2} = 3 \text{ g/s}$, $p_{Tank} = 1000 \text{ Pa}$

4.5.2 PWK2

Im PWK2 wurden die Experimente mit den Materialien im Stickstoffstrahl und im Stickstoff/Sauerstoffstrahl bei unterschiedlichen Tankdrücken durchgeführt. Bei allen Tests wurde Argon als Anodengas verwendet.

Stickstoff

Im Stickstoffstrahl wurden reine Silizium-, reine Graphit- und Siliziumkarbidproben bei verschiedenen Tankdrücken getestet. Der Massendurchfluß des Stickstoffes betrug bei den Experimenten $\dot{m}_{N_2} = 1,3 \text{ g/s}$ und der des Argons $\dot{m}_{Ar} = 0,3 \text{ g/s}$.

Die *Si*-Proben wurden bei 34 Pa und 290 Pa Tankdruck getestet. Abbildung 4.43 stellt das Massenspektrum der Siliziumprobe im Stickstoffstrahl beim Tankdruck 34 Pa und dem Abstand $x = 100 \text{ mm}$ vom Generatoraustrittsquerschnitt dar. Das *OH*-Radikal ist das Bruchstück von Kohlenwasserstoffketten und dem Wasser. Peak 18 ist das Wasser, das immer auf den metallischen Oberflächen adsorbiert ist und im Verlaufe des Experimentes verdampft und evakuiert wird.

Im Gegensatz zu dem freien Stickstoffstrahl wird hier eine kleinere Menge molekularen Sauerstoffes detektiert (2540 Moleküle mit Probe, 4429 Moleküle ohne Probe). Der atomare Sauerstoff zählt 6134 Atome beim Experiment mit der *Si*-Probe. Im freien Stickstoffstrahl wurde kein atomarer Sauerstoff gemessen.

Der Peak 28 liegt bei 54417 Molekülen. Der Vergleich mit dem freien Stickstoffstrahl zeigt die deutliche Abnahme von 94526 Molekülen auf 54417 Moleküle. Das bedeutet, daß keine *Si*-Atome registriert wurden. Beim Peak 28 handelt es sich um das Stickstoffmolekül N_2 . Bei dem Experiment mit der *Si*-Probe wurde eine starke Abnahme des Stickstoffmonoxid (*NO*) registriert (780 Moleküle mit Probe, 2724 Moleküle ohne Probe).

Das interessanteste Ergebnis wurde bei der Analyse des Peaks 44 festgestellt. Bei den Messungen mit der *Si*-Probe liegt der Peak bei 68014 Molekülen. Im freien Stickstoffstrahl lag der Peak bei 26599 Molekülen und wurde als Kohlendioxid (CO_2) identifiziert. Die Zunahme um 41415 Moleküle bei den Messungen mit der *Si*-Probe wird durch die Entstehung von Siliziummonoxid *SiO* erklärt. Der Sauerstoff für die *SiO*-Bildung wird aus der Restluftumgebung genommen, die sich mit dem Stickstoffstrahl mischt, wie die numerische Simulation zeigt. Bei 290 Pa wurde keine *SiO*-Bildung festgestellt, sondern nur eine starke CO_2 -Abnahme gegenüber dem Freistrahle.

Die visuelle Beobachtung der Wechselwirkung zwischen dem Stickstoffstrahl und den *Si*-Proben zeigt die Oberflächenerosion mit dem Eindringen der frei gesetzten Teilchen in den Strahl entgegen der Hauptströmungsrichtung (Abbildung 4.46 a). Die Eindringlänge beträgt 11 mm beim Tankdruck von 34 Pa. Mit der Erhöhung des Tank- und des Staudruckes ist ein schwächeres Eindringen der Teilchen in den Strahl festzustellen.

Als nächstes wurden die Graphit-Proben bei Tankdrücken von 34 Pa, 290 Pa und 500 Pa getestet. Abbildung 4.44 zeigt das Massenspektrum der *C*-Probe bei 290 Pa Tankdruck und $x = 100 \text{ mm}$ Abstand vom Austrittsquerschnitt des Generators.

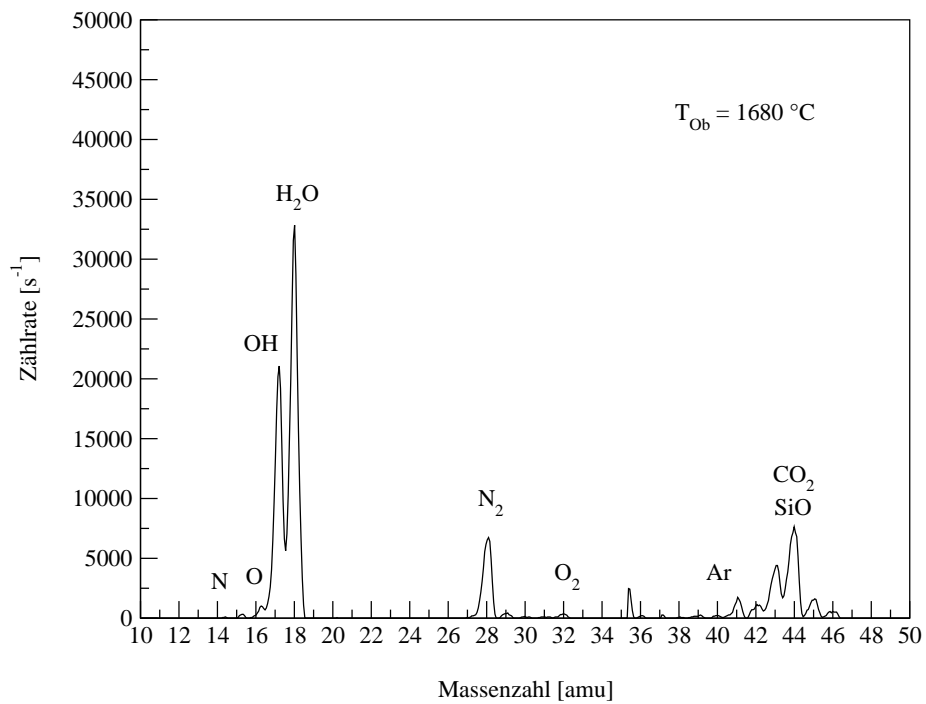


Abbildung 4.43: Massenspektrum *Si*-Probe, PWK2, RD5, $\dot{m}_{N_2} = 1,3 \text{ g/s}$, $\dot{m}_{Ar} = 0,3 \text{ g/s}$, $p_{\text{Tank}} = 34 \text{ Pa}$, $x = 100 \text{ mm}$

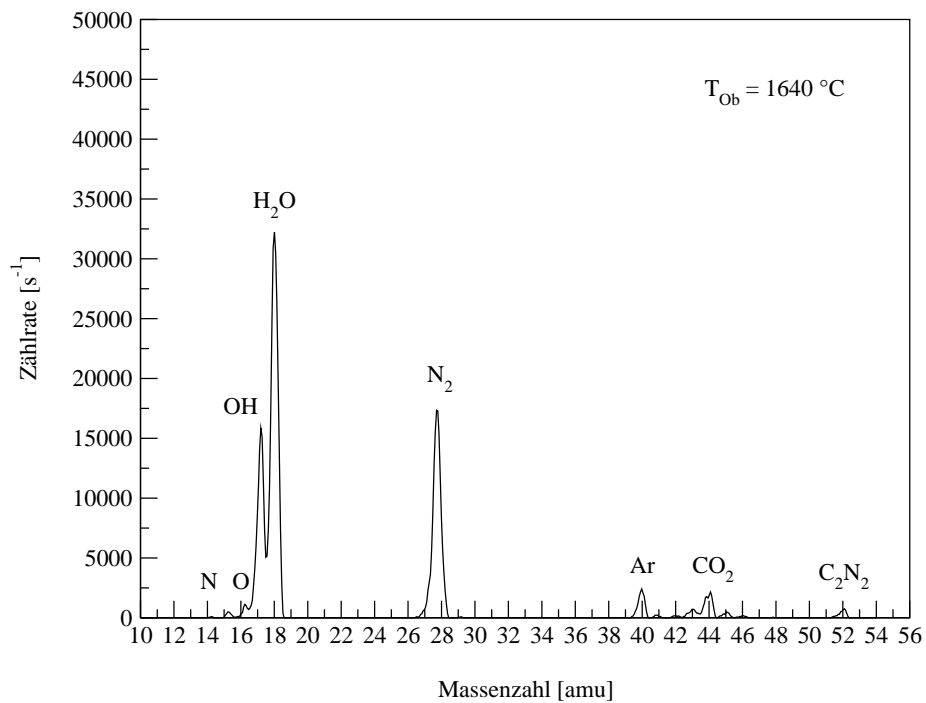


Abbildung 4.44: Massenspektrum *C*-Probe, PWK2, RD5, $\dot{m}_{N_2} = 1,3 \text{ g/s}$, $\dot{m}_{Ar} = 0,3 \text{ g/s}$, $p_{\text{Tank}} = 290 \text{ Pa}$, $x = 100 \text{ mm}$

Es wurde kein molekularer Sauerstoff registriert. Der atomare Sauerstoff zählt 5787 Atome, was deutlich höher ist als beim freien Stickstoffstrahl. Diese Tendenz wurde bei allen Experimenten mit dem Graphit beobachtet. Es wurde auch kein Stickstoffmonoxid NO detektiert, und die Menge von CO_2 ist auch stark gesunken (maximal 15378 Moleküle bei 290 Pa und $x = 100\text{ mm}$).

Bei allen Experimenten wurde eine Halbierung des Peaks 28 im Vergleich zum freien Stickstoffstrahl registriert. In der Abbildung 4.44 hat der Peak 28 139122 Moleküle und wird als N_2 identifiziert. Es wurde eine schwache Bildung von atomarem Stickstoff (Peak 14) beobachtet.

Beim Test in der 34 Pa– Tankdruckumgebung wurden kein CN und C_2N_2 registriert. Bei 500 Pa wurden diese Spezies nur in geringen Mengen und nicht kontinuierlich entlang der x–Achse registriert. Am stärksten wurde die CN – und C_2N_2 –Bildung bei 290 Pa festgestellt. In der Abbildung 4.44 zählen CN und C_2N_2 192 bzw. 4825 Moleküle. Es ist hier zu bemerken, daß das CN –Molekül aufgrund seiner Struktur sehr reaktionsfreudig ist und mit Sonden generell schwer detektierbar ist.

Wie bei den Si –Proben wurden bei den C –Proben visuelle Beobachtungen durchgeführt. Es wurde festgestellt, daß C –Probe eine starke Erosion der Oberfläche bei 34 Pa erfährt (Abbildung 4.46 b). Dabei dringen die freigesetzten Teilchen in den Strahl bis zu 12 mm entgegen der Hauptströmungsrichtung ein. Bei der Erhöhung des Tank– und des Staudruckes wird diese Eindringtiefe geringer. Bei 500 Pa wurde kein Eindringen der Teilchen in den Strahl beobachtet.

Als letztes wurden die Siliziumkarbidproben bei Tankdrücken von 34 Pa, 290 Pa und 500 Pa getestet. Abbildung 4.45 stellt das Massenspektrum der SiC –Probe bei 290 Pa Tankdruck und $x = 100\text{ mm}$ Abstand vom Generator dar. Die Peaks 17 und 18 sind das OH –Radikal und Wasser. Der molekulare Sauerstoff (100 Moleküle) sinkt gegenüber dem Freistrahlsstrahl stark ab und der atomare Sauerstoff (9544 Atome) nimmt zu. An dieser Position wurde im freien Stickstoffstrahl kein atomarer Sauerstoff registriert, und der molekulare Sauerstoff zählte 1894 Moleküle.

Stickstoffmonoxid wird in sehr geringen Mengen (98 Moleküle bei 500 Pa und 2360 Moleküle bei 34 Pa) nicht kontinuierlich entlang der x–Achse detektiert. In der Abbildung 4.45 gibt es 147 NO –Moleküle.

CO_2 sinkt im Vergleich mit dem freien Stickstoffstrahl von 30580 Molekülen auf 26154 Moleküle stark ab, sodaß im Abstand $x = 100\text{ mm}$ kein SiO vorliegt. In den Abständen $x = 200, 300$ und 400 mm wurden 1426, 1549 und 1166 SiO –Moleküle registriert. Der Sauerstoff dringt aus der Umgebung in den Stickstoffstrahl ein.

Der Peak 28 zählt 210172 Moleküle. Da dies weniger ist als im freien Stickstoffstrahl, wird hier reiner molekularer Stickstoff identifiziert.

Es wurden kein CN und kein C_2N_2 registriert. Die Oberflächenerosion war schwächer als bei den reinen Materialien. Das Eindringen der Erosionsprodukte entgegen der Hauptströmungsrichtung beträgt 4 mm bei 500 Pa (Abbildung 4.46).

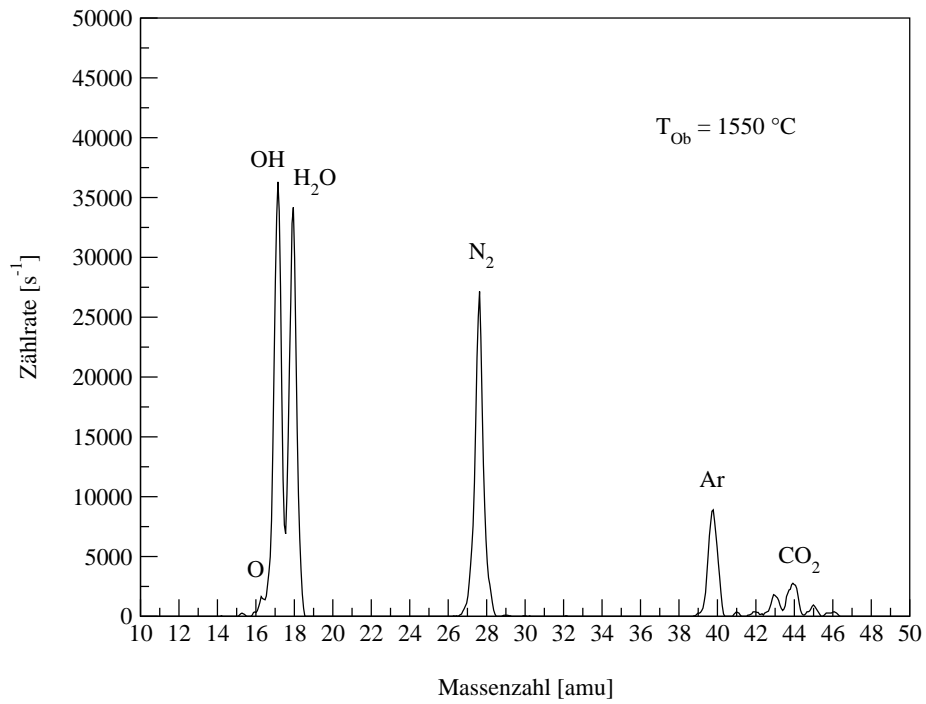


Abbildung 4.45: Massenspektrum *SiC*-Probe, PWK2, RD5, $\dot{m}_{N_2} = 1,3 \text{ g/s}$, $\dot{m}_{Ar} = 0,3 \text{ g/s}$, $p_{Tank} = 290 \text{ Pa}$, $x = 100 \text{ mm}$

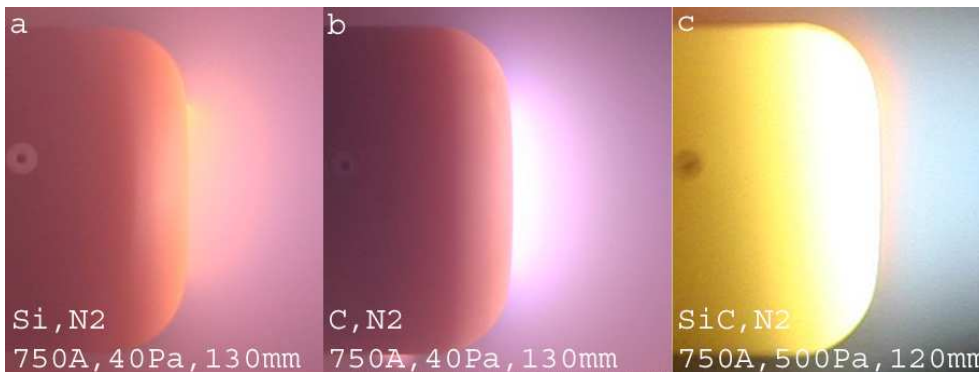


Abbildung 4.46: Erosion der Proben: a) *Si*, b) *C* und c) *SiC*, PWK2, RD5, $\dot{m}_{N_2} = 1,3 \text{ g/s}$, $\dot{m}_{Ar} = 0,3 \text{ g/s}$

Stickstoff/Sauerstoff

In der Stickstoff/Sauerstoffmischung wurden $Si-$, $C-$ und SiC -Proben bei 290 Pa Tankdruck getestet.

Abbildung 4.47 stellt das Massenspektrum der Siliziumprobe in $x = 300\text{ mm}$ Abstand vom Austrittsquerschnitt des Generators dar. Die Peaks 17 und 18 sind das OH -Radikal und Wasser. Es wurde deutlich weniger atomarer Stickstoff (162 Atome) im Vergleich zu dem freien Strahl (599 Atome) registriert. Es wurde kein Stickstoffmonoxid (30 amu) detektiert. Gleichzeitig wurde deutlich mehr atomarer Sauerstoff (9923 Atome gegenüber keinen Atomen im freien Strahl) und molekularer Sauerstoff (6526 Moleküle gegenüber 1725 Molekülen im freien Strahl) festgestellt. Im Gegensatz zu den Experimenten mit der Si -Probe im Stickstoff wurde diesmal kein SiO -Gas (44 amu) gebildet. Dies wird aus dem Absinken des Peaks von 34019 Molekülen im freien Stickstoff/Sauerstoffstrahl auf 23831 Moleküle beim Test mit der Probe ermittelt. Aus diesem Grund wird Peak 44 als reines Kohlendioxid CO_2 identifiziert.

Der Peak 28 nimmt im Vergleich zu dem Freistrahltest von 154468 Molekülen auf 118270 Moleküle ab. Das heißt, daß es sich um molekularen Stickstoff N_2 handelt.

Die visuelle Beobachtung des Verlaufs der Experimente ergab keine sichtbare Oberflächenerosion wie bei den Experimenten im Stickstoffstrahl.

Abbildung 4.48 stellt das Spektrum der Graphitprobe im Stickstoff/Sauerstoffstrahl in $x = 300\text{ mm}$ Abstand vom Düsenendquerschnitt dar. Es wurden kein atomarer Stickstoff (14 amu), kein Stickstoffmonoxid (30 amu) und kein molekularer Sauerstoff (32 amu) registriert. Der atomare Sauerstoff liegt bei 1495 Atomen.

Trotz erwarteter Kohlenmonoxidbildung wurde kein CO -Gas detektiert. Das Kohlendioxid (44 amu) nimmt im Vergleich zum Freistrahl von 34019 Molekülen auf 16086 Moleküle ab.

Im Vergleich mit dem freien N_2/O_2 -Strahl wurde ein starkes Absinken des Peaks 28 registriert. Der molekulare Stickstoff zählt nur 63758 Moleküle.

Allerdings wurde an dieser x -Position die Bildung von CN (48 Moleküle, 26 amu) und C_2N_2 (2735 Moleküle, 52 amu) detektiert.

Als letztes wurden die SiC -Proben untersucht. Abbildung 4.49 stellt das Massenspektrum der Siliziumkarbidprobe in $x = 400\text{ mm}$ Abstand von der Generatordüse dar.

Der atomare Stickstoff zählt 708 Atome. Es wurde kein Stickstoffmonoxid registriert. Im Vergleich mit dem Freistrahl wurde deutlich mehr atomarer Sauerstoff (16486 Atome gegenüber 375 Atomen im Freistrahl) und molekularer Sauerstoff (17067 Moleküle gegenüber 10207 Moleküle im Freistrahl) detektiert.

Der Peak 28 beträgt 130015 Moleküle. Das liegt deutlich unter dem Niveau des freien Strahls (147092 Moleküle). Aus diesem Grund wird der Peak 28 als molekularer Stickstoff identifiziert.

Es wurde kein Si -Molekül und kein CO -Gasmolekül detektiert. Im Vergleich mit dem freien Strahl wurde beim Peak 44 die Zunahme von 40765 Molekülen auf 47434 Moleküle festgestellt. Das heißt, daß sich zu den 40756 Molekülen CO_2 noch 6678 SiO Moleküle bildeten. Ein stetiger Verlauf der SiO -Bildung entlang der x -Achse wurde nicht beobachtet.

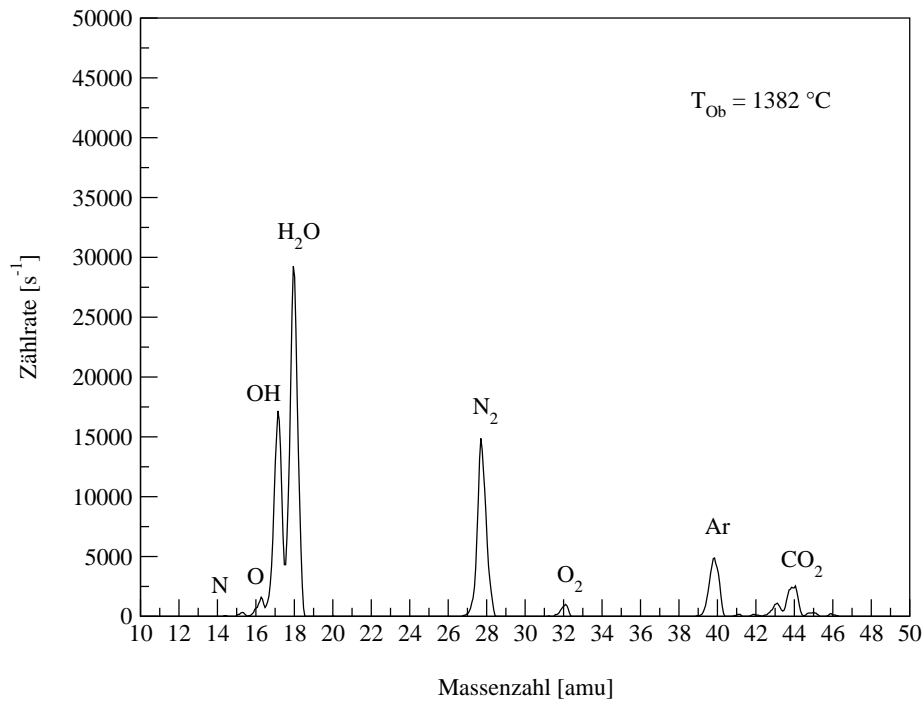


Abbildung 4.47: Massenspektrum *Si*-Probe, PWK2, RD5, $\dot{m}_{N_2} = 1,3 \text{ g/s}$, $\dot{m}_{O_2} = 0,4 \text{ g/s}$, $\dot{m}_{Ar} = 0,3 \text{ g/s}$, $p_{\text{Tank}} = 290 \text{ Pa}$, $x = 300 \text{ mm}$

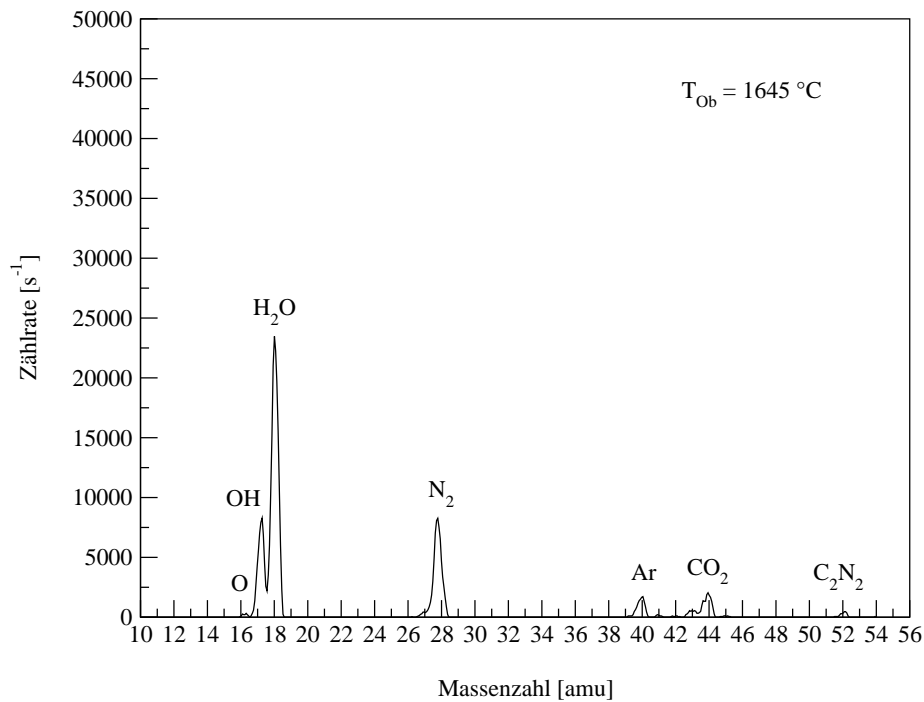


Abbildung 4.48: Massenspektrum *C*-Probe, PWK2, RD5, $\dot{m}_{N_2} = 1,3 \text{ g/s}$, $\dot{m}_{O_2} = 0,4 \text{ g/s}$, $\dot{m}_{Ar} = 0,3 \text{ g/s}$, $p_{\text{Tank}} = 290 \text{ Pa}$, $x = 300 \text{ mm}$

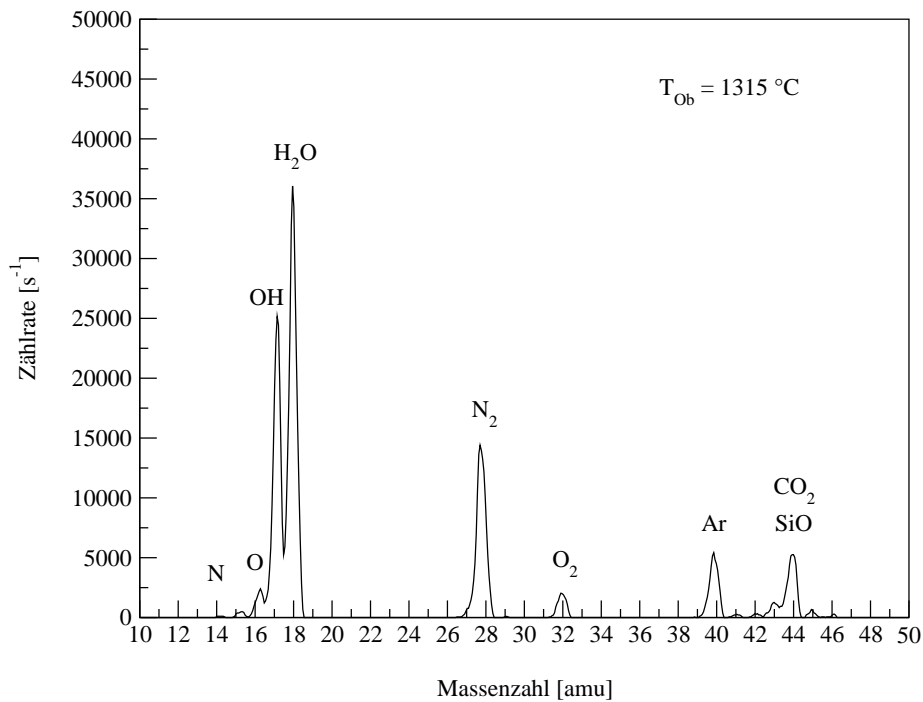


Abbildung 4.49: Massenspektrum *SiC*-Probe, PWK2, RD5, $\dot{m}_{N_2} = 1,3 \text{ g/s}$, $\dot{m}_{O_2} = 0,4 \text{ g/s}$, $\dot{m}_{Ar} = 0,3 \text{ g/s}$, $p_{Tank} = 290 \text{ Pa}$, $x = 400 \text{ mm}$

Bei allen Tests mit den *SiC*-Proben wurde keine Bildung sowohl von *CN* als auch von *C₂N₂* registriert. Die visuelle Beobachtung der Experimente zeigte keine sichtbare Erscheinungen aufgrund von Oberflächenerosion wie z.B. bei den Experimenten im Stickstoffstrahl bei 34 Pa .

Nach den Experimenten und der Auswertung ist folgendes festzustellen:

- Es war aufgrund von frühzeitiger Brennfleckbildung auf der Anode nicht möglich, mehrstündige Experimente mit den Materialproben für eine präzisere statistische Datenerfassung durchzuführen. Die Standzeit des RD5 ist zu verlängern.
- Der Kapyrokisolator hält nicht lange genug der Wärmebelastung bei direktem Kontakt mit dem Strahl hinter der Probe stand. Es sollte eine verbesserte thermische Isolation, z.B. durch ein *SiC*-Röhrchen zwischen Probenbohrung und Kupferkonus geschaffen werden.
- Als bester Arbeitspunkt für Grundlagenuntersuchungen hat sich der Stickstoffstrahl bei 34 Pa gezeigt. Dies liegt an der höheren Strahltemperatur, der höheren Geschwindigkeit und der höheren Enthalpie im Vergleich mit allen anderen Arbeitspunkten.

Kapitel 5

Diskussion der Ergebnisse

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde für die Plasmawindkanäle PWK2 und PWK3 des IRS das Massenspektrometersystem überarbeitet. Die neuentwickelte Konstruktion wurde installiert und in Betrieb genommen.

Eines der Entwicklungsziele war die aerodynamische Verbesserung des Einlaßkopfes für Freistrahlmessungen. Dies wurde erreicht durch die Konstruktion eines neuen konusförmigen Einlaßsystems, das für eine verdrängungsarme Umströmung sorgt und die Verblockung der Strömung bei Messungen in Generatornähe sowohl bei Über- als auch bei Unterschallströmungen verhindert. Damit ist es jetzt beispielsweise möglich, in nur 90 mm Abstand vom Düsenaustritt des PWK2 Messungen durchzuführen. Unabhängig von Über- oder Unterschallbedingungen folgt aus dieser erheblichen Verbesserung gegenüber den früher eingesetzten, stumpfen Einlaßsystemen, daß für künftige Messungen immer die Verwendung eines konusförmigen Einlaßsystems zu empfehlen ist.

Angestrebt wurde auch eine Anpassung des Probenhalters an den im IRS entwickelten, europäischen Standardprobenhalter. Konstruktiv wurde diese Anforderung umgesetzt mittels einer trennbaren Konusspitze, die es ermöglicht, schnell und unkompliziert zwischen den Einlaßköpfen für Freistrahltests und Materialtests zu wechseln. Die neuentwickelte Probenhalterung an der Konusspitze für Materialtests erlaubt es nun, das Meßinstrument im Rahmen europäischer Materialtestprojekte zu benutzen. Die als weiteres Ziel gesetzte Funktionalität des Systems auch bei hohen Staudrücken wurde aufgrund der zweistufigen Bauweise des Vakuumsystems erfolgreich bei Drücken bis zu 2000 Pa nachgewiesen.

Für die Interpretation der Meßergebnisse wurden Computersimulationen durchgeführt und miteinbezogen. Dabei wurden der im IRS von Sleziona entwickelte ARCHE-Code für die Generatorsimulationen und das kommerzielle DSMC-Programm von Bird für die Freistrahlsimulationen verwendet.

Mit ARCHE wurde erstmals eine Strömung aus reinem Sauerstoff im induktiven Plasmagenerator IPG3 simuliert (Massenstrom 3 g/s , Spulenstrom 400 A , Frequenz 640 kHz). Durch umfangreiche numerische Experimente wurde herausgefunden, daß durch den starken Einfluß des Magnetfelds die Gyrationfrequenz der Elektronen größer als ihre Stoßfrequenz wird, sodaß die elektrische Leitfähigkeit sinkt. Die hier eingeführte Modifikation der Berechnungsformel für die elektrische Leitfähigkeit mit Hilfe eines Koeffizienten führt zu einer guten Übereinstimmung der numerisch berechneten Werte von Strahlleistung und Brennkammerdruck mit den experimentell ermittelten Werten. Bei zukünftigen numerischen Arbeiten ist der Einfluß des Magnetfeldes auf die elektrische Leitfähigkeit bei der Modellbildung für induktive Plasmaquellen und bei der Implementation von Rechenprogrammen zu berücksichtigen.

Sowohl die ARCHE-Simulation als auch eine eindimensionale Berechnung ergeben für den genannten Betriebszustand einen hohen Dissoziationsgrad von ca. 60 %. Mit dem PWK3/IPG3 ist also eine exzellente Möglichkeit zur Untersuchung von Detailspekten der Wechselwirkung von Materialien, die Komponenten von Hitzeschutzsystemen für in die Erdatmosphäre eintretende Raumflugkörper sein können, mit einer hochenthalpen, reinen Sauerstoffströmung gegeben.

Die in dieser Arbeit erstmals durchgeführten massenspektrometrischen Messungen im PWK3 ergaben allerdings deutlich kleinere Anteile atomaren Sauerstoffs von nur einigen Prozent. Durch die DSMC-Simulation wurde gezeigt, daß dies auf die Rekombination des atomaren Sauerstoffs bei der Wechselwirkung mit den Oberflächen der Massenspektrometerbauteile zurückzuführen ist. Dieses Ergebnis läßt es nicht ratsam erscheinen, reaktive Spezies wie atomaren Sauerstoff oder Stickstoff bei PWK-Experimenten mittels Massenspektroskopie zu messen. Dies steht im Einklang mit Ergebnissen der NASA bei der Verwendung von Massenspektrometern auf Raumsonden. Frühere Arbeiten in den USA [14] und in Australien [15] zeigen ebenfalls deutliche Abweichungen zwischen den berechneten und den mittels Massenspektroskopie gemessenen Konzentrationen atomaren Sauerstoffs in hochenthalpen Strömungen. Da bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen die Elektronenenergie gezielt soweit minimiert wurde, daß die Dissoziation molekularen Sauerstoffs durch Wechselwirkung mit den Elektronen in der Ionenquelle weitestgehend unterdrückt wurde, ist ferner zu vermuten, daß wahrscheinlich die Verwendung höherer Elektronenenergien bei den früheren Versuchen zu höheren Meßwerten bei atomarem Sauerstoff führte. Auch ist zu bedenken, daß die heutige Meßtechnik leistungsfähiger und genauer ist als die bei den früheren Versuchen eingesetzten Instrumente.

Die Präsenz des *OH*-Radikals bei allen Messungen läßt sich darauf zurückführen, daß von den Oberflächen im Versuchstank und im Massenspektrometer Wassermoleküle desorbieren und in der Ionenquelle dissoziiert werden. Bezüglich der Messung von Wasser und des *OH*-Radikals sollte daher ein Massenspektrometer stets in Kombination mit anderen Meßtechniken wie etwa der Emissionsspektroskopie eingesetzt werden, um eine eindeutige Detektion sicherzustellen. In Zukunft ist eine aktive Erhitzung von Versuchstank und Massenspektrometer vor dem Versuchsbetrieb in Betracht zu ziehen, um eine Desorption der Wassermoleküle von allen Oberflächen zu erreichen.

Bei den Experimenten im PWK2 mit dem reinen Stickstoffstrahl wurde mit dem Massenspektrometer eine starke Sauerstoffpräsenz festgestellt. Dies führte sogar zur Bildung von *SiO* und *NO* in der Stickstoffumgebung. Die numerischen Simulationen weisen auf eine Zumischung aus der Restluftumgebung hin, die mit steigenden Tankdruck zunimmt. Bei den Experimenten mit dem Stickstoff/Sauerstoffstrahl wurde eine inhomogene Durchmischung festgestellt. Die numerischen Simulationen sowohl mit ARCHE als auch mit DSMC zeigten, wie der im Überschallbereich der Düse eingeblasene kalte Sauerstoff auf dem in der Strahlmitte strömenden heißen Stickstoff gleitet und sich weit weg vom Düsenaustritt vermischt.

Bei den Experimenten mit den Materialproben wurden einige interessante Phänomene beobachtet. Nach dem Experiment mit der Siliziumkarbid-Probe im O_2 -Strahl (PWK3)

wurde die Bildung einer SiO -Schicht auf der Kupferoberfläche hinter dem Probenhalter festgestellt. Bei den Materialtests im PWK2 mit Graphit im Stickstoffstrahl und mit Siliziumkarbid im Stickstoff/Sauerstoffstrahl wurden CN und C_2N_2 detektiert.

Die Vorgehensweise in dieser Arbeit, aufgrund der Komplexität der Messungen mit einem Massenspektrometer in hochenthalpen Plasmawindkanalströmungen für die Interpretation der Meßdaten gesamtheitliche numerische Simulationen von Plasmaquelle, Plasmastrahl und Massenspektrometer einzusetzen, ist ein richtungsweisender Fortschritt für zukünftige massenspektrometrische Forschungsarbeiten.

In den nächsten Schritten sollte das in dieser Arbeit entwickelte Massenspektrometersystem in Kombination mit den im IRS entwickelten, optischen Meßsystemen der laserinduzierten Fluoreszenz und der Emissionsspektroskopie gemeinsam eingesetzt werden, sodaß sich die verschiedenen Meßverfahren ergänzen können.

Optimal erscheint eine simultane Kombination von Massenspektroskopie mit optischen Meßverfahren und elektrostatischen Sonden, sodaß durch Ausnutzung der Stärken eines Meßverfahrens und Kompensation der Schwächen eines Meßverfahrens durch ein anderes eine präzise Bestimmung eines Strömungszustandes möglich ist.

Eine Miniaturisierung des Instruments, einhergehend mit der Positionierung der Ionenoptik und der Ionenquelle direkt hinter der Einlaßöffnung, könnte ferner Verbesserungen bezüglich der Signalstärke und der Reduktion des katalytischen Einflusses der Oberflächen bringen.

Schlußfolgerungen

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte konusförmige Einlaßsystem des IRS–Massenspektrometersystems ist aufgrund der deutlich geringeren aerodynamischen Verdrängungswirkung eine wesentliche Neuerung und Verbesserung gegenüber den bisherigen Einlaßgeometrien.

Die Versuche in stark dissoziierten Sauerstoffströmungen im PWK3 mit der induktiven Plasmaquelle IPG3 zeigen, daß der Einsatz eines Massenspektrometers für die Detektion reaktiver Spezies wie atomarem Sauerstoff nicht sinnvoll erscheint. Grund für die Messung zu geringer Konzentrationen atomaren Sauerstoffs ist die katalytische Reaktion auf den Oberflächen des Instruments.

Die versuchsbegleitend durchgeführten numerischen Simulationen der induktiven Plasmaquelle IPG3 zeigen einen starken Einfluß des magnetischen Wechselfeldes auf die elektrische Leitfähigkeit, was bei zukünftigen Berechnungen unbedingt zu berücksichtigen ist.

Sowohl bei Freistrahlexperimenten als auch bei Experimenten mit Materialproben im PWK2 mit dem magnetoplasmadynamischen Plasmagenerator RD5 wurde bei Versuchen mit Stickstoffplasma die Präsenz von Sauerstoff nachgewiesen. Die dazu durchgeführten numerischen Simulationen weisen auf die Zumischung von Restluft aus dem Versuchstank in den Stickstoffstrahl hin.

Die hier konsequent durchgeführte entwicklungs- und versuchsbegleitende numerische Simulation ist damit die wesentliche Voraussetzung für eine sinnvolle Weiterentwicklung der Massenspektroskopie zur Diagnostik in hochenthalpen Plasmawindkanalströmungen.

Literaturverzeichnis

- [1] E. L. BUCHHOLZ, *Leonardo da Vinci – Leben und Werk*, Könnemann Verlagsgesellschaft mbH, 1999.
- [2] V. A. JAROSCHEVSKIJ, *Vhod v atmosferu kosmitscheskih letatelnyh apparatov (Wiedereintritt in die Atmosphäre von Raumfahrzeugen)*, Moskva „Nauka“, Glavnaja redakzija fiziko–matematitscheskoj literatury (Moskau „Wissenschaft“, Hauptredaktion der physikalisch–mathematischen Literatur), 1988.
- [3] A. FROHN, *Einführung in die Technische Thermodynamik*, AULA-Verlag Wiesbaden, 1989.
- [4] D. HÄNEL, *Molekulare Gasdynamik*, Springer–Verlag Berlin Heidelberg, 2004.
- [5] J. D. ANDERSON, JR., *Modern compressible flow – with historical perspective*, McGraw–Hill Publishing Company, 1990.
- [6] J. D. ANDERSON, JR., *Hypersonic and high temperature gas dynamics*, McGraw–Hill Publishing Company, 1989.
- [7] H. J. KAEPPELER, *Equilibrium and non–equilibrium thermodynamics of plasma flow*, Report, Goodyear Aircraft Corporation, 1963.
- [8] C. PARK, *Nonequilibrium hypersonic aerothermodynamics*, John Wiley & Sons, 1990.
- [9] R.J. GOULARD, *Recombination Rates in Hypersonic Stagnation Heat Transfer*, Jet Propulsion, Vol. 28, Nr. 11, 1958.
- [10] C. PARK, *Laboratory Simulation of Aerothermodynamic Phenomena: A Review*, AIAA 92–4025, 1992.
- [11] A.F. OKUNO, C. PARK, *Stagnation–Point Heat Transfer Rate in Nitrogen Plasma Flows: Theory and Experiment*, ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 92, Serie C, Nr. 3, 1970.
- [12] P. MAHAFFY, *Mass spectrometers for planetary missions*, Astrophysics and Space Science Library, Vol. 236, S. 355–376, 1999.
- [13] A. O. NIER, *Planetary atmospheres with mass spectrometers carried on high–speed probes or satellites*, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 51, S. 1255–1275, 1977.
- [14] W. N. MACDERMOTT, R. E. DIX, *Mass spectrometric analysis of nonequilibrium airflows*, AIAA Journal, Vol. 10, Nr. 4, S. 494–499, 1972.
- [15] K. A. SKINNER, *Mass spectrometry in shock tunnel experiments of hypersonic combustion*, Dissertation, Universität Queensland, Australien, 1994.
- [16] C. PARK, S.H. LEE, *Validation of Multi–Temperature Nozzle Flow Code NOZNT*, AIAA 93–2862, 1993.

- [17] S. LAURE, *Experimentelle Simulationen der Staupunktströmung wiedereintretender Raumflugkörper und deren Charakterisierung mittels mechanischer Sonden*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 1998.
- [18] G. H. HERDRICH, *Aufbau, Qualifikation und Charakterisierung einer induktiv beheizten Plasmawindkanalanlage zur Simulation atmosphärischer Eintrittsmanöver*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 2004.
- [19] G. HILFER, *Experimentelle und theoretische Beiträge zur Plasma–Wand–Wechselwirkung keramischer Hitzeschutzmaterialien unter Wiedereintrittsbedingungen*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 2000.
- [20] T. LAUX, *Untersuchungen zur Hochtemperaturoxidation von Siliziumkarbid in Plasmaströmungen*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 2004.
- [21] H. HABIGER, *Elektrostatische Sonden und Fabry–Perot Interferometrie zur Untersuchung von lichtbogenbeheizten Plasmen für Triebwerksanwendungen und Wiedereintrittssimulation*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 1994.
- [22] S. FASOULAS, *Experimentelle und theoretische Charakterisierung einer hochenthalpen Stickstoffströmung zur Wiedereintrittssimulation*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 1995.
- [23] M. FEIGL, *Experimentelle Untersuchung des Erosionsprozesses von SiC–haltigen Hitzeschutzmaterialien rückkehrfähiger Raumtransportsysteme mit Hilfe der Methode der laserinduzierten Fluoreszenz*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 2005.
- [24] S. PIDAN, M. AUWETER–KURTZ, G. HERDRICH, M. FERTIG, *Recombination Coefficients and Spectral Emissivity of Silicon Carbide–Based Thermal Protection Materials*, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, S. 566–571, Vol. 19, No. 4, Okt.–Dez., 2005.
- [25] W. RÖCK, *Simulation des Eintritts einer Sonde in die Atmosphäre des Saturnmondes Titan in einem Plasmawindkanal*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 1999.
- [26] P. C. SLEZIONA, *Hochenthalpieströmungen für Raumfahrtanwendungen*, Habilitationsschrift, Universität Stuttgart, Shaker Verlag Aachen, 1999.
- [27] T. GRAU, *Numerische Untersuchung von Plasmawindkanalströmungen zur Wiedereintrittssimulation*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 2000.
- [28] A. DAISS, *Modellierung heterogener Reaktionen auf Siliziumdioxidoberflächen unter Berücksichtigung von Verdünnungseffekten*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 1997.
- [29] F. INFED, *Realgas– und Katalyseeffekte beim Wiedereintritt von Raumflugkörpern aus dem erdnahen Orbit unter Berücksichtigung von Wärmeleitung und Strahlungsaustausch an der Oberfläche*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 2005.

- [30] M. FERTIG, *Modellierung reaktiver Prozesse auf Siliziumkarbid-Oberflächen in verdünnten Nichtgleichgewichts-Luftströmungen*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 2005.
- [31] A. T. SCHÖNEMANN, *Massenspektrometrie zur Untersuchung lichtbogenbeheizter Plasmen im Niederdruck-Plasmawindkanal*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 1994.
- [32] P. DABALÀ, *Massenspektrometrische Untersuchungen zum Erosionsverhalten von Hitzeschutzmaterialien für Wiedereintrittsflugkörper*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 1999.
- [33] T. STÖCKLE, *Untersuchung der Oberflächenkatalyzität metallischer und keramischer Werkstoffe in Hochenthalpieströmungen*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 2000.
- [34] H. J. KAEPPELER, M. E. KÜBLER, *Die Rückkehr von geflügelten Geräten von Aussenstationsbahnen*, Bericht über den V. Internationalen Astronautischen Kongress, Springer Verlag, Wien-Innsbruck, S. 120, 1955.
- [35] H. J. KAEPPELER, *Über den Einfluß einer Variation der Gerätedaten, insbesondere der Flügelfläche, auf die maximale Verzögerung und Hauttemperatur von Rückkehrgeräten*, Zeitschr. f. Flugwiss. 4, S. 382–388, 1956.
- [36] H. G. L. KRAUSE, H. J. KAEPPELER, H. H. KOELLE, M. E. KÜBLER, *Determination of maximum skin temperatures due to aerodynamic heating for unwinged missiles reentering the atmosphere*, Report no. 6, Astronautisches Forschungsinstitut, Stuttgart, Juli, 1954.
- [37] W. V. BRAUN, *Das Marsprojekt*, Umschau Verlag, Frankfurt/Main, 1952.
- [38] D. B. LEE, *Aerothermodynamic entry environment of the space shuttle orbiter*, Entry vehicle heating and thermal protection systems: space shuttle, solar starprobe, Jupiter Galileo probe, Ed.: P. E. Bauer, H. E. Collicott, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 85, 1983.
- [39] C. D. SCOTT, *Catalytic recombination of nitrogen and oxygen on high-temperature reusable surface insulation*, Aerothermodynamics and planetary entry, Ed.: A. L. Crosbie, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 77, 1981.
- [40] R. L. DOTTS, H. H. BATTLE, J. T. HUGHES, W. E. NEUENSCHWANDER, *Shuttle orbiter reusable surface insulation thermal performance*, Entry vehicle heating and thermal protection systems: space shuttle, solar starprobe, Jupiter Galileo probe, Ed.: P. E. Bauer, H. E. Collicott, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 85, 1983.
- [41] J. V. RAKICH, D. A. STEWART, M. J. LANFRANCO, *Catalytic efficiency of the space shuttle heat shield*, Entry vehicle heating and thermal protection systems: space shuttle, solar starprobe, Jupiter Galileo probe, Ed.: P. E. Bauer, H. E. Collicott, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 85, 1983.

- [42] D. M. CURRY, D. W. JOHNSON, *Orbiter Reinforced Carbon/Carbon Design and Flight Experience*, Space Shuttle Development Conference, NASA Ames Research Center, July 28–30, 1999.
- [43] STS–107, *Accident Investigation Ground Track, Events Summary, and Sighting Data Based on the Rev 15 Master Time Line*, NASA JSC Emergency Operations Center, March 17, 2003.
- [44] B. STANEK, *Raumfahrtlexikon*, Hallwag–Verlag Bern und Stuttgart, 1983.
- [45] D. A. THROCKMORTON, *Influence of radiant energy exchange on the determination of convective heat–transfer rates to orbiter leeside surfaces during entry*, Entry vehicle heating and thermal protection systems: space shuttle, solar starprobe, Jupiter Galileo probe, Ed.: P. E. Bauer, H. E. Collicott, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 85, 1983.
- [46] D. M. CURRY, J. A. CUNNINGHAM, J. R. FRAHM, *Space shuttle orbiter leading edge thermal performance*, Entry vehicle heating and thermal protection systems: space shuttle, solar starprobe, Jupiter Galileo probe, Ed.: P. E. Bauer, H. E. Collicott, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 85, 1983.
- [47] H. N. KELLY, G. L. WEBB, *Assessment of alternate thermal protection systems for the space shuttle orbiter*, Entry vehicle heating and thermal protection systems: space shuttle, solar starprobe, Jupiter Galileo probe, Ed.: P. E. Bauer, H. E. Collicott, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 85, 1983.
- [48] A. F. HOLLEMAN, *Lehrbuch der anorganischen Chemie/ Holleman–Wiberg*, Begr. von A. F. Holleman, Fortgef. von E. Wiberg, Walter de Gruyter, Berlin, 1985.
- [49] F. A. COTTON, G. WILKINSON, *Advanced inorganic chemistry, fifth edition*, John Wiley & Sons, 1988.
- [50] O.–A. NEUMÜLLER, *Römpps Chemie–Lexikon, Band 1–6*, Franckh’sche Verlags–handlung, W. Keller & Co., Stuttgart, 1975.
- [51] U. KILIAN, C. WEBER, *Lexikon der Physik in sechs Bänden, Band 3*, Spektrum, Akademischer Verlag GmbH, Heidelberg, 1999.
- [52] N. W. ASHCROFT, N. D. MERMIN, *Festkörperphysik*, Oldenbourg Verlag München Wien, 2001.
- [53] J. S. PROTASOV, S. N. TSCHUVASCHEV, *Fisitscheskaja elektronika gasorazrjadnyh ustrojstv. Emissionnaja elektronika (Physikalische Elektronik von Gasentladungskonstruktionen. Emissionselektronik)*, Moskva „Vysshaja schkola“(Moskau „Hochschule“), 1992.
- [54] J. S. PROTASOV, S. N. TSCHUVASCHEV, *Fisitscheskaja elektronika gasorazrjadnyh ustrojstv. Plasmennaja elektronika, T.1 i T.2 (Physikalische Elektronik von Gasentladungskonstruktionen. Plasmaelektronik, Bd. 1 und Bd. 2)*, Moskva „Vysshaja schkola“(Moskau „Hochschule“), 1992.
- [55] W. DIETZE, A. MÜHLBAUER, *Technologie des Halbleitersiliziums*, Chemiker–Zeitung, 97, Nr. 3, 1973.

- [56] H. SCHMIDBAUR, *Kohlenstoff und Silizium – wie ähnlich sind homologe Elemente?*, Chemie in unserer Zeit 1, 1967.
- [57] H. BÜRGER, *Anomalien in der Strukturchemie des Siliziums*, Angewandte Chemie, 85. Jahrgang, Nr. 12, 1973.
- [58] H. BÜRGER, *Die Bindungsverhältnisse am Silizium-Atom*, Fortschritte chemischer Forschung, Bd. 9/1, 1974.
- [59] D. E. ROSNER, H. D. ALLENDORF, *High temperature kinetics of the oxidation and nitridation of pyrolytic silicon carbide in dissociated gases*, The journal of physical chemistry, Vol. 74, Num. 9, April 30, 1970.
- [60] J. W. CUTHBERTSON, W. D. LANGER, R. W. MOTLEY, J. A. VAUGHN, *Atomic oxygen beam source for erosion simulation*, NASA CP-3103, SOAR Workshop, 1990.
- [61] C. KITTEL, *Festkörperphysik*, Oldenbourg, 2002.
- [62] B. N. ARSAMASOV, V. I. MAKAROVA, G. G. MUCHIN, N. M. RYZOV, *Materialvedenie (Werkstoffkunde)*, Izd. MGTU im. N. E. Bauman (Verlag MGTU N. E. Bauman), 2002.
- [63] W. BERGMANN, *Werkstofftechnik, Teil 1: Grundlagen*, Carl Hanser Verlag München Wien, 1989.
- [64] M. HACKE, *Aufbau einer Molekularstrahlepitaxie-Anlage zur Herstellung von $CoSi_2/Si$ -Heterostrukturen und in Silizium vergrabener SiO_x -Schichten sowie Charakterisierung dieser Schichtsysteme*, Dissertation, mathematisch-naturwissenschaftliche Fakultät, Fachbereich 1, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1996.
- [65] T. BOLOM, *Reaktionsmechanismen bei plasmachemischer Abscheidung und Schichteigenschaften untersucht mit Hilfe von Massenspektrometrie, Laserlichtstreuung und Röntgen-Photoelektronen-Spektroskopie*, Dissertation, Institut für Chemie anorganischer Materialien, Fakultät der Chemie, Technische Universität München, 2000.
- [66] M. BASSLER, *Eigenschaften elektrisch aktiver Zustände an der Grenzfläche SiC/SiO_2* , Dissertation, Naturwissenschaftliche Fakultät, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2000.
- [67] B. E. DEAL, A. S. GROVE, *General relationship for thermal oxidation of silicon*, Journal of the Applied Physics, 36, 1965.
- [68] F. STETTER, M. FRITZ, *Siliziummonoxid-Herstellung, Eigenschaften und sein Einsatz in der Aufdampftechnik*, Chemiker-Zeitung, 97, Nr. 3, 1973.
- [69] H. HALD, *Faserkeramiken für heiße Strukturen von Wiedereintrittsfahrzeugen – Simulation, Test und Vergleich mit experimentellen Flugdaten*, Forschungsbericht 2001-17, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V., Institut für Bauweisen- und Konstruktionsforschung, 2001.
- [70] J. A. COSTELLO, R. E. TRESSLER, *Oxidation kinetics of silicon carbide crystals and ceramics: I, In dry oxygen*, Journal of the American Ceramic Society, 69, 1986.

- [71] J. T. HEYNATZ, *Hyperschallströmung, Grundlagen und Hinweise*, Stuttgart, 1993.
- [72] L. BIOLSI, P. M. HOLLAND, *Transport properties for some atom/ion interactions in air*, Thermophysical aspects of re-entry flows, Ed.: J. N. Moss, C. D. Scott, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 103, 1986.
- [73] R. L. JAFFE, *Rate constants for chemical reactions in high-temperature nonequilibrium air*, Thermophysical aspects of re-entry flows, Ed.: J. N. Moss, C. D. Scott, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 103, 1986.
- [74] M. D. KIM, S. SWAMINATHAN, C. H. LEWIS, *Three-dimensional nonequilibrium viscous shock-layer flow over the space shuttle orbiter*, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 21, No. 1, Jan.-Feb., 1984.
- [75] C. PARK, *Convergence of computation of chemical reacting flow*, Thermophysical aspects of re-entry flows, Ed.: J. N. Moss, C. D. Scott, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 103, 1986.
- [76] W. M. HUO, V. MCKOY, M. A. P. LIMA, T. L. GIBSON, *Electron-nitrogen molecule collisions in high-temperature nonequilibrium air*, Thermophysical aspects of re-entry flows, Ed.: J. N. Moss, C. D. Scott, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 103, 1986.
- [77] J.-H. LEE, *Electron-impact vibrational excitation rates in the flowfield of aeroassisted orbital transfer vehicles*, Thermophysical aspects of re-entry flows, Ed.: J. N. Moss, C. D. Scott, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 103, 1986.
- [78] S. L. GUBERMAN, *Theoretical studies of dissociative recombination*, Thermophysical aspects of re-entry flows, Ed.: J. N. Moss, C. D. Scott, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 103, 1986.
- [79] H. PARTRIDGE, J. R. STALLCOP, *$N^+ - N$ and $O^+ - O$ interaction energies, dipole transition moments, and transport cross sections*, Thermophysical aspects of re-entry flows, Ed.: J. N. Moss, C. D. Scott, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 103, 1986.
- [80] G. A. BIRD, *Low-Density Aerothermodynamics*, Thermophysical aspects of re-entry flows, Ed.: J. N. Moss, C. D. Scott, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 103, 1986.
- [81] P. ATKINS, J. DE PAULA, *Atkins' Physical Chemistry*, Oxford University Press, 2002.
- [82] D. A. STEWART, J. V. RAKICH, M. J. LANFRANCO, *Catalytic surface effects experiment on the space shuttle*, Thermophysics of the atmospheric entry, Ed.: T. E. Horton, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 82, 1982.
- [83] G. GUYON, G. HERMOSILLA-LARA, M. MOSCOSA-SANTILLIAN, S. CAVADIAS, J. AMOUROUX, *Relation between the recombination coefficient of atomic oxygen and surface properties of materials*, 16th International Symposium on Plasma Chemistry, Taormina, Italy, June 22-27, 2003.

- [84] C. D. SCOTT, *Space shuttle laminar heating with finite-rate catalytic recombination*, Thermophysics of the atmospheric entry, Ed.: T. E. Horton, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 82, 1982.
- [85] C. D. SCOTT, S. M. DERRY, *Catalytic recombination / space shuttle heating*, Entry vehicle heating and thermal protection systems: space shuttle, solar starprobe, Jupiter Galileo probe, Ed.: P. E. Bauer, H. E. Collicott, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 85, 1983.
- [86] J. L. SHINN, J. N. MOSS, A. L. SIMMONDS, *Viscous shock-layer heating analysis for the shuttle windward symmetry plane with surface finite catalytic recombination rates*, Entry vehicle heating and thermal protection systems: space shuttle, solar starprobe, Jupiter Galileo probe, Ed.: P. E. Bauer, H. E. Collicott, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 85, 1983.
- [87] C. D. SCOTT, *Catalytic recombination of nitrogen and oxygen on high-temperature reusable surface insulation*, Aerothermodynamics and planetary entry, Ed.: A. L. Crosbie, Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 77, 1981.
- [88] D. A. STEWART, *Surface catalysis and characterization of proposed candidate TPS for access-to-space vehicles*, NASA Technical Memorandum 112206, July, 1997.
- [89] BERGMANN, SCHAEFER, *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 2, Elektrizität und Magnetismus*, de Gruyter, 1986.
- [90] M. SPITELLER, G. SPITELLER, *Massenspektrensammlung von Lösungsmitteln, Verunreinigungen, Säulenbelegmaterialien und einfachen aliphatischen Verbindungen*, Wien: Springer, 1973.
- [91] H. C. HILL, *Einführung in die Massenspektrometrie*, Heyden & Sohn GmbH, 1973.
- [92] A. ZENG, *Massenspektroskopische Untersuchungen des plasmaaktivierten CVD-Verfahrens mit metallorganischen Verbindungen*, Dissertation, Fachbereich Produktionstechnik, Universität Bremen, 1996.
- [93] H. KIENITZ, *Massenspektrometrie*, Verlag Chemie, GmbH, Weinheim/Bergstr., 1968.
- [94] BERGMANN, SCHAEFER, *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 4, Bestandteile der Materie: Atome, Moleküle, Atomkerne, Elementarteilchen*, de Gruyter, 2003.
- [95] E. DE HOFFMANN, V. STROOBANT, *Mass Spectrometry: Principles and Applications*, John Wiley & Sons, Chichester, 2002.
- [96] G. HOLLAND, S. D. TANNER, *Plasma source mass spectrometry: The new millennium*, The Royal society of chemistry, 2001.
- [97] K. MAUERSBERGER, D. MÜLLER, D. OFFERMANN, U. v. ZAHN, *Eine Messung der Dichte und Zusammensetzung des Neutralgases in der unteren Thermosphäre*, Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung, Forschungsbericht W 68-05, Weltraumforschung, physikalisches Institut der Universität Bonn, Januar, 1968.
- [98] BERGMANN, SCHAEFER, *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 2, Elektrizität und Magnetismus*, de Gruyter, 2003.

- [99] W. R. BLANCHARD, P. J. MCCARTHY, H. F. DYLLA, P. H. LAMARCHE, J. E. SIMPKINS, *Long-term changes in the sensitivity of quadrupole mass spectrometers*, Journal of Vacuum Science Technology, A 4 (3), May/June, 1986.
- [100] J. PAVLIK, M. MALY, J. MATOUSEK, Z. STRYHAL, S. NOVAK, J. REYNEK, J. SKODA, P. HEDBAVNY, *Application of quadrupole mass spectrometry and gas chromatography for analysis of neutral species of processing plasma*, 16th International Symposium on Plasma Chemistry, Taormina, Italy, June 22–27, 2003.
- [101] D. THEIRICH, F. OSENBERG, J. ENGEMANN, *A combined mass spectrometry and thin film deposition study of pulsed C_4F_8 plasmas*, 16th International Symposium on Plasma Chemistry, Taormina, Italy, June 22–27, 2003.
- [102] QUADRUPOLE LTD., *Betriebsanweisungen für das Massenspektrometer*, Quadrupol Ltd., 1989.
- [103] D. MÜLLER, *Ein einfaches Gaseinlaßsystem zur präzisen Herstellung niedriger Drucke*, Zeitschrift für angewandte Physik, Bd. 23, Heft 6, 1967.
- [104] G.A. BIRD, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*, Oxford Science Publications, 1994.
- [105] P. C. SLEZIONA, *Numerische Analyse der Strömungsvorgänge in magnetoplasmadynamischen Raumfahrtantrieben*, Dissertation, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 1992.
- [106] H. J. KAEPPELER, *Stochastic theory of transport phenomena in a reacting plasma at extreme temperatures*, Mitteilungen aus dem Forschungsinstitut für Physik der Strahlantriebe, Stuttgart, Nr. 15, Flugtechnik, Stuttgart, 1958.
- [107] H. J. KAEPPELER, *Über eine statistische Beschreibung vollionisierter Plasmen*, Zeitschrift für Naturforschung, Band 14a, S. 1056–1069, 1959.
- [108] C. B. LANG, N. PUCKER, *Mathematische Methoden in der Physik*, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, Berlin, 1998.
- [109] C. PARK, *Calculation of stagnation-point heating rates associated with stardust vehicle*, 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 10–13 January, 2005.
- [110] J. RUF, O. WINKLER, *Untersuchung der Rückströmung von Öl-Diffusionspumpen mit Hilfe der Lochkamera*, Ergebnisse der Hochvakuumtechnik und der Physik dünner Schichten, Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft m.b.H., Stuttgart, 1957.
- [111] R. HAEFER, *Über Einflüsse, die den Enddruck in mit Öldiffusionspumpen versehenen, zerlegbaren Metallapparaturen bestimmen*, Ergebnisse der Hochvakuumtechnik und der Physik dünner Schichten, Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft m.b.H., Stuttgart, 1957.
- [112] M. HENZLER, W. GÖPEL, *Oberflächenphysik des Festkörpers*, Teubner, Stuttgart, 1994.

- [113] V. E. FTOROV, A. G. CHRPAK, I. T. JAKUBOV, *Fisika neidealnoj plazmy (Physik von nicht-idealem Plasma)*, Moskva fiziko–matematitscheskaja literatura (Moskauer Physikalisch– Mathematische Literatur, 2004.
- [114] R. DEVOTO, *Transport coefficients of high pressure argon in a magnetic field*, Aerospace Research Laboratories, Air Force Systems Command, United States Air Force, 1971.
- [115] F. CAP, *Lehrbuch der Plasmaphysik und Magnetohydrodynamik*, Springer–Verlag, Wien New York, 1994.
- [116] KEGEL, *Plasmaphysik*, Springer Verlag, 2001.
- [117] G. QUINIO, *Modélisation numérique de la génération d'un plasma d'air dans un écoulement aérodynamique*, Thèse doctorale, ONERA/MIP, Université Paul Sabatier, Toulouse, 2005.
- [118] H. SCHLICHTING, E. A TRUCKENBRODT, *Aerodynamik des Flugzeugs 1*, Springer, 2001.
- [119] I. A. SOKOLOVA, *Komp'juterizovannaja biblioteka transportnyh svojstv atmosferynyh gazov i plazmy (Computerbibliothek der Transporteigenschaften von atmosphärischen Gasen und Plasma)*, Matematitscheskoe modelirovanie, Institut Matematitscheskogo Modelirovanija Rossijskoj Akademii Nauk (Mathematische Modellierung, Institut für mathematische Modellierung der Russischen Akademie der Wissenschaften), Vol. 10, Nr. 2, 1998.
- [120] R. BOYCE, M. TAKAHASHI, R. STALKER, *Mass spectrometric measurements of the freestream flow in the T4 free-piston shock tunnel*, 21st Symposium on Shock Waves, Panther Publishing, Fyshwick, Australien, S. 429–434, 1997.
- [121] H. J. KAEPPELER, H. G. L. KRAUSE, *Thermodynamische Zustandsgrößen und Stoffwerte für Luft bei Dissoziationsgleichgewicht*, Mitteilungen aus dem Forschungsinstitut für Physik der Strahlantriebe, Stuttgart, Nr. 1, R. Oldenbourg Verlag München, 1954.

Anhang

Tabelle 1: Standardatmosphäre [2]

Höhe	Temperatur	Dichte	Druck	Schallge- schwindigkeit
km	K	kg/m^3	Pa	m/s
0	288.2	$1.225 \cdot 10^0$	101335.74	340.3
5	255.6	$7.364 \cdot 10^{-1}$	54026.55	320.5
10	223.2	$4.135 \cdot 10^{-1}$	26941.24	299.5
15	216.7	$1.948 \cdot 10^{-1}$	12116.59	295.1
20	216.7	$8.891 \cdot 10^{-2}$	5530.22	295.1
25	221.6	$4.008 \cdot 10^{-2}$	2549.35	298.4
30	226.5	$1.841 \cdot 10^{-2}$	1196.89	301.7
35	236.5	$8.463 \cdot 10^{-3}$	547.50	308.3
40	250.3	$4.000 \cdot 10^{-3}$	287.38	317.2
45	264.2	$1.966 \cdot 10^{-3}$	148.64	325.8
50	270.7	$1.027 \cdot 10^{-3}$	79.80	329.8
55	260.8	$5.681 \cdot 10^{-4}$	42.53	323.7
60	247.0	$3.097 \cdot 10^{-4}$	21.96	315.1
65	233.3	$1.632 \cdot 10^{-4}$	10.93	306.2
70	219.6	$8.283 \cdot 10^{-5}$	5.22	297.1
75	208.3	$3.992 \cdot 10^{-5}$	2.39	289.4
80	198.6	$1.846 \cdot 10^{-5}$	1.05	282.5
85	188.9	$8.219 \cdot 10^{-6}$	0.45	275.5
90	186.7	$3.418 \cdot 10^{-6}$	0.18	273.9
95	186.7	$1.405 \cdot 10^{-6}$	0.08	273.9
100	195.9	$5.549 \cdot 10^{-7}$	0.03	280.6

Tabelle 2: Luftzusammensetzung in Prozent [121]

N_2	78.90	He	$5.24 \cdot 10^{-4}$	NH_3	$2 \cdot 10^{-6}$
O_2	20.95	Kr	$1 \cdot 10^{-4}$	J_2	$3.5 \cdot 10^{-9}$
Ar	0.93	H_2	$5 \cdot 10^{-5}$	Rn	$6 \cdot 10^{-18}$
CO_2	0.03	Xe	$0.8 \cdot 10^{-5}$		
Ne	$1.3 \cdot 10^{-3}$	O_3	$2 \cdot 10^{-6}$		

Tabelle 3: Daten für einen typischen Space-Shuttle-Wiedereintritt [2, 44]

Höhe km	Umgebungs- druck Pa	Geschwin- digkeit m/s	Mach-Zahl –
95.370	0.07218	7449	27.1214
89.920	0.1873	7453	27.0281
84.970	0.4491	7453	27.0485
80.500	0.9948	7450	26.4372
76.910	1.8770	7359	25.6622
74.420	2.7013	7172	24.7061
72.470	3.7861	6999	23.8632
70.990	4.6377	6849	23.1718
70.000	5.2210	6722	22.6254
69.110	6.1907	6574	22.0073
67.941	7.4951	6360	21.1403
66.490	9.1617	6081	20.0370
64.750	11.4531	5736	18.7057
62.740	15.7709	5325	17.1651
60.440	20.9403	4849	15.4271
57.860	30.5100	4307	13.5109
55.000	42.5270	3700	11.4303
51.760	66.3813	3089	9.4277
48.040	107.3789	2536	7.7263
43.830	182.8999	2042	6.3066
39.150	338.6819	1605	5.0842
33.980	705.9547	1228	4.0006
28.340	1653.0267	908	3.0206
22.330	4158.5246	647	2.1811
16.650	9943.3175	445	1.5080
11.400	22386.3667	303	1.0159
6.600	44563.7820	220	0.7011
2.280	78628.7330	184	0.5554
1.951	81791.9110	180	0.5412
1.631	84898.6978	175	0.5242
1.361	87997.3000	170	0.5073
1.007	91072.6497	164	0.4877
0.705	94110.7904	158	0.4681
0.415	97057.3155	151	0.4459
0.199	99281.9249	143	0.4212
0.074	100571.4854	132	0.3882
0.031	101008.4118	121	0.3557
0.014	101187.8709	113	0.3321
0.003	101304.0492	105	0.3086
0.000	101335.7420	96	0.2821
0.000	101335.7420	0	0

Tabelle 4: Staudruck und Oberflächentemperatur auf der Nase des Space Shuttle beim Wiedereintritt [42, 43].

h km	p_{02} Pa	T_{Ob} K	h km	p_{02} Pa	T_{Ob} K
95.370	266.09	1564.34	39.150	12239.97	601.65
89.920	798.26	1610.01	33.980	17561.69	533.15
84.970	1064.35	1640.45	28.340	18093.86	460.87
80.500	1596.52	1651.87	22.330	19158.21	415.21
76.910	1862.61	1667.09	16.650	20488.64	380.96
74.420	2128.69	1682.32	11.400	16231.26	377.15
72.470	2394.78	1689.93	6.600	15433.00	373.35
70.990	2660.86	1689.93	2.280	25012.11	369.54
70.000	3193.04	1674.71	1.951	26342.54	368.40
69.110	3459.12	1655.68	1.631	28471.23	368.40
67.941	3725.21	1635.13	1.316	29801.66	365.73
66.490	4150.95	1606.21	1.007	31398.18	365.73
64.750	4576.68	1568.15	0.705	31930.35	361.93
62.740	5321.73	1473.01	0.415	32994.69	361.93
60.440	5800.68	1366.48	0.199	33792.95	360.41
57.860	6652.16	1214.26	0.074	34857.30	354.32
55.000	8248.67	1050.65	0.031	35921.64	354.32
51.760	9313.02	928.87	0.014	37252.07	354.32
48.040	10909.54	833.76	0.003	38316.42	350.51
43.830	12239.97	696.76	0.000	40445.11	350.51

Tabelle 5: Berechnete Parameter vor und hinter dem Verdichtungsstoß beim Wiedereintritt des Space Shuttle

h km	γ –	p_2 Pa	ρ_2 kgm^{-3}	T_2 K	v_2 ms^{-1}	Ma_2 –	T_{02} K	T_{01} K	p_{01} Pa	h_0 Jkg^{-1}	ρv kgm^{-3}
74.42	1.131	1750.05	$7.13 \cdot 10^{-4}$	8559.57	451.92	0.2437	8592.87	25798.54	$5.58 \cdot 10^7$	25917654.09	0.322
72.47	1.149	2305.23	$8.69 \cdot 10^{-4}$	9247.82	496.71	0.2576	9293.54	24588.61	$6.16 \cdot 10^7$	24702135.83	0.432
70.99	1.150	2663.55	$1.04 \cdot 10^{-3}$	8925.79	489.72	0.2585	8970.52	23559.16	$6.15 \cdot 10^7$	23667941.95	0.509
70.00	1.155	2864.53	$1.12 \cdot 10^{-3}$	8884.40	495.67	0.2623	8931.78	22702.63	$5.87 \cdot 10^7$	22807454.92	0.557
69.11	1.159	3218.65	$1.29 \cdot 10^{-3}$	8722.50	496.71	0.2653	8771.31	21729.64	$5.74 \cdot 10^7$	21829972.39	0.639
67.94	1.173	3615.73	$1.42 \cdot 10^{-3}$	8874.53	519.56	0.2751	8932.63	20357.90	$5.26 \cdot 10^7$	20461892.09	0.737
66.49	1.173	3970.36	$1.70 \cdot 10^{-3}$	8136.12	498.08	0.2755	8189.53	18634.52	$4.44 \cdot 10^7$	18720560.74	0.847
64.75	1.192	4357.49	$1.89 \cdot 10^{-3}$	8029.76	517.38	0.2880	8093.70	16608.41	$3.45 \cdot 10^7$	16685090.76	0.978
62.74	1.196	5060.07	$2.49 \cdot 10^{-3}$	7095.82	491.24	0.2912	7154.78	14352.33	$2.63 \cdot 10^7$	14418600.41	1.222
60.44	1.221	5477.52	$2.88 \cdot 10^{-3}$	6640.86	500.85	0.3066	6709.84	11945.38	$1.68 \cdot 10^7$	12000537.22	1.439
57.86	1.263	6213.14	$3.47 \cdot 10^{-3}$	6234.85	521.40	0.3294	6323.81	9486.24	$9.86 \cdot 10^6$	9530037.13	1.810

Tabelle 6: Berechnete Parameter vor und hinter dem Verdichtungsstoß beim Wiedereintritt des Space Shuttle (Fortsetzung)

h km	R_2 $Jkg^{-1}K^{-1}$	M_2 $kgmol^{-1}$	m_2 kg	c_2 ms^{-1}	n_1 m^{-3}	n_2 m^{-3}	d_{m_1} m	d_{m_2} m	ν_{S1} s^{-1}	ν_{S2} s^{-1}
74.42	349.36	$2.38 \cdot 10^{-2}$	$3.97 \cdot 10^{-26}$	1839.04	$9.35 \cdot 10^{20}$	$1.80 \cdot 10^{22}$	$1.02 \cdot 10^{-7}$	$3.82 \cdot 10^{-8}$	222632.98	30151662.37
72.47	344.68	$2.41 \cdot 10^{-2}$	$4.02 \cdot 10^{-26}$	1913.77	$1.29 \cdot 10^{21}$	$2.16 \cdot 10^{22}$	$9.20 \cdot 10^{-8}$	$3.59 \cdot 10^{-8}$	308805.16	37424132.60
70.99	344.14	$2.42 \cdot 10^{-2}$	$4.03 \cdot 10^{-26}$	1879.49	$1.55 \cdot 10^{21}$	$2.58 \cdot 10^{22}$	$8.64 \cdot 10^{-8}$	$3.38 \cdot 10^{-8}$	375341.20	43907858.82
70.00	342.68	$2.43 \cdot 10^{-2}$	$4.03 \cdot 10^{-26}$	1875.21	$1.73 \cdot 10^{21}$	$2.81 \cdot 10^{22}$	$8.33 \cdot 10^{-8}$	$3.29 \cdot 10^{-8}$	420388.51	47464817.01
69.11	341.43	$2.44 \cdot 10^{-2}$	$4.06 \cdot 10^{-26}$	1857.86	$2.03 \cdot 10^{21}$	$3.18 \cdot 10^{22}$	$7.91 \cdot 10^{-8}$	$3.16 \cdot 10^{-8}$	495741.08	53041606.52
67.94	337.68	$2.46 \cdot 10^{-2}$	$4.11 \cdot 10^{-26}$	1874.88	$2.42 \cdot 10^{21}$	$3.46 \cdot 10^{22}$	$7.45 \cdot 10^{-8}$	$3.07 \cdot 10^{-8}$	595900.56	58100200.30
66.49	337.14	$2.47 \cdot 10^{-2}$	$4.11 \cdot 10^{-26}$	1793.75	$2.90 \cdot 10^{21}$	$4.14 \cdot 10^{22}$	$7.01 \cdot 10^{-8}$	$2.89 \cdot 10^{-8}$	722057.95	66472540.80
64.75	332.05	$2.51 \cdot 10^{-2}$	$4.17 \cdot 10^{-26}$	1782.76	$3.55 \cdot 10^{21}$	$4.53 \cdot 10^{22}$	$6.56 \cdot 10^{-8}$	$2.81 \cdot 10^{-8}$	893402.37	71779464.26
62.74	330.26	$2.52 \cdot 10^{-2}$	$4.20 \cdot 10^{-26}$	1674.14	$4.78 \cdot 10^{21}$	$5.93 \cdot 10^{22}$	$5.94 \cdot 10^{-8}$	$2.57 \cdot 10^{-8}$	1215995.64	88039073.07
60.44	323.72	$2.57 \cdot 10^{-2}$	$4.28 \cdot 10^{-26}$	1620.14	$6.19 \cdot 10^{21}$	$6.71 \cdot 10^{22}$	$5.45 \cdot 10^{-8}$	$2.46 \cdot 10^{-8}$	1593730.80	95505124.62
57.86	313.81	$2.65 \cdot 10^{-2}$	$4.42 \cdot 10^{-26}$	1571.99	$8.77 \cdot 10^{21}$	$7.86 \cdot 10^{22}$	$4.85 \cdot 10^{-8}$	$2.33 \cdot 10^{-8}$	2289207.51	106713520.40

Tabelle 7: Berechnete Parameter vor und hinter dem Verdichtungsstoß beim Wiedereintritt des Space Shuttle (Fortsetzung)

h km	z_{S1} $m^{-3}s^{-1}$	z_{S2} $m^{-3}s^{-1}$	c_{01} ms^{-1}	c_{02} ms^{-1}	c_{m1} ms^{-1}	c_{m2} ms^{-1}	\bar{c}_1 ms^{-1}	\bar{c}_2 ms^{-1}	l_{f1} m	l_{f2} m	η_1 $kgm^{-1}s^{-1}$	η_2 $kgm^{-1}s^{-1}$
74.42	$2.08 \cdot 10^{26}$	$5.42 \cdot 10^{29}$	424.85	2996.16	346.89	2445.54	391.52	2760.19	$1.76 \cdot 10^{-3}$	$9.16 \cdot 10^{-5}$	$1.52 \cdot 10^{-5}$	$8.84 \cdot 10^{-5}$
72.47	$3.97 \cdot 10^{26}$	$8.09 \cdot 10^{29}$	429.29	3092.36	350.52	2524.90	395.62	2849.77	$1.28 \cdot 10^{-3}$	$7.62 \cdot 10^{-5}$	$1.53 \cdot 10^{-5}$	$9.25 \cdot 10^{-5}$
70.99	$5.81 \cdot 10^{26}$	$1.13 \cdot 10^{30}$	432.63	3035.65	353.24	2478.60	398.69	2797.51	$1.06 \cdot 10^{-3}$	$6.37 \cdot 10^{-5}$	$1.55 \cdot 10^{-5}$	$9.09 \cdot 10^{-5}$
70.00	$7.26 \cdot 10^{26}$	$1.33 \cdot 10^{30}$	434.85	3022.17	355.06	2467.59	400.74	2785.09	$9.53 \cdot 10^{-4}$	$5.87 \cdot 10^{-5}$	$1.55 \cdot 10^{-5}$	$9.01 \cdot 10^{-5}$
69.11	$1.00 \cdot 10^{27}$	$1.68 \cdot 10^{30}$	437.26	2989.05	357.02	2440.55	402.96	2754.26	$8.13 \cdot 10^{-4}$	$5.19 \cdot 10^{-5}$	$1.56 \cdot 10^{-5}$	$9.02 \cdot 10^{-5}$
67.94	$1.44 \cdot 10^{27}$	$2.01 \cdot 10^{30}$	440.41	2998.37	359.59	2448.16	405.86	2763.15	$6.81 \cdot 10^{-4}$	$4.76 \cdot 10^{-5}$	$1.57 \cdot 10^{-5}$	$9.15 \cdot 10^{-5}$
66.49	$2.10 \cdot 10^{27}$	$2.75 \cdot 10^{30}$	444.27	2868.62	362.75	2342.22	409.42	2643.58	$5.67 \cdot 10^{-4}$	$3.98 \cdot 10^{-5}$	$1.59 \cdot 10^{-5}$	$8.77 \cdot 10^{-5}$
64.75	$3.18 \cdot 10^{27}$	$3.26 \cdot 10^{30}$	448.87	2828.23	366.50	2309.24	413.66	2606.36	$4.63 \cdot 10^{-4}$	$3.63 \cdot 10^{-5}$	$1.60 \cdot 10^{-5}$	$8.79 \cdot 10^{-5}$
62.74	$5.81 \cdot 10^{27}$	$5.22 \cdot 10^{30}$	454.12	2651.48	370.79	2164.92	418.50	2443.47	$3.44 \cdot 10^{-4}$	$2.78 \cdot 10^{-5}$	$1.62 \cdot 10^{-5}$	$8.27 \cdot 10^{-5}$
60.44	$9.86 \cdot 10^{27}$	$6.41 \cdot 10^{30}$	460.06	2539.54	375.64	2073.53	423.97	2340.32	$2.66 \cdot 10^{-4}$	$2.45 \cdot 10^{-5}$	$1.64 \cdot 10^{-5}$	$8.09 \cdot 10^{-5}$
57.86	$2.01 \cdot 10^{28}$	$8.39 \cdot 10^{30}$	466.67	2422.75	381.03	1978.16	430.06	2232.69	$1.88 \cdot 10^{-4}$	$2.09 \cdot 10^{-5}$	$1.67 \cdot 10^{-5}$	$7.96 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 8: Berechnete Parameter vor und hinter dem Verdichtungsstoß beim Wiedereintritt des Space Shuttle (Fortsetzung)

h km	η_{v1} $kgm^{-1}s^{-1}$	η_{v2} $kgm^{-1}s^{-1}$	λ_1 $Jkg^{-1}m^{-1}s^{-1}$	λ_2 $Jkg^{-1}m^{-1}s^{-1}$	Pr_1 -	Pr_2 -	Re_1 -	Re_2 -	$\delta_{u1}(M - S)$ m
74.42	$1.01 \cdot 10^{-5}$	$5.89 \cdot 10^{-5}$	$2.07 \cdot 10^{-2}$	0.305	0.737	0.874	21230.30	3644.16	$9.69 \cdot 10^{-3}$
72.47	$1.02 \cdot 10^{-5}$	$6.17 \cdot 10^{-5}$	$2.09 \cdot 10^{-2}$	0.286	0.737	0.860	28145.64	4665.35	$7.60 \cdot 10^{-3}$
70.99	$1.03 \cdot 10^{-5}$	$6.06 \cdot 10^{-5}$	$2.11 \cdot 10^{-2}$	0.279	0.737	0.860	32962.77	5600.13	$6.17 \cdot 10^{-3}$
70.00	$1.04 \cdot 10^{-5}$	$6.01 \cdot 10^{-5}$	$2.12 \cdot 10^{-2}$	0.271	0.737	0.857	35921.50	6182.09	$5.50 \cdot 10^{-3}$
69.11	$1.04 \cdot 10^{-5}$	$6.02 \cdot 10^{-5}$	$2.13 \cdot 10^{-2}$	0.263	0.737	0.854	40908.54	7090.20	$4.72 \cdot 10^{-3}$
67.94	$1.05 \cdot 10^{-5}$	$6.10 \cdot 10^{-5}$	$2.14 \cdot 10^{-2}$	0.248	0.737	0.844	46896.07	8058.49	$4.07 \cdot 10^{-3}$
66.49	$1.06 \cdot 10^{-5}$	$5.85 \cdot 10^{-5}$	$2.16 \cdot 10^{-2}$	0.238	0.737	0.845	53387.56	9689.10	$3.22 \cdot 10^{-3}$
64.75	$1.07 \cdot 10^{-5}$	$5.85 \cdot 10^{-5}$	$2.19 \cdot 10^{-2}$	0.218	0.737	0.833	61043.44	11142.68	$2.68 \cdot 10^{-3}$
62.74	$1.08 \cdot 10^{-5}$	$5.52 \cdot 10^{-5}$	$2.21 \cdot 10^{-2}$	0.201	0.737	0.830	75355.29	14764.17	$1.87 \cdot 10^{-3}$
60.44	$1.10 \cdot 10^{-5}$	$5.39 \cdot 10^{-5}$	$2.24 \cdot 10^{-2}$	0.177	0.737	0.816	87627.86	17800.16	$1.43 \cdot 10^{-3}$
57.86	$1.11 \cdot 10^{-5}$	$5.31 \cdot 10^{-5}$	$2.27 \cdot 10^{-2}$	0.151	0.737	0.794	108659.38	22750.50	$1.02 \cdot 10^{-3}$

Lebenslauf

Name: Natalia Heiermann geb. Nazina
Geboren am: 18.4.1978
Geburtsort: Twer, Rußland
Eltern: Vladimir Nazin, Offizier der russischen Luftwaffe
Svetlana Nazina, Museumsangestellte
Familienstand: Verheiratet mit Dr. Jörg Heiermann seit 5.12.2003
Kind: Constanze Isabella Victoria, geb. am 21.8.2005 in Böblingen

1985–1995 Mittelschule in Noginsk

1995–2001 Moskauer Staatliche Technische Universität Baumann
Fachbereich: Elektrische Raketentriebwerke und Energieanlagen
Fachrichtung: Plasmatechnologische und Plasmatriebwerks–Anlagen

1998–2000 Wissenschaftliche Praktika bei:
Kampfhubschrauberhersteller Kamov (Moskau)
Raumfahrtsystemhersteller Zvezda (Podolsk)
Kampfflugzeugtriebwerkshersteller Saljut (Moskau)
Kurtschatov–Institut für Kernphysik (Moskau)
Zentrales Forschungsinstitut Energomash (Korolev)
Raumfahrtsystemhersteller Fakel (Moskau)

1999 Studienarbeit
Entwicklung eines Mikroplasmatröns mit zwischenelektrodenstabilisiertem Lichtbogen für die Chirurgie

2000 Studienarbeit
Entwicklung eines Mikroplasmatröns mit magnetfeldstabilisiertem Lichtbogen für die Chirurgie

2000–2001 Diplomarbeit
Entwicklung eines Online–Diagnosesystems für die Qualitätssicherung in Plasma–CVD und Plasmaspritzverfahren
im Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart

2001 Diplom–Ingenieur für elektrische Raketentriebwerke und Energieanlagen

2002–2006 Wissenschaftliche Mitarbeiterin im Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart