

# **Emissionsspektroskopische Analyse einer hyperbolischen Wiedereintrittsströmung im Plasmawindkanal**

Von der Fakultät 6  
Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie  
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines  
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

von  
**Tobias Armin Hermann**  
geboren in Ludwigsburg

|                             |                                  |
|-----------------------------|----------------------------------|
| Hauptberichter:             | Prof. Dr.-Ing. Stefanos Fasoulas |
| Mitberichter:               | Prof. Dr.-Ing. Christian Mundt   |
| Tag der mündlichen Prüfung: | 20. November 2017                |

Institut für Raumfahrtsysteme  
Universität Stuttgart  
2017



„Ein Elektron sieht nicht aus!“  
*Wolfgang Pauli*





# Vorwort

Meine Dissertation entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Raumfahrtssysteme der Universität Stuttgart. An dieser Stelle möchte ich meinen Dank an Prof. Dr.-Ing. Stefanos Fasoulas für die Betreuung und die Übernahme des Hauptberichts aussprechen. Herrn Prof. Dr.-Ing. Christian Mundt möchte ich für die Übernahme des Mitberichts danken.

Mein besonderer Dank gilt der gesamten High Enthalpy Flow Diagnostics Gruppe, mit der ich gemeinsam die Arbeit im Labor bestritten habe. Die freundschaftliche Atmosphäre in der Gruppe hat stets dazu beigetragen, dass interessante und hilfreiche Diskussionen stattfanden. Der wissenschaftliche und persönliche Austausch war der Hauptgrund, der die Zeit am Institut in guter Erinnerung verbleiben lässt. Dr.-Ing. Stefan Löhle danke ich für seinen unermüdlichen Einsatz und die vielen erkenntnisreichen Diskussionen, was die vorliegende Arbeit erst ermöglicht hat. Dr. Fabian Zander und Dipl.-Ing. Hannes Fulge möchte ich für die Einführung in experimentelles Arbeiten und für die tatkräftige Unterstützung bei zahllosen Tätigkeiten im Labor danken. Weiterhin möchte ich mich stellvertretend für alle Mitarbeiter der Werkstätten des Instituts bei Karl-Heinz Schneider und Dipl.-Ing. Manfred Hartling bedanken.

Tobias Hermann  
Oxford, Dezember 2017



# Inhaltsverzeichnis

|                                                                      |           |
|----------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>Kurzfassung</b>                                                   | <b>9</b>  |
| <b>Abstract</b>                                                      | <b>10</b> |
| <b>Nomenklatur</b>                                                   | <b>11</b> |
| <b>1. Einleitung</b>                                                 | <b>17</b> |
| 1.1. Flugsimulation durch terrestrische Experimente . . . . .        | 18        |
| 1.2. Stand der Forschung . . . . .                                   | 20        |
| 1.3. Zielsetzung . . . . .                                           | 21        |
| <b>2. Theorie</b>                                                    | <b>23</b> |
| 2.1. Energiezustände von Atomen und Molekülen . . . . .              | 23        |
| 2.1.1. Übergänge zwischen inneren Zuständen . . . . .                | 25        |
| 2.1.2. Verteilungen von inneren Zuständen . . . . .                  | 28        |
| 2.2. Eigenschaften von Strahlung in einem Strömungsfeld . . . . .    | 31        |
| 2.2.1. Linienprofile . . . . .                                       | 33        |
| 2.2.2. Strahlungstransport . . . . .                                 | 35        |
| 2.2.3. Simulationsprogramme . . . . .                                | 38        |
| 2.3. Messung von Strahlung . . . . .                                 | 39        |
| 2.3.1. Fokussieroptik . . . . .                                      | 39        |
| 2.3.2. Emissionsspektroskopie . . . . .                              | 41        |
| 2.3.3. Radiometrie . . . . .                                         | 43        |
| 2.3.4. Mathematische Transformationen für lokale Messungen . . . . . | 44        |
| <b>3. Wiedereintrittssimulation im Plasmawindkanal PWK1</b>          | <b>47</b> |
| 3.1. Plasmawindkanal PWK1 . . . . .                                  | 47        |
| 3.2. Ähnlichkeitstheorie nach Kolesnikov . . . . .                   | 49        |
| <b>4. Experimentelle Aufbauten</b>                                   | <b>53</b> |
| 4.1. Emissionsspektroskopie von VUV-Strahlung . . . . .              | 53        |
| 4.1.1. Kalibrierung . . . . .                                        | 55        |
| 4.2. Emissionsspektroskopie von UV-NIR Strahlung . . . . .           | 57        |
| 4.2.1. Optik für vertikale Auflösung . . . . .                       | 58        |
| 4.2.2. Optik für horizontale Auflösung . . . . .                     | 59        |
| 4.2.3. Kalibrierung . . . . .                                        | 60        |
| 4.3. Tomographie . . . . .                                           | 62        |
| 4.3.1. Tomographisch aufgelöstes Strahlungsfeld . . . . .            | 64        |
| 4.4. Radiometrie . . . . .                                           | 67        |
| 4.4.1. Kalibrierung . . . . .                                        | 68        |

|                                                                                |            |
|--------------------------------------------------------------------------------|------------|
| <b>5. Auswertung der Emissionsspektren</b>                                     | <b>71</b>  |
| 5.1. Besetzungsdichte von Anregungszuständen . . . . .                         | 75         |
| 5.1.1. Oberere Zustände-lokaler Emissionskoeffizient . . . . .                 | 75         |
| 5.1.2. Untere Zustände-Verzweigungsverhältnis . . . . .                        | 76         |
| 5.1.3. Untere Zustände-Black Body Limit Extrapolation . . . . .                | 79         |
| 5.1.4. Niederenergetische Zustände-Quasi Steady State Extrapolation . . . . .  | 80         |
| 5.2. Anregungstemperatur . . . . .                                             | 81         |
| 5.2.1. Elektronische Anregungstemperatur-Black Body Limit . . . . .            | 81         |
| 5.2.2. Elektronische Anregungstemperatur-Boltzmann-Plot . . . . .              | 82         |
| 5.2.3. Vibratorische und rotatorische Anregungstemperatur-Bandenform . . . . . | 83         |
| 5.3. Elektronen- und Ionendichte . . . . .                                     | 84         |
| 5.3.1. Elektronen- und Ionendichte-Saha-Verteilung (Atome) . . . . .           | 85         |
| 5.3.2. Ionendichte-Saha-Verteilung (Moleküle) . . . . .                        | 86         |
| 5.4. Lokale massenspezifische Enthalpie . . . . .                              | 87         |
| <b>6. Aerothermodynamik der Plasmaströmung</b>                                 | <b>89</b>  |
| 6.1. Teilchendichten . . . . .                                                 | 90         |
| 6.2. Temperaturen . . . . .                                                    | 93         |
| 6.3. Massenspezifische Enthalpie . . . . .                                     | 96         |
| 6.4. Charakteristika von Anregungszuständen . . . . .                          | 99         |
| 6.4.1. Elektronische Anregung . . . . .                                        | 99         |
| 6.4.2. Vibratorische und rotatorische Anregung . . . . .                       | 101        |
| <b>7. Erkenntnisse aus der experimentellen Wiedereintrittssimulation</b>       | <b>103</b> |
| 7.1. Ähnlichkeit zwischen Flug und Plasmawindkanal . . . . .                   | 103        |
| 7.1.1. Makroskopische Werte im Staupunkt . . . . .                             | 103        |
| 7.1.2. Eigenschaften der Grenzschicht . . . . .                                | 105        |
| 7.2. Einfluss von Ablation auf Strömung und Strahlung . . . . .                | 108        |
| 7.2.1. Materialien . . . . .                                                   | 108        |
| 7.2.2. Reduktion der Enthalpie in der Grenzschicht . . . . .                   | 110        |
| 7.2.3. Emissionsspektren und Strahlungswärmestromdichte . . . . .              | 111        |
| 7.2.4. Teilchendichten . . . . .                                               | 114        |
| 7.2.5. Anregungstemperaturen . . . . .                                         | 117        |
| 7.2.6. Fazit . . . . .                                                         | 118        |
| <b>8. Zusammenfassung</b>                                                      | <b>119</b> |
| <b>Summary</b>                                                                 | <b>121</b> |
| <b>A. Anhang</b>                                                               | <b>123</b> |
| A.1. Atomlinien . . . . .                                                      | 123        |
| A.2. Dreidimensionale Verteilung der Strömungsparameter . . . . .              | 125        |
| <b>Literaturverzeichnis</b>                                                    | <b>126</b> |
| <b>Lebenslauf</b>                                                              | <b>143</b> |

# Kurzfassung

Die vorliegende Dissertation beschäftigt sich mit der experimentellen Simulation des hyperbolischen Wiedereintritts der Hayabusa Raumkapsel. Die körpernahe Grenzschicht vor der Oberfläche der Kapsel wird für einen Flugzustand in 78,8 km Höhe durch eine künstlich erzeugte Strömung in einem Plasmawindkanal vor gekühlten Kupfersonden und Materialproben nachgebildet. Die Plasmaströmung wird anhand von emissionsspektroskopischen und radiometrischen Messungen untersucht. Verschiedene Sonden werden verwendet, um die gesamte Wärmestromdichte, den entsprechenden Strahlungsanteil, sowie das Spektrum im vakuum-ultravioletten Spektralbereich im Staupunkt zu messen. Darüber hinaus werden verschiedene emissionsspektroskopische Systeme verwendet, um die räumliche Verteilung der Strahlung vom Ultravioletten bis zum Infraroten im Strömungsfeld zu erfassen. Die tomographisch erfasste räumlich aufgelöste Verteilung des Emissionsspektrums im Freistrahл bestätigt zunächst, dass der Plasmastrahl weitgehend rotationssymmetrisch ist. Die Analyse der gemessenen lokalen Emissionskoeffizienten sowie des Strahlungstransports ermöglicht es, die Teilchendichten von N, O, C, N<sub>2</sub>, CN, N<sup>+</sup>, O<sup>+</sup>, C<sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>+</sup> und e<sup>-</sup> zu ermitteln. Weiterhin wird die relative Intensität verschiedener Strahlungsübergänge verwendet, um die elektronische, rotatorische und vibratorische Anregungstemperatur aus den gemessenen Spektren zu bestimmen. Alle thermodynamischen Messdaten werden schließlich dazu verwendet, die lokale massenspezifische Enthalpie unter Berücksichtigung des thermochemischen Nichtgleichgewichts zu bestimmen. Es zeigt sich, dass die Abweichung der gemessenen Temperaturen und Teilchendichten vom Gleichgewichtsfall gering ist. Das Nichtgleichgewicht zeichnet sich durch einen höheren Energieanteil in den thermischen Moden und einen entsprechend geringeren Betrag im chemischen Anteil aus. Dies ist durch die hohe Translations- beziehungsweise Rotationstemperatur und die geringe Elektronen- und Ionendichte zu erklären.

Die Vergleichbarkeit des Flugfalls und des experimentellen Bodentests wird anhand einer numerischen Simulation untersucht. Es zeigt sich, dass die Staupunkteigenschaften des Flugs im Bodentest gut reproduziert werden. Die Ähnlichkeit der konvektiven Wärmestromdichte wird ebenfalls bestätigt. Der thermochemische Grenzschichtverlauf wird für die Molanteile des atomaren und molekularen Stickstoffs, sowie für die Rotations- beziehungsweise Translationstemperatur gut reproduziert. Aber der Grenzschichtverlauf der Molanteile der Ionen und Elektronen und der restlichen Anregungstemperaturen ist verschieden. Die Kopplung zwischen Strömung, Strahlung und einem ablativen Hitzeschutzmaterial wird mithilfe der zwei Materialtypen CALCARB und ASTERM experimentell ermittelt. Die Grenzschichtenthalpie wird durch das Ausgasen der Pyrolyseprodukte des Phenolharz-Kohlefaser-Materials ASTERM um etwa 40 % reduziert. Die Enthalpierreduktion resultiert in geringeren Atom-, Ionen- und Elektronendichten in der Grenzschicht. Dies führt zu einer Reduktion der konvektiven Oberflächenwärmestromdichte von 23 %, während die Strahlungsbelastung aus dem Vakuum-Ultravioletten um 93 % reduziert wird. Die in dieser Arbeit erstmals gelungene Verbindung von nicht intrusiv ermittelten Grenzschichtteilchendichten mit Ablationsprozessen erlaubt zukünftig eine Reduktion der Unsicherheit bei der Auslegung von derartigen Hitzeschutzsystemen.

# Abstract

This dissertation deals with the experimental simulation of the re-entry of the Hayabusa capsule. The boundary layer of the re-entry flow at a trajectory point at 78.8 km altitude is reproduced in a plasma wind tunnel. In the ground based facility, cooled copper and different ablative material samples are exposed to the plasma flow. The flowfield is investigated using emission spectroscopic and radiometric measurement systems. Different probes are used to measure the total and radiative surface heat flux, as well as the vacuum ultraviolet stagnation spectrum. The spatial distribution of the radiation field in the ultraviolet to near infrared wavelength regime is measured using different spectroscopic systems. The tomographic reconstruction of the free stream plasma jet confirms a near rotational symmetric behaviour. The analysis of the measured local emission coefficients and the radiative transport allow the determination of absolute particle densities of N, O, C, N<sub>2</sub>, CN, N<sup>+</sup>, O<sup>+</sup>, C<sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>+</sup> and e<sup>-</sup>. Furthermore, the relative intensities of different radiative transitions are used to deduce the electronic, rotational and vibrational excitation temperatures. Those thermodynamic parameters are used to calculate the non-equilibrium local mass-specific enthalpy. The deviations of the measured particle densities and temperatures from the respective equilibrium values are small. The non-equilibrium flow exhibits a comparably high amount of energy in thermal modes and a lower amount in the chemical composition. This is a result of the high translational temperature and the low electron and ion densities.

The comparison between ground based facility and flight is investigated using a numerical simulation of the re-entry flowfield. The stagnation point properties are reproduced well. Additionally, the similarity of the convective heating is confirmed. The boundary layer distributions of the rotational temperature and the mole fractions of atomic and molecular nitrogen are also reproduced well. However, the boundary layer distributions of electron and ion mole fractions and the remaining excitation temperatures are different from the flight. The coupling between flow, radiation and ablation is investigated using the two materials CALCARB and ASTERM. The boundary layer enthalpy in front of the carbon phenolic material ASTERM is reduced by 40 % by the outgasing of pyrolysis products. This reduction leads to lower atom, ion and electron densities in the boundary layer. Consequently, the convective heat flux is reduced by 23 % while the vacuum ultraviolet radiative heat flux is reduced by 93 %. These non-intrusive measurements of boundary layer particle densities in front of ablative materials allow a reduction of the uncertainty in the design of future thermal protection systems.

# Nomenklatur

|                             |                                                                                       |
|-----------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------|
| $\dot{m}$                   | Massenstrom ( $\text{kg s}^{-1}$ )                                                    |
| $\dot{m}_s$                 | Flächenspezifische Ablationsrate ( $\text{kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ )                  |
| $\dot{q}$                   | Wärmestromdichte ( $\text{W m}^{-2}$ )                                                |
| $\dot{s}$                   | Rezessionsrate ( $\text{m s}^{-1}$ )                                                  |
| $\gamma$                    | Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten                                          |
| $A$                         | Einstein A-Koeffizient ( $\text{s}^{-1}$ )                                            |
| $A$                         | Fläche ( $\text{m}^2$ )                                                               |
| $B_v$                       | Vibrationskopplungskoeffizient                                                        |
| $B_{\lambda, \text{Limit}}$ | Black Body Limit ( $\text{W m}^2 \text{ nm sr}$ )                                     |
| $B_{\lambda}$               | Planck'sche Strahlung ( $\text{W m}^2 \text{ nm sr}$ )                                |
| $B_e$                       | Klein-Dunham-Koeffizient                                                              |
| $c$                         | Zerstreuungskreis (m)                                                                 |
| $c_p$                       | Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck ( $\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ) |
| $C_{\text{Readout}}$        | Während Ausleseprozedur erzeugtes Messsignal (counts)                                 |
| $d$                         | Durchmesser (m)                                                                       |
| $D_F$                       | Fernpunkt (m)                                                                         |
| $D_N$                       | Nahpunkt (m)                                                                          |
| $D_v$                       | Vibrationskopplungskoeffizient                                                        |
| $D_e$                       | Klein-Dunham-Koeffizient                                                              |
| $DoF$                       | Schärfentiefe (m)                                                                     |
| $E$                         | Energie ( $\text{cm}^{-1}$ )                                                          |
| $E_{\text{ion}}$            | Ionisationsenergie ( $\text{cm}^{-1}$ )                                               |
| $F$                         | Rotationstermenergie ( $\text{cm}^{-1}$ )                                             |
| $f$                         | Brennweite (m)                                                                        |
| $F_N$                       | Blendenzahl                                                                           |
| $G$                         | Absorptionsrate ( $\text{s}^{-1}$ )                                                   |
| $G$                         | Vibrationstermenergie ( $\text{cm}^{-1}$ )                                            |
| $g$                         | Entartung                                                                             |
| $h$                         | Lokale massenspezifische Enthalpie ( $\text{J kg}^{-1}$ )                             |
| $h_0$                       | Objekthöhe (m)                                                                        |
| $h_i$                       | Bildhöhe (m)                                                                          |

|                                     |                                                                                         |
|-------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------|
| $h_{\text{Bildung}}$                | Bildungsenthalpie ( $\text{J kg}^{-1}$ )                                                |
| $I$                                 | Stromstärke (A)                                                                         |
| $J$                                 | Rotationsquantenzahl                                                                    |
| $K_M$                               | Korrelationskonstante für Luft ( $\text{N}^{0.5} \text{m}^{0.5} \text{s kg}^{-1}$ )     |
| $K_T$                               | Temperaturkoeffizient ( $\text{K}^{-1}$ )                                               |
| $K_e$                               | Elektronenstoß An- bzw. Abregungskoeffizient ( $\text{m}^3 \text{s}^{-1}$ )             |
| $k_{\text{kal}}$                    | Kalibrierfaktor ( $\text{W m}^{-2} \text{nm}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{s count}^{-1}$ ) |
| $L$                                 | Strahldichte ( $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ )                                       |
| $l$                                 | Drehimpulsquantenzahl eines Elektrons                                                   |
| $l$                                 | Länge (m)                                                                               |
| $L_\lambda$                         | Spektrale Strahldichte ( $\text{W m}^{-2} \text{nm}^{-1} \text{sr}^{-1}$ )              |
| $M$                                 | Machzahl                                                                                |
| $M$                                 | Optische Vergrößerung                                                                   |
| $m$                                 | Masse (kg)                                                                              |
| $m_l$                               | Magnetische Quantenzahl eines Elektrons                                                 |
| $m_s$                               | Spinquantenzahl eines Elektrons                                                         |
| $n$                                 | Hauptquantenzahl von Elektronen                                                         |
| $n$                                 | Teilchendichte ( $\text{m}^{-3}$ )                                                      |
| $n_+$                               | Ionendichte ( $\text{m}^{-3}$ )                                                         |
| $n_e$                               | Elektronendichte ( $\text{m}^{-3}$ )                                                    |
| $P$                                 | Elektrische Leistung (W)                                                                |
| $P$                                 | Linienprofil ( $\text{nm}^{-1}$ )                                                       |
| $p$                                 | Druck (Pa)                                                                              |
| $Q$                                 | Zustandssumme                                                                           |
| $q_{v_p v_k}$                       | Franck-Condon-Faktor                                                                    |
| $R$                                 | Spezifische Gaskonstante ( $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ )                           |
| $r$                                 | Radius (m)                                                                              |
| $R_{\text{eff}}$                    | Effektiver Radius (m)                                                                   |
| $R_e$                               | Elektronisches Übergangsmoment                                                          |
| $S$                                 | Sichtlinienlänge (m)                                                                    |
| $s$                                 | Sichtlinie (m)                                                                          |
| $S(\lambda)$                        | Photonenstrom ( $\text{counts s}^{-1}$ )                                                |
| $S_{J_n \Lambda_n}^{J_n \Lambda_n}$ | Hönl-London-Faktor                                                                      |
| $s_0$                               | Objektabstand (m)                                                                       |
| $s_i$                               | Bildabstand (m)                                                                         |
| $T$                                 | Temperatur (K)                                                                          |
| $U$                                 | Spannung (V)                                                                            |
| $u$                                 | Geschwindigkeit in $x$ -Richtung ( $\text{m s}^{-1}$ )                                  |
| $v$                                 | Geschwindigkeit ( $\text{m s}^{-1}$ )                                                   |
| $v$                                 | Vibrationsquantenzahl                                                                   |
| $x$                                 | $x$ -Koordinate (m)                                                                     |



---

|       |                          |
|-------|--------------------------|
| $x_e$ | Klein-Dunham-Koeffizient |
| $y_e$ | Klein-Dunham-Koeffizient |
| $z$   | z-Koordinate (m)         |

## Griechische Symbole

|                       |                                                                                     |
|-----------------------|-------------------------------------------------------------------------------------|
| $\alpha$              | Integraler Absorptionskoeffizient                                                   |
| $\alpha$              | Voller Öffnungswinkel (rad)                                                         |
| $\alpha_\lambda$      | Spektraler Absorptionskoeffizient ( $\text{m}^{-1}$ )                               |
| $\alpha_e$            | Klein-Dunham-Koeffizient                                                            |
| $\beta$               | Geschwindigkeitsgradient ( $\text{s}^{-1}$ )                                        |
| $\beta_e$             | Klein-Dunham-Koeffizient                                                            |
| $\Delta\lambda$       | Volle Halbwertsbreite (nm)                                                          |
| $\Delta$              | Ausdehnung des Messbereichs ( $\text{m}^{-1}$ )                                     |
| $\epsilon$            | Emissionsgrad                                                                       |
| $\eta_\infty$         | Besetzungsdichte eines virtuellen Energiezustands ( $\text{m}^{-3}$ )               |
| $\Lambda$             | Thermische Wellenlänge eines Elektrons                                              |
| $\lambda$             | Wellenlänge (nm)                                                                    |
| $\lambda$             | Wärmeleitfähigkeit ( $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ )                              |
| $\Omega$              | Raumwinkel (sr)                                                                     |
| $\omega_e$            | Klein-Dunham-Koeffizient                                                            |
| $\psi$                | Molanteil                                                                           |
| $\rho$                | Dichte ( $\text{kg m}^{-3}$ )                                                       |
| $\sigma$              | Absorptionsquerschnitt ( $\text{m}^2$ )                                             |
| $\tau$                | Transmission                                                                        |
| $\theta$              | Charakteristische Anregungstemperatur (K)                                           |
| $\varepsilon$         | Integraler Emissionskoeffizient ( $\text{W m}^{-3} \text{sr}$ )                     |
| $\varepsilon_\lambda$ | Spektraler Emissionskoeffizient ( $\text{W m}^{-3} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$ ) |
| $\xi$                 | Massenanteil                                                                        |

## Konstanten

|                                                    |                                |
|----------------------------------------------------|--------------------------------|
| $\pi = 3,14159265$                                 | Kreiszahl                      |
| $\Re = 8,3144598 \text{ J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$ | Universelle Gaskonstante       |
| $c = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$       | Lichtgeschwindigkeit im Vakuum |
| $h = 6,62620 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$           | Planck'sches Wirkungsquantum   |
| $k = 1,38062 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$      | Boltzmann-Konstante            |
| $m_e = 9,10938356 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$       | Elektronenmasse                |

## Indizes

|          |                        |
|----------|------------------------|
| $\infty$ | Umgebung, Anströmung   |
| B        | Boltzmann-verteilt     |
| C        | Kohlefaser             |
| DL       | Deuteriumlampe         |
| e        | Elektronen             |
| el       | Elektronische Anregung |
| G        | Gauß                   |
| ges      | Gesamt                 |
| GGW      | Gleichgewicht          |
| kal      | Kalibrierung           |
| konv     | Konvektiv              |
| L        | Lorentz                |
| mess     | Messung                |
| off      | Offset                 |
| Ph       | Phenol                 |
| rad      | Radiativ               |
| rot      | Rotatorische Anregung  |
| tot      | Total                  |
| trans    | Translation            |
| UK       | Ulbrichtkugel          |
| V        | Voigt                  |
| vib      | Vibratorische Anregung |
| W        | Wand                   |

## Abkürzungen

|      |                                                                      |
|------|----------------------------------------------------------------------|
| AHF  | Aerodynamic Heating Facility                                         |
| CCD  | Charge-Coupled Device                                                |
| CEA  | Chemical Equilibrium and Applications                                |
| CIRA | Centro Italiano Ricerche Aerospaziali                                |
| EAST | Electric Arc Shock Tube                                              |
| EM2C | Laboratoire d’Energétique Moléculaire et Macroscopique de Combustion |
| EPFL | Ecole polytechnique fédérale de Lausanne                             |
| EUV  | Extremes Ultraviolett                                                |
| FBP  | Filtered Back Projection                                             |
| FIRE | Flight Investigation of Re-Entry                                     |

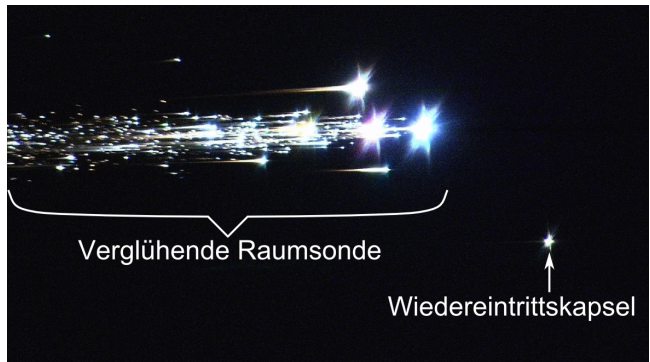
|        |                                                                                     |
|--------|-------------------------------------------------------------------------------------|
| HARA   | Hypersonic Air Radiation Algorithm                                                  |
| HEFDiG | High Enthalpy Flow Diagnostic Group                                                 |
| HELM   | High Enthalpy Laboratory Munich                                                     |
| HERTA  | High Enthalpy Radiation Transport Algorithm                                         |
| HIEST  | High Enthalpy Shock Tunnel                                                          |
| ICCD   | Intensified Charge-Coupled Device                                                   |
| ICP    | Inductively Coupled Plasma Torch                                                    |
| IHF    | Interaction Heating Facility                                                        |
| IR     | Infrarot                                                                            |
| IRS    | Institut für Raumfahrtssysteme                                                      |
| JAXA   | Japan Aerospace Exploration Agency                                                  |
| Laser  | Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation                             |
| LAURA  | Langley Aerothermodynamic Upwind Relaxation Algorithm                               |
| NASA   | National Aeronautics and Space Administration                                       |
| NEQAIR | Nonequilibrium Air Radiation                                                        |
| NIR    | Nahes Infrarot                                                                      |
| NIST   | National Institute of Standards and Technology                                      |
| PARADE | Plasma Radiation Database                                                           |
| PEEK   | Polyetheretherketon                                                                 |
| PWK    | Plasmawindkanal                                                                     |
| QSS    | Quasi Steady State                                                                  |
| UniBwM | Universität der Bundeswehr München                                                  |
| UQ     | University of Queensland                                                            |
| URANUS | Upwind Relaxation Algorithm for Nonequilibrium Flows of the University of Stuttgart |
| UV     | Ultraviolett                                                                        |
| VIS    | Sichtbar                                                                            |
| VKI    | von Karman Institute for Fluid Dynamics                                             |
| VUV    | Vakuumultraviolett                                                                  |



# 1. Einleitung

Für die Erforschung des Weltraums sind Rückkehrmissionen von unschätzbarem Wert. Hierbei werden bemannte oder unbemannte Raumfahrzeuge ausgesandt, um Materialproben von fremden Planeten, Monden, Asteroiden oder Kometen zu sammeln und sicher zurück zur Erde zu bringen. Solche Proben können Aufschluss über die Eigenschaften und die Entstehung unseres Sonnensystems geben [2]. Der Wiedereintritt eines Raumfahrzeugs aus dem Weltall in die Atmosphäre der Erde stellt dabei eine kritische Phase der Mission dar. In dieser, an der Gesamtdauer der Mission gemessen, kurzen

Zeitspanne trifft ein Raumflugkörper mit sehr hoher Geschwindigkeit auf die atmosphärische Gashölle der Erde. Vor dem Körper entsteht ein Verdichtungsstoß, der das Gas stark komprimiert. Dadurch steigt auch die Temperatur des Gases vor der Oberfläche des Körpers, was zu einer sehr starken Wärmebelastung auf das Raumfahrzeug führt [3, 4]. Ein sehr schneller Wiedereintritt gelang der japanischen Raumsonde MUSES-C (Hayabusa) am 13. Juni 2010, die Staubpartikel vom Asteroiden Itokawa zur Erde brachte [5]. Der Wiedereintritt ist in Bild 1.1 auf einem Foto festgehalten und war mit  $12,2 \text{ km s}^{-1}$  Eintrittsgeschwindigkeit einer der schnellsten bisher [6]. Um das Innere einer Kapsel vor den großen Wärmelasten zu schützen, werden Hitzeschutzsysteme verwendet, die aus ablativen Materialien bestehen. Während des Eintritts wird dieses üblicherweise aus Kohlenstofffasern und Phenolharzmatrix bestehende Verbundmaterial kontinuierlich abgetragen. Der Hitzeschild nimmt dabei einen großen Anteil an der Gesamtmasse des Raumflugkörpers in Anspruch. Im Fall der Hayabusa Rückkehrkapsel beträgt der Massenanteil 37 % [6]. Dies ist nicht zuletzt auf die großen Sicherheitsfaktoren zurückzuführen, die bei der Auslegung der Missionen aufgrund der großen Unsicherheit bei der Vorhersage der Wärmebelastungen verwendet werden. Insbesondere wächst die Unsicherheit mit steigender Eintrittsgeschwindigkeit, wodurch Missionen aus dem interplanetaren Raum im Besonderen von dieser Problematik betroffen sind [7]. Um mehr Nutzlast beziehungsweise eine höhere Wirtschaftlichkeit zu ermöglichen, muss folglich das Verständnis der physikalischen Prozesse bei hyperbolischen Eintritten grundlegend verbessert werden. Ein hyperbolischer Eintritt zeichnet sich dadurch aus, dass die Raumkapsel vor dem Eintritt in die Atmosphäre einer Hyperbelbahn folgt. Dieser Fall liegt vor, wenn die Relativgeschwindigkeit zur Erde größer als die Fluchtgeschwindigkeit ist. Für die Erde beträgt die Fluchtgeschwindigkeit etwa  $11,2 \text{ km s}^{-1}$ . Zwei Gruppen dieser Prozesse sind von besonderem Interesse für die Vorhersage der Wärmelast. Das Nichtgleichgewicht im Strömungsfeld und die Kopplung zur Ablation. Beide Phänomene werden in den folgenden Paragraphen kurz umrissen.



**Bild 1.1.:** Wiedereintritt der japanischen Raumsonde Hayabusa [1].

Im Strömungsfeld einer Wiedereintrittskapsel treten verschiedene physikalische und chemische Phänomene auf, die stark miteinander gekoppelt sind. Die beinahe schlagartige Erhöhung der Translationstemperatur über den Verdichtungsstoß hinweg führt zur Bildung eines Luftplasmas, eines dissoziierten und ionisierten Gases [8]. Innere Freiheitsgrade der Teilchen werden angeregt: elektronische Anregung der Atome und Moleküle, sowie rotatorische und vibratorische Anregung der Moleküle [9]. Diese Mechanismen entsprechen inneren Energieformen, in welche ein Großteil der zuvor kinetischen Energie dissipiert. Unmittelbar nach dem Stoß entsteht ein Nichtgleichgewicht zwischen diesen verschiedenen Energieformen, welches stromab einem Gleichgewichtszustand entgegen strebt. Dies geschieht über eine Vielzahl von Stoß- und Strahlungsprozessen, bei denen chemische Spezies umgewandelt werden und Energie zwischen Teilchen ausgetauscht wird. In Wandnähe entsteht eine Strömungsgrenzschicht, deren Beschaffenheit ausschlaggebend für die Wandwärmestromdichte auf die Raumkapsel ist. Der konvektive Anteil dieser Wärmelast setzt sich aus Diffusion von chemisch reagierenden Spezies und Wärmeleitung vom Gas zur Wand zusammen [4]. Zusätzlich wird der Hitzeschild durch einen Strahlungsanteil belastet. Angeregte Teilchen im Strömungsfeld emittieren elektromagnetische Strahlung, die zum Teil von der Oberfläche absorbiert wird und diese zusätzlich aufheizt. Je höher die Geschwindigkeit der Wiedereintrittskapsel, desto größer ist der Anteil des Strahlungswärmestroms an der gesamten thermalen Belastung [10]. Dies liegt daran, dass mit steigender Geschwindigkeit, die Strömungstemperatur nach dem Verdichtungsstoß anwächst. Die Anzahl strahlender Partikel hängt ungefähr exponentiell von der Strömungstemperatur ab, während die konvektive Wärmebelastung im Vergleich langsamer anwächst [11]. Bei hyperbolischen Eintritten wird der Strahlungswärmestrom zum dominanten Mechanismus [3, 12]. Die Strahlung verteilt sich auf verschiedene Wellenlängenintervalle. Die größte Quelle ist dabei der Spektralbereich des Vakuumultravioletten (VUV) unter 200 nm [13, 14, 15, 16, 7, 17]. Jedoch gibt es gerade in diesem Spektralbereich viele Unsicherheiten in der korrekten Vorhersage der Strahlung, nicht zuletzt aufgrund der schwierigen experimentellen Zugänglichkeit, da VUV-Strahlung von Sauerstoff- und Wassermolekülen in der Luft sehr stark absorbiert wird.

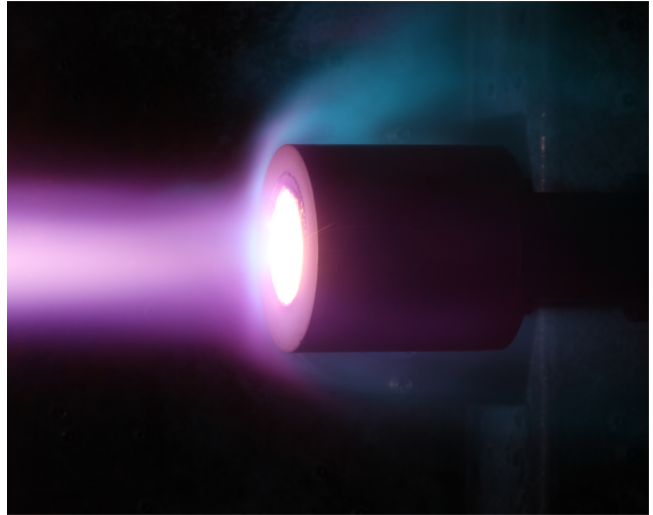
Zusätzlich zu den chemischen Spezies des anströmenden Luftplasmas, werden durch den Hitzeschild weitere meist kohlenstoffhaltige Teilchen in die Strömung eingebracht. Im Inneren des Hitzeschutzmaterials wird das Phenolharz aufgrund der hohen Materialtemperatur zersetzt und strömt als vergleichsweise kühler Gasstrom in die Grenzschicht, wodurch diese nahe der Oberfläche gekühlt wird. Oberflächenreaktionen wie Oxidation, Nitridation und Sublimation nehmen zusätzlich Energie auf, die somit nicht zur Temperaturerhöhung des Materials beiträgt. Die vom Hitzeschutzmaterial stammenden Spezies breiten sich im Strömungsfeld aus und ändern die lokalen thermochemischen Eigenschaften maßgebend [18, 19, 20, 17]. Dieser Effekt hat nicht nur auf die konvektive Wärmestromdichte einen großen Einfluss, sondern ändert auch die Emission und Absorption von Strahlung im Strömungsfeld. Die Kopplung von Strahlung und Ablation ist somit signifikant für die Strahlungswärmestromdichte und dabei stark nichtlinear. Viele physikalische Vorgänge und deren Kopplung sind noch nicht ausreichend verstanden, was die vorliegende Arbeit motiviert.

### 1.1. Flugsimulation durch terrestrische Experimente

Viele der zuvor genannten Unbekannten und Unsicherheiten lassen sich auf einen Mangel an experimentellen Daten zurückführen. Flugexperimente wie zum Beispiel FIRE II oder Apollo 4

sind aufgrund des großen Aufwands und der hohen Kosten äußerst selten [21, 14]. Auch Beoberkungskampagnen von wiedereintretenden Körpern sind selten und besitzen leider nur ein begrenztes Potenzial zur Analyse des Flugs, da keine örtliche Auflösung des Strömungsfelds möglich und der wichtige Spektralbereich des VUV durch die atmosphärische Absorption unzugänglich ist [22, 23, 24, 25, 26].

Daher werden Bodentestanlagen verwendet, die die Situation im Flug experimentell simulieren sollen [27]. Eine vollständige Nachstellung der Strömung des Wiedereintritts ist nicht möglich [28]. Es werden daher unterschiedliche Ansätze verwendet, die es ermöglichen, einzelne Aspekte einer Wiedereintrittsströmung mithilfe von Ähnlichkeitstheorien nachzubilden. Hierbei sind zum einen Stoßwindkanäle zu nennen, bei denen für einige Mikrosekunden eine Hyperschallströmung erzeugt wird, was eine aerodynamische Ähnlichkeit zwischen Flug und Experiment ermöglicht [29]. Der Einsatz von skalierten Modellen in solchen Strömungen erlaubt die Analyse von Strömungsfeldern, in denen die Reaktionskinetik eines Nachstoßgebiets korrekt abgebildet wird [30]. Der Nachteil einer solchen Anlage ist die kurze Versuchsdauer, während derer die eingesetzten Modelle nicht die Oberflächentemperaturen erreichen, die beim Flug entstehen [31]. Für die Qualifikation und Untersuchung von Hitzeschutzmaterialien und deren Interaktion mit der Strömung werden daher kontinuierlich betriebene Plasmawindkanäle (PWK) verwendet. Für die Erzeugung hochenthalper Strömungen entsprechend eines hyperbolischen Wiedereintritts wird am Institut für Raumfahrtssysteme (IRS) ein magnetoplasmadynamischer Generator verwendet. Hierbei wird Gas durch einen elektrisch erzeugten Lichtbogen geleitet, der für eine starke Aufheizung und teilweise Ionisation sorgt [32]. Die resultierende hochenthalpe Strömung kann über einen Zeitraum von Stunden aufrechterhalten werden und dient dazu, eine kontinuierliche thermochemische Last auf eine Materialprobe aufzuprägen. Ein Beispiel einer solchen Strömung ist in Bild 1.2 dargestellt. Die Plasmaströmung simuliert das subsonische und hochangeregte Nachstoßgebiet im Staupunkt vor einer Wiedereintrittskapsel. Dabei wird der Strömungszustand derart gewählt, dass die Staupunktgrenzschicht im Flug- und Bodenfall identisch ist, wodurch eine Materialprobe im Bodentest denselben Lasten ausgesetzt wird, wie es auch im Flug zu erwarten ist [33].



**Bild 1.2.:** Plasmaströmung vor einer glühenden Materialprobe (Photo: M. Eberhart).

Die Strömung eines Plasmawindkanals stellt zwar lediglich eine Simulation des Flugs dar, birgt jedoch alle Charakteristika einer hochenthalpen Wiedereintrittsströmung. Somit ergibt sich die Möglichkeit, die komplexen Phänomene eines hyperbolischen Wiedereintritts unter Laborbedingungen zu untersuchen und experimentell zu analysieren. Allerdings ist zu prüfen, ob der entsprechende Flugfall korrekt in der Bodentestanlage abgebildet wird. Die dafür notwendige messtechnische Erfassung der Strömungseigenschaften in der terrestrischen Simulation wird als Charakterisierung bezeichnet [34, 35, 36, 37, 38, 39]. Erst nach diesem Schritt ist es sinnvoll, weiterführende Untersuchungen vorzunehmen, die sich mit den Problemen und Fragestellungen der vorangegangenen Abschnitte befassen. Am IRS werden hierfür innerhalb der High

Enthalpy Flow Diagnostic Group (HEFDiG) verschiedene Messmethoden entwickelt und angewendet. Eine große Bandbreite an intrusiven und nicht-intrusiven Messmethoden für die Analyse hochenthalper Strömungen steht zur Verfügung [40]. In dieser Arbeit wird hauptsächlich optische Emissionsspektroskopie verwendet, bei der die vom Plasma emittierte Strahlung in ihre spektralen Bestandteile aufgespalten wird und so eine Analyse der Thermochemie erlaubt.

## 1.2. Stand der Forschung

Wissenschaftliche Untersuchungen mithilfe der Emissionsspektroskopie wurden von Fraunhofer begründet und reichen über 200 Jahre weit in die Vergangenheit. Die Emissionsspektroskopie bildete die Grundlage für die Formulierung der Quantenmechanik und ist seitdem eine etablierte Messmethode, die in zahllosen Fällen verschiedenster wissenschaftlicher Disziplinen Anwendung findet. Die spektroskopische Untersuchung von hochenthalpen Wiedereintrittsströmungen wird seit vielen Jahren an Anlagen auf der ganzen Welt durchgeführt (NASA: EAST, AHF, IHF; JAXA: Hiest; UniBwM: HELM; UQ: X2; VKI: Plasmatron; EM2C: ICP; CIRA: Scirocco [41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48]). Für die vollständige Charakterisierung solcher Plasmaströmungen inklusive möglichen thermochemischen Nichtgleichgewichts, muss eine Vielzahl von Parametern gemessen werden [34]. Es müssen die lokalen Werte der Anregungs- und Schwerteilchentemperaturen, Teilchendichten aller relevanten chemischen Spezies, sowie die Strömungsgeschwindigkeit und die massenspezifische Enthalpie bestimmt werden. Beim Einsatz von Sonden oder Modellen müssen zudem der Totaldruck und der Geschwindigkeitsgradient im Staupunkt sowie die konvektive und radiative Wärmestromdichte ermittelt werden. Durch den großen Spektralbereich, der vergleichsweise einfach von emissionsspektroskopischen Messungen erfasst werden kann, ist eine Vielzahl der genannten Parameter zugänglich. Hierfür werden unterschiedlich detaillierte Methoden und Modelle verwendet [49, 50, 42]. Untersuchungen von VUV-Strahlung bei Wiedereintrittsplasmen wurden bisher vorwiegend in Stoßwindkanälen vorgenommen [51, 46, 52]. Spektroskopische Messungen in Plasmawindkanälen sind so gut wie nicht vorhanden. Erste Untersuchungen wurden 1997 von Palumbo et al. in der Aerodynamic Heating Facility (AHF) des NASA Ames Research Center bei einer massenspezifischen Enthalpie von  $30 \text{ MJ kg}^{-1}$  durchgeführt [53]. Die einzige andere dem Autor bekannte experimentelle Untersuchung dieser Art wurde von Lago bei sehr niedrigen Drücken (in der Größenordnung von 1 Pa) durchgeführt [54]. Messungen in hochenthalpen Plasmawindkanalströmungen, die die Charakteristika eines hyperbolischen Wiedereintritts aufweisen, sind bisher nicht untersucht worden. Insbesondere fehlen spektroskopische Untersuchungen der VUV-Strahlung bei gleichzeitiger Verwendung ablativer Materialien.

Am IRS wurden emissionsspektroskopische Messungen von einer Reihe von Wissenschaftlern durchgeführt, darunter die Arbeiten von Habiger, Röck, Stirn, Winter, Lein und Wernitz [55, 36, 56, 37, 38, 57]. Die Ermittlung elektronischer, rotatorischer und vibratorischer Anregungstemperaturen einzelner Plasmaspezies gehört zum Stand der Forschung, ebenso wie die lokale Auflösung des Strahlungsfelds mithilfe abbildender Optiken unter der Annahme einer rotationssymmetrischen Strömung. Grundzustandsdichten von Silizium, der integrale Strahlungswärmestrom vom VUV bis zum Infrarot (IR) und die lokale massenspezifische Enthalpie mit Gleichgewichtsannahme wurden in der Vergangenheit gemessen. Weiterhin wurden Messungen der Plasmastrahlung vor ablativen Materialproben im spektralen Bereich des Ultravioletten (UV) und des Sichtbaren (VIS) durchgeführt.



## 1.3. Zielsetzung

Aus der vorangegangenen Beschreibung können zwei Prozesse identifiziert werden, die für Strömungen bei hyperbolischen Wiedereintritten von großer Relevanz sind: das thermochemische Nichtgleichgewicht, welches unter anderem zu der starken Strahlung im VUV führt, sowie die Kopplung zwischen Ablation, Strömung und Strahlung. Die zentralen Parameter dieser Prozesse sind direkt mit der lokalen massenspezifischen Enthalpie verbunden. Sowohl die Strömungszusammensetzung, als auch die Strahlungsprozesse werden maßgeblich durch diesen Wert beeinflusst. In einem hochenthalpen Nichtgleichgewicht müssen folglich die Eigenschaften der massenspezifischen Enthalpie und der damit zusammenhängenden Strömungseigenschaften detailliert untersucht werden.

Ziel dieser Arbeit ist die experimentelle Untersuchung der Strömungs- und Strahlungsphänomene in einer hochenthalpen Plasmaströmung. Die Strömungsbedingung wird derart gewählt, dass sie dem Trajektorienpunkt des Hayabusa-Wiedereintritts in 78,8 km Höhe entspricht. Dieser Trajektorienpunkt zeichnet sich durch eine sehr hohe Anströmgeschwindigkeit von  $11,7 \text{ km s}^{-1}$  aus, was zu einer massenspezifischen Enthalpie von  $70 \text{ MJ kg}^{-1}$  führt. Sowohl Temperaturen und absolute Teilchendichten sind von Interesse, als auch die Besetzung von einzelnen Energiezuständen. Mithilfe von ablativen Materialproben soll die Kopplung zum thermochemischen Grenzschichtzustand, sowie zur VUV-Strahlung untersucht werden. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit besteht in der Analyse der Ähnlichkeit zwischen Flug und Bodentest. Eine detaillierte experimentelle Analyse der Ähnlichkeitstheorie wurde bisher nicht durchgeführt. Die Messergebnisse dieser Arbeit sollen dazu beitragen, diese Lücke zu füllen.

Die Untersuchung der genannten Aspekte erfordert eine detaillierte Charakterisierung der Strömung. Hierfür sollen neue experimentelle Methoden der optischen Emissionsspektroskopie entwickelt werden. Dieser Punkt gliedert sich einerseits in die Erweiterung der experimentellen Aufbauten und andererseits in die Entwicklung und Implementierung verbesserter Analyseverfahren. Da bei dieser Strömungsbedingung, aufgrund der hohen massenspezifischen Enthalpie, ein signifikanter Strahlungswärmestrom erwartet wird, soll die zuvor unzugängliche VUV-Strahlung spektroskopisch erfasst werden. Weiterhin soll die lokale Auflösung des Strahlungsfelds verbessert werden, sowohl in axialer als auch in radialer Richtung. Die verschiedenen Messungen sollen dazu dienen, eine detaillierte Analyse der Strömung zu ermöglichen, um zum ersten Mal eine fast vollständige Charakterisierung einer hyperbolischen Wiedereintrittsströmung im thermochemischen Nichtgleichgewicht im Plasmawindkanal experimentell zu erfassen.

Kapitel 2 führt in die theoretischen Grundlagen der Strahlungsentstehung und des Strahlungstransports ein, beschreibt die Funktionsweise von radiometrischen beziehungsweise spektroskopischen Messungen und befasst sich mit Inversionsverfahren zur Rekonstruktion lokaler Größen. Kapitel 3 beschreibt die Versuchsanlage und die eingesetzte Ähnlichkeitstheorie. Kapitel 4 befasst sich mit den verschiedenen optischen Messaufbauten bevor in Kapitel 5 die Methoden und Modelle zur Analyse der gemessenen Emissionsspektren vorgestellt werden. Im darauf folgenden Kapitel 6 findet eine detaillierte Charakterisierung der Strömung statt. In Kapitel 7 wird ein Vergleich zwischen der Strömung im Plasmawindkanal zum realen Flug gezogen. Weiterhin wird in diesem Kapitel der Einfluss von Ablation auf Strömung und Strahlung experimentell untersucht. Kapitel 8 beinhaltet eine abschließende Zusammenfassung der Arbeit und Ausblicke, die aus dieser hervorgehen.



## 2. Theorie

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der detaillierten Analyse des thermodynamischen Nichtgleichgewichts einer Plasmaströmung. In diesem Kapitel werden die dafür notwendigen theoretischen Grundlagen dargestellt. Dabei werden zuerst die verschiedenen Energiezustände von Atomen und Molekülen beschrieben. Für den thermodynamischen Zustand eines Wiedereintrittsströmungsfelds sind die Übergänge zwischen diesen energetischen Zuständen essenziell. Die statistische Betrachtung dieser Übergänge erlaubt eine Verbindung zwischen Quantenmechanik und Thermodynamik. Diese Brücke wird anhand von Verteilungsfunktionen der angeregten Zustände ermöglicht. Im zweiten Teil des Kapitels werden die aus den Verteilungsfunktionen resultierenden Eigenschaften von Strahlung in einem Strömungsfeld diskutiert, wobei insbesondere Entstehung und Ausbreitung näher betrachtet werden. Strahlung ist zum einen eine wichtige Quelle der Wärmelast auf einen Raumflugkörper, zum anderen bildet sie auch die Grundlage der in dieser Arbeit vorgenommenen Messungen. Daher befasst sich der dritte Teil mit den Grundlagen der Strahlungsmessung. Hier werden die Eigenschaften von optischen Systemen und Detektoren vorgestellt, sowie optische Inversionsmethoden diskutiert. Die in diesem Kapitel vorgestellten physikalischen Grundlagen sind, sofern nicht anders gekennzeichnet, auf Basis der Werke von Herzberg, Griem, Park, Thorne et al. und Anderson zusammengestellt [58, 59, 60, 61, 62, 4].

### 2.1. Energiezustände von Atomen und Molekülen

Atome und Moleküle können auf verschiedene Arten Energie aufnehmen. Zum Beispiel kann Energie, die von außen in ein Gas eingebracht wird, in die translatorische ungerichtete Bewegung der Teilchen überführt werden, wodurch diese dann eine höhere kinetische Energie besitzen. In der klassischen kontinuumsmechanischen Physik wird ein solcher Vorgang durch eine Temperaturerhöhung beschrieben. Neben der translatorischen Bewegung kann Energie auch in anderen inneren Freiheitsgraden aufgenommen werden, was als Anregung bezeichnet wird. Die Quantenmechanik, eine physikalische Theorie des zwanzigsten Jahrhunderts, bildet die Grundlage zur Beschreibung der unterschiedlichen Zustände, in denen Energie gespeichert werden kann. Elektronische Anregung, bei der ein Elektron der äußeren Schale eines Teilchens in einen energetisch höheren Zustand gehoben wird, vibratorische Anregung, bei der die einzelnen Atomkerne innerhalb eines Moleküls Schwingungen gegeneinander ausführen und rotatorische Anregung, bei der Energie in der Drehbewegung eines Moleküls gespeichert wird. Atome können nur elektronisch angeregt werden, wohingegen Moleküle alle drei beschriebenen Moden einnehmen können. Niels Bohr entdeckte, dass die Energiemenge, die ein Atom oder Molekül in einem Freiheitsgrad aufnehmen kann nicht beliebig ist, sondern nur ganz bestimmte gequantelte Werte annehmen kann. Der Zustand mit der kleinsten Energie wird dabei als Grundzustand bezeichnet, während Zustände mit höherer Energie als angeregt bezeichnet werden. Diese diskreten Energiezustände sind für jede chemische Spezies aufgrund der unterschiedlichen Elek-

tronenkonfiguration verschieden und werden anhand sogenannter Quantenzahlen klassifiziert. Quantenzahlen dienen dazu, den Bewegungszustand von Teilchen zu beschreiben und können nur bestimmte, meist ganzzahlige, Werte annehmen. Die Beschreibung eines Teilchens, also dessen Quantenkonfiguration, anhand von Quantenzahlen ist nur möglich, wenn ein stationäres Verhalten aller im Teilchen enthaltenen Partikel, also Atomkernen und Elektronen, vorliegt und bestimmte Kopplungsmechanismen zwischen diesen bestehen [58]. Im Folgenden werden die verschiedenen Moden der Anregung näher dargelegt.

In einem Atom oder Molekül gebundene Elektronen werden durch die Hauptquantenzahl  $n$  und die Drehimpulsquantenzahl  $l$  beschrieben. Im anschaulichen Bohr'schen Atommodell beschreibt  $n$  die Ausdehnung eines Orbits des Elektrons um den Atomkern, während  $l$  den Bahndrehimpuls widerspiegelt. Wird ein äußeres Magnetfeld angelegt, spalten sich die Energiezustände noch weiter auf, wobei deren Quantenkonfiguration über die magnetische Quantenzahl  $m_l$  und die Spinquantenzahl  $m_s$  beschrieben wird. Ohne Magnetfeld haben die Quantenzahlen  $m_l$  und  $m_s$  keinen Einfluss auf die Energie der Zustände mit gleichem  $n$  und  $l$ . Man spricht dann von der sogenannten Entartung  $g$  eines Zustands in der Quantenkonfiguration  $n, l$ . Anschaulich bedeutet dies, dass ein einzelner energetischer Zustand aus mehreren jeweils unterschiedlichen Quantenkonfigurationen zusammengesetzt ist. Alle Elektronen in einem Atom oder Molekül können durch quantenmechanische Vektoraddition zu einem resultierenden System zusammengefasst werden. Aufgrund der verschiedenen elektronischen Struktur jeder einzelnen chemischen Spezies sind diverse elektronisch angeregte Energiezustände möglich. Durch Kopplungen zwischen Gesamtspin und Drehimpuls des Systems kann es zu einer weiteren geringfügigen Aufspaltung eines Energiezustands kommen, was als Multiplizität bezeichnet wird. Eine Zusammenstellung der Energiezustände von verschiedenen Atomen ist in der Datenbank des National Institute of Standards and Technology (NIST) zu finden [63]. Beschreibungen über die Notation von atomaren Energiezuständen können bei Herzberg und Eichmann nachgeschlagen werden [58, 64]. Bei zweiatomigen Molekülen gilt die Konvention, den elektronischen Grundzustand mit X zu bezeichnen. Höher angeregte Zustände werden alphabetisch aufsteigend mit A, B, C, ... notiert. Daten zu den in dieser Dissertation untersuchten Molekülen sind bei Laux zu finden [49]. Detailliertere Ausführungen der Notation der molekularen elektronischen Zustände sind bei Herzberg, Röck und Eichmann schlüssig zusammengefasst [59, 36, 64].

Von allen inneren Anregungsmechanismen von Molekülen ist in der elektronischen Anregung die meiste Energie  $E_{\text{el}}$  enthalten, gefolgt von der vibratorischen Anregungsenergie  $E_{\text{vib}}$  und zuletzt von der rotatorischen Anregungsenergie  $E_{\text{rot}}$ . Diese Sachlage,

$$E_{\text{el}} \gg E_{\text{vib}} \gg E_{\text{rot}}, \quad (2.1)$$

wurde 1927 von Born und Oppenheimer dazu genutzt, die verschiedenen Energieformen mathematisch entkoppelt zu betrachten und somit eine analytische Lösung für die quantenmechanischen Prozesse eines Moleküls zu erarbeiten. Dadurch wird es möglich, Vibrations- und Rotationsvorgänge mathematisch geschlossen zu beschreiben. Analog zur elektronischen Quantenkonfiguration, wird bei zweiatomigen Molekülen die Beschreibung der vibratorisch angeregten Zustände anhand der Vibrationsquantenzahl  $v$  vorgenommen. Die Energie eines vibratorisch angeregten Moleküls kann ähnlich wie bei einem klassischen harmonischen Oszillator modelliert werden. Der enthaltene anharmonische Anteil der Bewegung wird durch das Polynom

$$G(v) = \omega_e \left( v + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left( v + \frac{1}{2} \right)^2 + \omega_e y_e \left( v + \frac{1}{2} \right)^3 + \dots \quad (2.2)$$

abgebildet, welches die einzelnen Energietermine der vibratorischen Zustände anhand der Vibrationsquantenzahl angibt. Hierbei sind  $\omega_e$ ,  $x_e$  und  $y_e$  die sogenannten Klein-Dunham-Koeffizienten, die für jedes elektronische Niveau verschieden sind und üblicherweise aus Experimenten gewonnen werden.  $G(v)$  ist die Vibrationstermenergie des Zustands mit Vibrationsquantenzahl  $v$ . Rotatorische Anregung, also die Drehbewegung zweiatomiger Moleküle wird mithilfe der Rotationsquantenzahl  $J$  beschrieben. Die Energietermine  $F(J)$  der unterschiedlichen Rotationsniveaus werden durch ein Polynom der Form

$$F(J) = B_v J(J+1) - D_v J^2(J+1)^2 + \dots \quad (2.3)$$

beschrieben. Zwischen Rotation und Vibration besteht eine Kopplung, welche in Gleichung (2.3) durch die Kopplungskonstanten

$$B_v = B_e - \alpha_e \left( v + \frac{1}{2} \right) + \dots \quad \text{und} \quad D_v = D_e + \beta_e \left( v + \frac{1}{2} \right) + \dots \quad (2.4)$$

mit den Konstanten  $B_e$ ,  $D_e$ ,  $\alpha_e$  und  $\beta_e$  erfasst wird, die ebenfalls für jedes elektronische Niveau verschieden sind und in den meisten Fällen durch Experimente bestimmt werden. Anschaulich lässt sich die Kopplung dadurch erklären, dass sich die Rotationsenergie ändert, wenn sich der Abstand der Atomkerne zueinander ändert [35]. Detaillierte Beschreibungen der in dieser Arbeit behandelten Moleküle hinsichtlich ihrer rovibronischen Eigenschaften sind bei Herzberg, Laux, Röck und Winter zu finden [59, 49, 36, 37].

### 2.1.1. Übergänge zwischen inneren Zuständen

Die eingangs genannte Anregung der beschriebenen Zustände kann grundsätzlich durch zwei Mechanismen erfolgen: Stoß- und Strahlungsprozesse. Bei einem Stoßprozess führen Teilchen miteinander Kollisionen aus, das heißt, ein Stoßpartner gibt Energie an den anderen Stoßpartner ab. Damit ein Teilchen in einen energetisch höheren Quantenzustand gelangen kann, muss bei einem solchen Stoß genug Energie zur Verfügung stehen, nämlich mindestens die Energiedifferenz zwischen Ausgangs- und Endzustand. Im Gegensatz zu Strahlungsübergängen, gibt es bei Kollisionen keine Beschränkung zwischen welchen Quantenzuständen ein Energieübergang stattfinden kann [61]. Energie kann zwischen allen Formen der inneren Freiheitsgrade ausgetauscht werden, also beispielsweise Rotation in Vibration, Translation in elektronische Anregung, Translation in Rotation und so weiter. Allerdings gibt es Kombinationen, die bei einem Stoß eine höhere Wahrscheinlichkeit für einen Übergang haben als andere [65]. Besonders effizient sind Vorgänge, bei denen die Massen der Stoßpartner ähnlich sind [61]. Aus diesem Grund sind Stöße zwischen freien und gebundenen Elektronen sehr effizient [66]. Ebenso ist die Rotation stark an die Translation gekoppelt, und die Vibration stark an die elektronische Anregung [61, 67]. Ist die zur Verfügung stehende Energie groß genug, kann auch eine chemische Reaktion stattfinden. Ein Molekül kann dissoziieren, wenn die aufgenommene Energie zu einem vibratorischen Zustand führt, der höher liegt als die Dissoziationsenergie. Analog kann ein Teilchen ionisiert werden, wenn die Energie eines gebundenen Elektrons über das Ionisationspotenzial gehoben wird. Dies ist auch der Grund, warum hochangeregte Atome leichter ionisiert werden können. Es ist weniger Energie notwendig, bis das Ionisationspotenzial erreicht wird. In dieser Arbeit ist vor allem die elektronische Anregung von Atomen von Interesse und wird daher im Folgenden detaillierter beschrieben.

Die wichtigsten atomaren Stoßprozesse im thermodynamischen Regime von Wiedereintrittsströmungen sind die Elektronenstoßanregung und Elektronenstoßionisation. Die Änderungsrate der Atome im elektronischen Zustand  $i$  aufgrund von Elektronenstoßanregung berechnet sich durch

$$\left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{\text{Elektronenstoßanregung}} = \underbrace{\sum_{j=1}^m K_e(j, i) n_j n_e}_{\text{Teilchen bevölkern } i} - \underbrace{\sum_{j=1}^m K_e(i, j) n_i n_e}_{\text{Teilchen entvölkern } i}, \quad (2.5)$$

wobei  $n_e$  die Elektronendichte,  $n_j$  die Besetzungsdichte aller sich im Zustand  $j$  befindlichen Teilchen,  $n_i$  die Besetzungsdichte aller sich im Zustand  $i$  befindlichen Teilchen und  $m$  die Gesamtzahl der elektronischen Zustände des Atoms sind.  $K_e(j, i)$  ist der Anregungs- beziehungsweise Abregungskoeffizient der Partikel, die ihre Energie durch Elektronenstoß von einem beliebigen Niveau  $j$  zum Niveau  $i$  ändern [68]. Diese Teilchen tragen zu einer Bevölkering des Zustands  $i$  bei. Wenn Teilchen aus dem Zustand  $i$  in einen beliebigen anderen Zustand  $j$  an- oder abgeregt werden, entvölkern diese den Zustand  $i$ . Der entsprechende Koeffizient für diesen Vorgang ist  $K_e(i, j)$ . Die Änderungsrate der Besetzungsdichte aller Atome im elektronischen Zustand  $i$  aufgrund von Elektronenstoßionisation wird durch

$$\left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{\text{Elektronenstoßionisation}} = \underbrace{K_e(c, i) n_+ n_e^2}_{\text{Rekombination}} - \underbrace{K_e(i, c) n_i n_e}_{\text{Ionisation}}, \quad (2.6)$$

mit der entsprechenden Teilchendichte der ionisierten Atome  $n_+$  bestimmt [68].  $K_e(i, c)$  ist der Ratenkoeffizient für eine Elektronenstoßionisation ausgehend von einem Atom im elektronischen Zustand  $i$ . Analog ist  $K_e(c, i)$  der Ratenkoeffizient für die Dreikörper Rekombination eines Ions mit zwei Elektronen zu einem Atom im elektronischen Zustand  $i$ . Die Dreikörper Rekombination ist die Rückreaktion der Elektronenstoßionisation. Sowohl bei Anregungs- als auch bei Ionisationsprozessen sind die Ratenkoeffizienten für jeden Übergang zwischen zwei Niveaus unterschiedlich und von der Temperatur der freien Elektronen  $T_e$  abhängig. Dies begründet sich dadurch, dass eine höhere Elektronentemperatur einer Erhöhung der kinetischen Energie der freien Elektronen entspricht, was wiederum Stöße wahrscheinlicher und effektiver macht. Ratenkoeffizienten der Elektronenstoßanregung werden häufig experimentell bestimmt, wobei gleichgewichtsnahe Plasmen erzeugt werden, die mithilfe zeitaufgelöster Spektroskopie untersucht werden. Detaillierte Ratenmodelle erlauben dann die Bestimmung der gesuchten Koeffizienten durch eine mathematische Optimierung der Modellparameter oder durch den Vergleich mit analytischen Modellen [69]. Ratenkoeffizienten für Ionisation und Rekombination werden ebenfalls experimentell bestimmt, wobei oft analytische Zusammenhänge für das Wasserstoffatom genutzt werden, die durch experimentelle Erfahrungswerte für die untersuchte Spezies angepasst werden. In dieser Arbeit werden die Daten von Drawin verwendet [70]. Die beschriebenen Stoßprozesse beziehen sich ausschließlich auf Kollisionen zwischen Teilchen gleicher Art. In der Natur treten selbstverständlich auch weniger effektive Stöße zwischen unterschiedlichen Spezies und deren jeweiligen Anregungszuständen auf, die jedoch häufig vernachlässigt werden können [68].

Neben Stoßprozessen kann ein Teilchen seinen energetischen Zustand durch spontane beziehungsweise stimulierte Emission oder durch Absorption eines Photons ändern. Bei der sogenannten spontanen Emission fällt ein Partikel von einem energetisch höheren in ein energetisch niedrigeres Niveau und sendet dabei ein Photon aus, dessen Energie genau die-

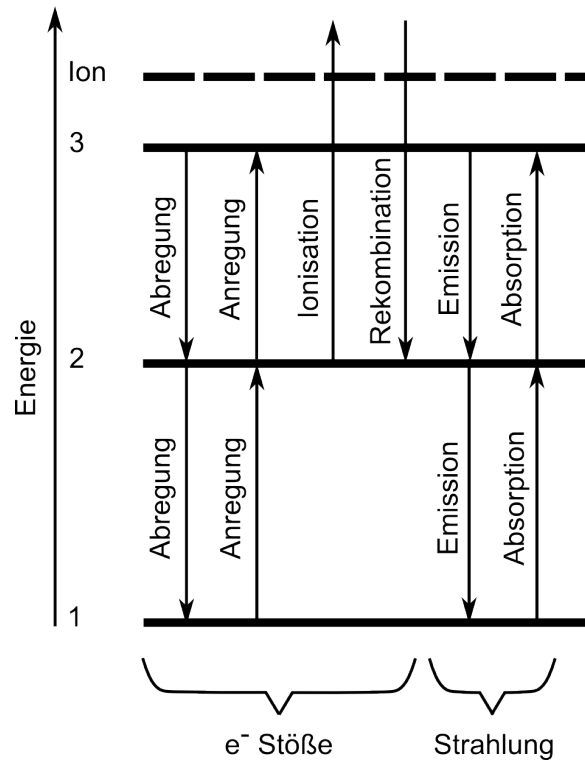
ser Energiedifferenz  $\Delta E$  des Übergangs entspricht. Wie der Name des Vorgangs andeutet, geschieht dieser Übergang spontan, wobei sich dessen Häufigkeit durch eine bestimmte Übergangswahrscheinlichkeit ausdrücken lässt. Diese Wahrscheinlichkeit ist für jeden Übergang verschieden und wird durch den Einsteinkoeffizient  $A(j, i)$  (Übergang von höherem Niveau  $j$  zu niedrigerem Niveau  $i$ ) beschrieben. Einsteinkoeffizienten werden, sofern möglich, experimentell bestimmt, indem optisch dünne Gleichgewichtsplasmen erzeugt werden und eine absolut kalibrierte emissionsspektroskopische Messung der jeweiligen Spektrallinie vorgenommen wird. Alternativ werden Einsteinkoeffizienten anhand theoretischer atomarer Modelle berechnet. Anders als bei Stoßprozessen kann ein Strahlungsübergang nicht zwischen beliebigen Energieniveaus stattfinden. Es gibt Auswahlregeln, die nur ganz bestimmte Übergänge zwischen einzelnen Niveaus erlauben. Diese Regeln beziehen sich auf die jeweiligen Quantenzahlen der beiden Zustände eines Übergangs. Bei Atomen sind Strahlungsübergänge nur erlaubt, wenn sich die Drehimpulsquantenzahl um das Inkrement  $\Delta l = \pm 1$  ändert. Bei Molekülen sind Übergänge zwischen zwei rotatorischen Niveaus nur für Änderungen der Rotationsquantenzahl  $\Delta J = 0, \pm 1$  erlaubt, wohingegen keine Auswahlregel für die Übergänge zwischen unterschiedlichen Vibrationsniveaus besteht. Ein ausgesendetes Photon kann an einer anderen Stelle im Strömungsfeld mit einem anderen Teilchen wieder interagieren. Es kann einerseits zu einer stimulierten Emission führen, die Aussendung eines Photons durch die Interaktion mit einem anderen eintreffenden Photon. Dieser Effekt ist bei Wiedereintrittsströmungen sehr schwach und wird vernachlässigt. Andererseits kann ein Photon auch von einem Teilchen wieder absorbiert werden, wodurch dieses den genau umgekehrten Prozess der spontanen Emission erfährt. Nämlich eine Erhöhung der inneren Energie des Teilchens, deren Betrag genau der Energie des Photons entspricht. Auch bei der Absorption gelten die gleichen Auswahlregeln wie bei der Emission. Bei elektronischen Zuständen gibt es Niveaus, die keinen erlaubten Strahlungsübergang in ein tieferes Niveau aufweisen. Dieser Zusammenhang gilt selbstverständlich immer für den Grundzustand, da es in diesem Fall kein energetisch tieferes Niveau gibt. Zustände, die dieses Charakteristikum aufweisen und energetisch oberhalb des Grundzustands liegen, heißen metastabil.

Die Änderung der Besetzungsdichte eines bestimmten elektronischen Quantenzustands  $i$  aufgrund von Strahlungsprozessen kann mit

$$\left( \frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_{\text{Strahlung}} = \underbrace{\sum_{j=i+1}^m A(j, i) n_j}_{\text{Emission von } j \text{ nach } i} - \underbrace{\sum_{j=1}^{i-1} A(i, j) n_i}_{\text{Emission von } i \text{ nach } j} - \underbrace{\sum_{j=i+1}^m G(j, i) n_i}_{\text{Absorption von } i \text{ nach } j} + \underbrace{\sum_{j=1}^{i-1} G(i, j) n_j}_{\text{Absorption von } j \text{ nach } i} \quad (2.7)$$

berechnet werden. Hierbei ist  $G(j, i)$  die Absorptionsrate von Photonen, die ein Atom absorbiert, um vom energetisch niedrigeren Level  $i$  in das energetisch höhere Level  $j$  zu gelangen. Die Modellierung dieser Rate erfolgt meist über sogenannte *Escape Factors* und ist bei Johnston und Brandis zu finden [71]. Ein *Escape Factor* beschreibt den Bruchteil der emittierten Strahlung, der das Plasma verlässt, ohne absorbiert zu werden. Die ersten beiden Terme von Gleichung (2.7) beschreiben die Bevölkering beziehungsweise Entvölkering des Zustands  $i$  durch Emission, während die beiden letzten Terme die umgekehrten Prozesse beschreiben, nämlich Ent- beziehungsweise Bevölkering durch Absorption.

In Bild 2.1 sind die diskutierten Übergangsarten eines Zustands 2 gezeigt, der zwischen dem energetisch niedrigeren Zustand 1 und dem energetisch höheren Zustand 3 liegt. Die dargestellte Bilanz entspricht der Summe der Gleichungen (2.5) bis (2.7) und gilt nur für Zustand 2.



**Bild 2.1.:** Übersicht der wichtigsten Mechanismen eines elektronischen Zustandsübergangs.

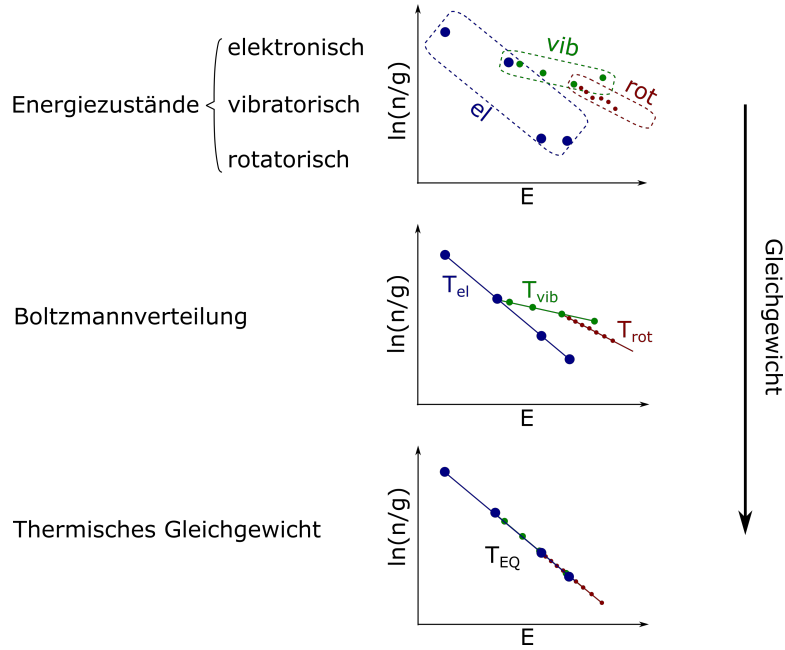
Für eine vollständige Betrachtung der Änderungsrate aller Zustände in einem Atom müsste eine solche Bilanz für jeden einzelnen Zustand aufgestellt werden, was zu einem gekoppelten Differentialgleichungssystem führt. Solche Systeme beschreiben das transiente Verhalten der Besetzungsdichten von Energiezuständen und werden Stoß-Strahlungsmodelle genannt. Beispiele sind in der Literatur für verschiedene Gase unter Berücksichtigung verschiedener Übergangsmechanismen und mit unterschiedlicher Detaillierung zu finden [72, 73, 68, 74]. Diese gekoppelten Systeme führen in der Natur, je nach thermodynamischem Zustand, zu einer gewissen Verteilung der inneren Zustände, welche für die Wiedereintrittsthematik von großer Bedeutung ist und daher im nächsten Abschnitt detaillierter diskutiert wird.

### 2.1.2. Verteilungen von inneren Zuständen

Abhängig vom thermodynamischen Regime eines Plasmas überwiegen manche An- und Abregungsmechanismen. Wenn weiterhin die Änderungsraten der einzelnen Zustände klein sind, das heißt ein stationäres Verhalten vorliegt, lassen sich Verteilungen von Anregungszuständen analytisch ausdrücken [56]. Ein besonders wichtiger Fall dieser Art ist ein stoßdominiertes Plasma, bei dem Teilchenkollisionen bedeutend effektiver sind als Strahlungsprozesse. Da in diesem Fall beinahe die gesamte innere Energie der angeregten Teilchen von der kinetischen Energie der stoßenden Teilchen herrührt, ist deren Geschwindigkeitsverteilung von entscheidender Bedeutung. In einer Strömung im Plasmawindkanal gilt weitestgehend die Maxwell-Boltzmann-Verteilung [55]. Die entsprechende Wahrscheinlichkeitsdichte der Teilchengeschwindigkeit  $v$  ist durch

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi k T_{\text{trans}}}\right)^{\frac{3}{2}} 4\pi v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (2.8)$$





**Bild 2.2.:** Übersicht der Temperaturmodellierung von Atomen und Molekülen.

gegeben, mit der Partikelmasse  $m$ , der Boltzmann-Konstante  $k$  und der Translationstemperatur  $T_{\text{trans}}$ . Diese Geschwindigkeitsverteilung führt dazu, dass sich unter Annahme thermischen Gleichgewichts der Temperatur  $T$  die inneren Anregungszustände eines Teilchens entsprechend der Boltzmann-Statistik

$$\frac{n_i}{g_i} = \frac{n_{\text{ges}}}{Q} e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (2.9)$$

verteilen, wobei  $n_{\text{ges}}$  die gesamte Teilchendichte,  $E_i$  die Anregungsenergie und  $Q$  die Zustandssumme ist. Diese Formel wurde von Ludwig Boltzmann formuliert und verbindet Quantenmechanik mit Kontinuumsmechanik. Hier wird deutlich, wie der Temperaturbegriff verstanden werden kann. Die Temperatur ist lediglich ein Parameter, der dazu genutzt wird, die Verteilung von inneren Zuständen zu beschreiben und somit ein Maß für die in Anregungsmoden gespeicherte Energie. Diese Beziehung kann für alle Anregungsmoden eingesetzt werden und kann, auch außerhalb eines thermischen Gleichgewichts, verwendet werden. Ein thermisches Nichtgleichgewicht beschreibt die Situation, wenn die Verteilung der Zustände verschiedener Freiheitsgrade, wie Rotation, Vibration und elektronische Anregung, jeweils einer Boltzmann-Statistik folgt, aber nicht durch dieselbe Temperatur beschrieben werden kann. In diesen Fällen spricht man von Anregungstemperaturen, zum Beispiel  $T_{\text{rot}}$ ,  $T_{\text{vib}}$  und  $T_{\text{el}}$ . Für die jeweiligen Boltzmann-Verteilungen werden die Zustandssummen dann mit

$$Q_{\text{el}} = \sum_{i=1} g_i e^{-\frac{E_i}{kT_{\text{el}}}}, \quad Q_{\text{vib}} = \sum_{j=1} e^{-\frac{E_j}{kT_{\text{vib}}}} \quad \text{und} \quad Q_{\text{rot}} = \sum_{k=1} (2J_k + 1) e^{-\frac{E_k}{kT_{\text{rot}}}} \quad (2.10)$$

berechnet, wobei die Summen über die jeweiligen Energiezustände ausgeführt werden [61].

Bild 2.2 stellt beispielhaft verschiedene Situationen des thermodynamischen Regimes eines Plasmas dar. Grundsätzlich besteht ein Plasma aus unterschiedlichen Spezies, deren Energiezustände jeweils beliebig verteilt sein können. Diese Situation ist in Bild 2.2 oben für ein Molekül in einem Boltzmann-Plot dargestellt. Bei einer solchen Darstellung wird der natürliche

Logarithmus des Quotienten aus Besetzungsdichte und entsprechender Entartung über der Anregungsenergie aufgetragen. In der hier verwendeten Form wird die Darstellung nach Park genutzt, die es erlaubt, verschiedene Freiheitsgrade im selben Schaubild darzustellen [66]. Aus Übersichtlichkeitsgründen sind nur die vibratorischen Zustände des zweiten elektronischen Zustands gezeigt. Ebenso sind nur die Rotationszustände des dritten vibratorischen Zustands gezeigt. Bewegt sich dieser Plasmazustand nun weiter zum Gleichgewicht hin, so sind die einzelnen Anregungsmoden einer Spezies Boltzmann-verteilt und können über Anregungstemperaturen beschrieben werden. Das mittlere Schaubild zeigt diesen Zustand, wobei deutlich wird, dass Boltzmann-verteilte Zustände im Boltzmann-Plot auf einer Geraden liegen. Wird Gleichung (2.9) logarithmiert, ergibt sich eine Geradengleichung der Steigung  $(kT)^{-1}$ . Die Steigung der Gerade ist also nur von der Anregungstemperatur abhängig. Diese kann sich allerdings von Spezies zu Spezies unterscheiden. Bewegt sich das Plasma weiter zum Gleichgewicht hin, so werden sich diese Unterschiede verringern und es können Anregungstemperaturen definiert werden, die für alle Spezies gelten. Erreicht das Plasma schlussendlich thermodynamisches Gleichgewicht, so sind alle Anregungstemperaturen aller Freiheitsgrade und aller Spezies identisch und können durch eine einzige Gleichgewichtstemperatur  $T_{\text{EQ}}$  beschrieben werden. In diesem Fall sind die Steigungen der Geraden im Boltzmann-Plot gleich und liegen daher übereinander, wie im unteren Boltzmann-Plot in Bild 2.2 gezeigt.

Wird zusätzlich zu einer Boltzmann-Verteilung eines neutralen Teilchens auch dessen Ion betrachtet, entsteht eine weitere wichtige Sonderform der Boltzmann-Statistik: Die sogenannte Saha-Gleichung,

$$n_i = n_+ n_e \frac{\Lambda^3}{2} \frac{g_i}{Q_+} e^{-\frac{E_i - E_{\text{ion}}}{kT_e}}, \quad \text{mit} \quad \Lambda = \sqrt{\frac{h^2}{2\pi m_e kT_e}}, \quad (2.11)$$

mit der Zustandssumme der ionisierten Spezies  $Q_+$ , der Ionisationsenergie  $E_{\text{ion}}$  und der Elektronenmasse  $m_e$ . Die Saha-Gleichung ergibt sich aus der Kombination des Massenwirkungsgesetzes einer Ionisationsreaktion und der Boltzmann-Statistik und gilt, wenn sich eine neutrale Spezies mit dessen Ion im Gleichgewicht befindet [68]. Anschaulich gesehen beschreibt die Saha-Gleichung die Kopplung von freien und gebundenen Elektronen.

Häufig ist unklar, in welchem Regime sich ein Plasma befindet, das heißt ob die Verteilung von Besetzungsdichten durch Stoßprozesse oder gar durch Strahlungsprozesse beeinflusst werden [75]. Da die Stoßanregungsraten und Strahlungsübergangsraten für jeden Zustand verschieden sind, kann es vorkommen, dass manche Zustände Boltzmann-verteilt sind, während andere davon abweichen. Um zu überprüfen, ob ein Zustand kollisionsdominiert ist und damit die Anwendbarkeit von Boltzmann-Verteilungen erlaubt ist, werden die Einflüsse von Stößen und Strahlung gegeneinander abgewogen [76, 77, 56]. Das Kriterium von Anders et al.

$$n_e \geq 10 \frac{\sum_{j>i} n_j A(j, i)}{\sum_{j>i} n_j K_e(j, i)} \quad \text{und} \quad n_e \geq 10 \frac{\sum_{h<i} A(i, h)}{\sum_{j>i} K_e(i, j)} \quad (2.12)$$

gilt für elektronisch angeregte Zustände und gibt eine minimale Elektronendichte an, bei der der Zustand  $i$  mit allen energetisch höheren Zuständen und den freien Elektronen im Gleichgewicht, also in der Saha-Verteilung, ist. Die beiden mathematischen Bedingungen setzen hierfür voraus, dass Stoßprozesse mindestens zehn Mal effektiver sind als Strahlungsübergänge. Ist dieses Kriterium für den Grundzustand gültig, sind folglich alle anderen Zustände, da sie energetisch höher sind, ebenso Saha-verteilt.

Sobald Stoßprozesse nicht mehr die dominierenden Anregungsmechanismen sind, müssen auch Strahlungsübergänge bei der Berechnung von Besetzungsdichten einzelner Zustände in Betracht gezogen werden. Analytische Ausdrücke für Sonderfälle sind bei Stirn, sowie bei van der Sijde und van der Mullen zu finden [78, 56]. Für allgemeine stationäre Fälle ist die Formulierung einer sogenannten Quasi Steady State (QSS) Bedingung sinnvoll [61]. Die Bedingung setzt voraus, dass An- und Abregungsprozesse so schnell ablaufen, dass sich ein Partikel in der Zeit, die es benötigt ein Gleichgewicht zwischen diesen Prozessen herzustellen, kaum weiter in der Strömung bewegt. Die mathematische Ausdrucksweise dieses Zusammenhangs ist, die linke Seite der Gleichungen (2.5) bis (2.7), also die Änderungsrate von Besetzungsdichten, gleich Null zu setzen. Im Gegensatz zu einem Stoß- Strahlungsmodell, welches das transiente Verhalten von Besetzungsdichten beschreibt, gelten QSS Modelle nur für stationäre Fälle. Die Anwendbarkeit einer QSS-Bedingung hängt stark vom thermodynamischen Zustand ab und wird detailliert bei Park und Johnston beschrieben [61, 68].

Alle bisherigen Beschreibungen von Verteilungen von Zuständen beruhen auf der Annahme, dass sich ein stationärer Zustand der Besetzungsdichten einstellt. Sind transiente Prozesse relevant, so können weitere Effekte auftreten. Grundsätzlich zu unterscheiden sind hierbei die Sonderfälle eines ionisierenden und eines rekombinierenden Plasmas. Bei einem ionisierenden Plasma besteht ein chemisches Nichtgleichgewicht zwischen Neutralteilchen und dem jeweiligen Ion. Die Strömungsenthalpie sorgt dabei dafür, dass mehr Ionen und damit auch mehr freie Elektronen produziert werden. In einem Relaxationsprozess gleicht sich das Verhältnis der Teilchendichten einem Gleichgewichtszustand, der Saha-Verteilung, an. Aufgrund der unterschiedlich großen Ratenkoeffizienten der jeweiligen Übergänge sind bei diesem Prozess hochangeregte Zustände der Neutralteilchen schneller in der Saha-Verteilung als niedrig angeregte Teilchen. Damit sind hochangeregte Zustände schwach besetzt, während energetisch niedrigere Zustände stark besetzt sind. Im umgekehrten Prozess eines rekombinierenden Plasmas werden mehr Neutralteilchen gebildet, bei denen wiederum die hochangeregten Zustände schneller besetzt werden. Dies führt dann zu einer starken Besetzungsdichte von hochangeregten Zuständen und zu einer schwachen Besetzungsdichte von energetisch niedrigeren Niveaus [49, 68, 71]. Es ist stets so, dass energetisch hohe Niveaus stark an freie Elektronen gekoppelt sind, wohingegen energetisch niedrigere Niveaus stark an den Grundzustand gekoppelt sind.

Die bisherige Beschreibung beschäftigte sich hauptsächlich mit Verteilungsfunktionen für Anregungszustände in Strömungen. Im folgenden Kapitel sollen nun die daraus resultierenden Effekte für die Strahlung in einer Strömung betrachtet werden.

## 2.2. Eigenschaften von Strahlung in einem Strömungsfeld

Ausschnitte eines typischen Spektrums des in dieser Arbeit untersuchten Plasmas im Wellenlängenbereich vom Ultraviolett bis zum Nahinfraroten sind in den Bildern 2.3 und 2.4 gezeigt. Bild 2.3 besteht im Wesentlichen aus einer Ansammlung von verschiedenen starken Linien, die von Übergängen zwischen elektronisch angeregten Stickstoff- und Sauerstoffatomen stammen. Die Zentralwellenlänge einer Linie zeigt dabei an, wie groß die Energieänderung  $\Delta E$  bei einem solchen Übergang ist, da die ausgesendeten Photonen die Wellenlänge

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E}, \quad (2.13)$$

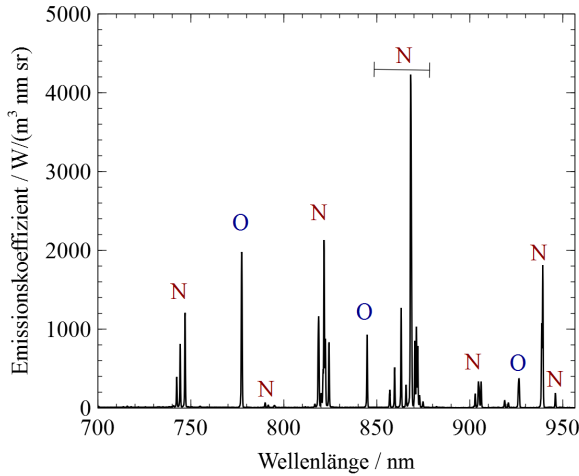


Bild 2.3.: Spektrale Emission von Atomen.

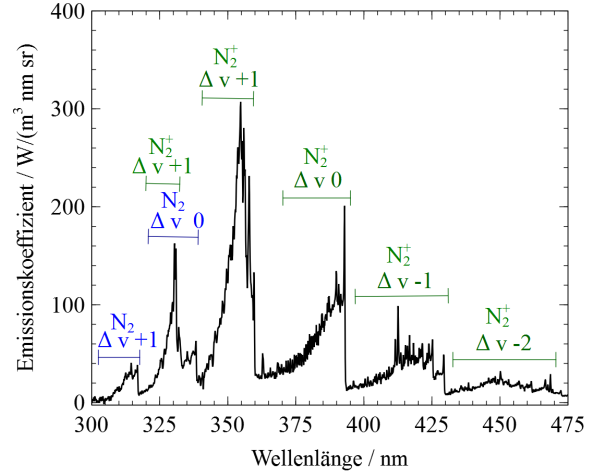


Bild 2.4.: Spektrale Emission von Molekülen.

mit der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum  $c$  und dem Planck'schen Wirkungsquantum  $h$  aufweisen. Diese Beziehung gilt nur für die Ausbreitung von Licht im Vakuum. Sobald Strahlung ein Medium durchquert, wird die Zentralwellenlänge, nicht aber die Frequenz, in Abhängigkeit vom Brechungsindex verschoben. Da der Brechungsindex von Luft beinahe eins beträgt, ist diese Verschiebung für die in dieser Arbeit behandelten Probleme so klein, dass sie vernachlässigt wird. Weiterhin ist in Bild 2.3 zu sehen, dass Linien in Gruppen vorkommen, beispielsweise drei Linien des atomaren Stickstoffs bei 745 nm. Diese sogenannten Multipletts entstehen aufgrund der im vorigen Abschnitt behandelten Multiplizität von Energieniveaus, wodurch entsprechend auch die Energiedifferenz zwischen oberem und unterem Level aufgespaltert wird, was wiederum nach Gleichung (2.13) zu leicht verschiedenen Wellenlängen führt. Ebenso ist aus diesem Spektrum ersichtlich, dass die Linien unterschiedlich stark sind. Die Intensität einer Linie wird durch den integralen Emissionskoeffizient  $\varepsilon$  ausgedrückt und hängt ausschließlich von drei Parametern ab: Von der Übergangswahrscheinlichkeit, ausgedrückt über den Einsteinkoeffizienten, von der Zentralwellenlänge der Photonen und von der Besetzungsdichte des oberen Zustands. Der integrale Emissionskoeffizient eines Übergangs von  $j$  nach  $i$ , also die Leistung, die pro Volumenelement und pro Raumwinkel in alle Richtungen ausgestrahlt wird, ist

$$\varepsilon = \frac{n_j A(j, i) h c}{4 \pi \lambda_0}. \quad (2.14)$$

Bild 2.4 zeigt spektrale Charakteristika von Molekülstrahlung, die mit sogenannten Banden einen größeren Spektralbereich überdecken als eine Atomlinie. In dieser Arbeit werden elektronische Übergänge von Molekülen betrachtet. In Bild 2.4 sind die überlagerten Molekülbanden des  $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$  Übergangs von  $N_2$  und des  $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$  Übergangs von  $N_2^+$  gezeigt. Banden bestehen aus einer Vielzahl von sehr eng nebeneinander liegenden Linien, die aus dem gleichzeitigen Übergang zwischen elektronischen, vibratorischen und rotatorischen Zuständen resultieren. Aufgrund der sich beinahe linear verhaltenden vibratorischen Energieniveaus ist die Energiedifferenz zwischen zwei benachbarten vibratorischen Niveaus fast unabhängig von der Vibrationsquantenzahl. Aus diesem Grund sind die Zentralwellenlängen bei Übergängen mit einem bestimmten  $\Delta v$  sehr ähnlich. In Bild 2.4 wird dies durch die einzelnen voneinander getrennten Banden deutlich, die mit dem jeweiligen Inkrement der Vibrationsquantenzahl ge-

kennzeichnet sind. Die zu kürzeren Wellenlängen hin abfallenden Bandenformen sind dabei das Resultat von zusätzlichen Rotationsübergängen. Für jede vibratorische Bande gibt es jeweils eine Vielzahl von rotatorischen Übergängen, die zu einer großen Anzahl von Linien führt. Die Gesamtenergiedifferenz bei einem Übergang berechnet sich durch

$$\Delta E = \Delta E_{\text{el}} + \Delta E_{\text{vib}} + \Delta E_{\text{rot}}, \quad (2.15)$$

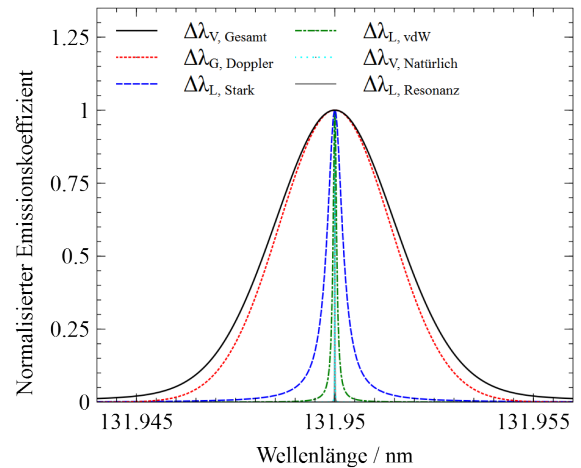
wobei die Energiedifferenzen für Rotation und Vibration mit den Gleichungen (2.2) und (2.3) bestimmt werden können. Die Intensität einer sogenannten Rotationslinie kann analog zu Atomen mit Gleichung (2.14) berechnet werden. Hierbei ist der Einsteinkoeffizient eines gleichzeitigen elektronischen (Niveau  $j$  zu Niveau  $i$ ), vibratorischen (Niveau  $p$  zu Niveau  $k$ ) und rotatorischen (Niveau  $n$  zu Niveau  $m$ ) Übergangs durch

$$A(j, p, n \rightarrow i, k, m) = \frac{64\pi^4}{3h\lambda_0^3} R_e^2 q_{v_p v_k} \frac{S_{J_m \Lambda_m}^{J_n \Lambda_n}}{2J_n + 1}, \quad (2.16)$$

mit dem elektronischen Übergangsmoment  $R_e$ , dem Franck-Condon-Faktor  $q_{v_p v_k}$  und dem Hönl-London-Faktor  $S_{J_m \Lambda_m}^{J_n \Lambda_n}$  gegeben. Elektronische Übergangsmomente der verwendeten Spezies wurden durch spektroskopische Messungen von Strömungen in Hyperschallwindkanälen experimentell bestimmt. Franck-Condon-Faktoren wurden anhand theoretischer Modelle der Potentialkurven von vibratorisch angeregten Molekülen berechnet, während Hönl-London-Faktoren durch Näherungsformeln in Abhängigkeit der Rotationsquantenzahl berechnet werden. Die Konstanten für die in dieser Dissertation untersuchten Moleküle können bei Park, Laux und Winter nachgeschlagen werden [61, 49, 37].

### 2.2.1. Linienprofile

Eine spektrale Linie ist nicht unendlich schmal, sondern besitzt ein Linienprofil, welches sich über einen gewissen Wellenlängenbereich erstreckt. Dieses Profil  $P(\lambda)$  ist dabei stark vom thermodynamischen Zustand der Strömung abhängig. Bild 2.5 zeigt beispielhaft das Profil der atomaren Stickstofflinie bei 131,95 nm für den in dieser Arbeit untersuchten Plasmazustand. Die Profilform einer Linie setzt sich aus verschiedenen Verbreiterungsmechanismen zusammen. Jeder einzelne Mechanismus kann als isolierte Linienform dargestellt werden, was in Bild 2.5 gezeigt ist. Die resultierende Linienform ergibt sich dann durch die Faltung der einzelnen Profile. Im Folgenden werden die Ursachen der verschiedenen Verbreiterungsmechanismen diskutiert.



**Bild 2.5.:** Berechnete Linienprofile der Stickstofflinie bei 131,95 nm.

Linienprofile zeigen, dass Energieniveaus in einer Strömung niemals absolut diskret sind. Leichte Abweichungen in der Energie eines Teilchens von einem diskreten Wert führen dazu, dass die

Energiedifferenz eines Übergangs eben diese leichte Abweichung aufweist und damit auch die Wellenlänge eines ausgestrahlten Photons von der Zentralwellenlänge verschieden ist. Die statistische Betrachtung aller aus einem Gasvolumen ausgesendeten Photonen bildet die Grundlage für Linienprofile. Je größer die Differenz zwischen tatsächlicher Energie des Photons und nomineller Übergangsenergie ist, desto unwahrscheinlicher ist es, dass ein solches Photon emittiert wird. Eine Photonenenergie nahe der nominellen Übergangsenergie ist hingegen sehr wahrscheinlich. Die zugehörige Wahrscheinlichkeitsdichte der ausgesendeten Photonen ist als spektrales Linienprofil messbar und entspricht der Energieverteilung der Photonen. Die integrale ausgestrahlte Strahlungsleistung eines Übergangs  $\varepsilon$  wird dadurch folgendermaßen spektral verteilt [79]:

$$\varepsilon_\lambda(\lambda) = \varepsilon P(\lambda), \quad \text{mit} \quad \int_0^\infty P(\lambda) d\lambda = 1 \quad (2.17)$$

mit dem spektralen Emissionskoeffizienten  $\varepsilon_\lambda$ . Die Normierungsbedingung zeigt dabei an, dass die integrale Energie des Übergangs, unabhängig vom Linienprofil, erhalten bleibt.

Verbreiterungsmechanismen, die auf Kollisionsprozessen basieren, werden unter dem Begriff der Druckverbreiterung zusammengefasst. Das Linienprofil nennt sich Lorentz-Profil und hat die Form

$$P_L(\lambda) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{1}{2} \Delta\lambda_L}{(\lambda - \lambda_0)^2 + \left(\frac{1}{2} \Delta\lambda_L\right)^2}, \quad (2.18)$$

wobei  $\Delta\lambda_L$  die volle Lorentz-Halbwertsbreite beschreibt [60]. Durch Stöße wird die innere Dynamik eines kollidierenden Atoms oder Moleküls gestört, wodurch sich die Energieniveaus leicht verschieben. Die Resonanzverbreiterung beschreibt den Einfluss von gleichartigen Teilchen auf ein gestoßenes Partikel. Zwischen den anfänglichen Energieniveaus der beiden stoßenden Teilchen muss ein erlaubter Strahlungsübergang bestehen. Van der Waals-Verbreiterung beschreibt den Einfluss von neutralen, andersartigen Teilchen auf das gestoßene Partikel. Beide Mechanismen können mit empirischen Formeln berechnet werden, zusammengefasst bei Laux [49]. Die dritte Untergruppe der Druckverbreiterung beschreibt den Einfluss von geladenen Teilchen, sowohl Ionen als auch Elektronen. Diese sogenannte Stark-Verbreiterung wurde vor allem für das Wasserstoffatom sehr detailliert untersucht, da dieses Element für die Astrophysik und die Fusionsforschung von großem Interesse ist und analytisch beschreibbar ist [60, 80]. Die Stark-Verbreiterung von Stickstoff- und Sauerstoffatomlinien kann nur durch empirische Ansätze beschrieben werden. In dieser Arbeit wird die Korrelation

$$\Delta\lambda_{\text{Stark}} = \Delta\lambda_{\text{Stark},0} \left( \frac{T_e}{10000 \text{ K}} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{n_e}{1 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}} \right) \quad (2.19)$$

verwendet [81]. Hierbei ist  $\Delta\lambda_{\text{Stark},0}$  die volle Stark-Halbwertsbreite bei einer Elektronendichte von  $1 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$  und einer Elektronentemperatur von 10000 K. Gleichung (2.19) ist eine empirische Formel, die für jedes einzelne Multiplett an Messwerte angepasst wurde. In Fällen, bei denen keine experimentellen Werte vorhanden sind, wurden semi-empirische Formeln verwendet [81]. Ein weiterer Mechanismus, der eine Lorentz-förmige Profilform hervorruft, ist die sogenannte natürliche Verbreiterung. Sie existiert aufgrund der Heisenberg'schen Unschärferelation für die Energieniveaus von oberem und unterem Zustand eines Strahlungsübergangs. Die resultierende Lorentz-Breite kann in der Dissertation von Laux nachgeschlagen werden [49].

Die ungerichtete thermische Bewegung strahlender Partikel verursacht ebenfalls eine Verbreiterung einer Spektrallinie, die sogenannte Doppler-Verbreiterung. Dieser Mechanismus ergibt ein Gauß-Profil der Form

$$P_G(\lambda) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_G} e^{-4\ln 2 \left(\frac{\lambda-\lambda_0}{\Delta\lambda_G}\right)^2}, \quad (2.20)$$

mit der vollen Gauß-Halbwertsbreite  $\Delta\lambda_G$ . Photonen werden von bewegten Partikeln emittiert. Somit kommt es vor, dass ein Teilchen auf den Beobachter zufliegt, während es ein Photon emittiert. Aufgrund dieser Relativbewegung unterliegt das ausgesendete Photon dem Doppler-Effekt und wird in diesem Fall mit einer kleineren Wellenlänge detektiert. Werden nun alle möglichen Bewegungsrichtungen der Partikel im Strömungsfeld in Betracht gezogen, ergibt sich erneut eine Wahrscheinlichkeitsdichte der detektierten Photonen. Diese Verteilung von Photonen äußert sich als spektrale Verbreiterung und ist an die Geschwindigkeitsverteilung der strahlenden Teilchen geknüpft. Für eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung, entsprechend Gleichung (2.8), entsteht eine Gauß-förmige Spektrallinie mit der vollen Halbwertsbreite

$$\Delta\lambda_{\text{Doppler}} = \lambda_0 \sqrt{\frac{8kT_{\text{trans}} \ln(2)}{mc^2}}. \quad (2.21)$$

Das gleichzeitige Auftreten von Verbreiterungen mit Lorentz- und Gauß-Profilen entspricht der Faltung beider Profilformen, zum sogenannten Voigt-Profil, welches allerdings nicht analytisch beschrieben werden kann. Deshalb wird die Profilform durch Anwendung der Arbeit von Olivero und Longbothum in der Formulierung von Liu et al. numerisch approximiert [82, 83].

### 2.2.2. Strahlungstransport

Strahlungstransport beschreibt die Ausbreitung von Energie durch elektromagnetische Wellen in einem Strömungsfeld. Insbesondere die Absorption von Licht bestimmt, wie dieser Energietransport lokal stattfindet. Strahlungstransport in Wiedereintrittsplasmen basiert hauptsächlich auf atomaren Strahlungsübergängen. Da bei Emissions- und Absorptionsübergängen identische Energieniveaus beteiligt sind, weisen Emissionslinien und Absorptionslinien die gleichen spektralen Eigenschaften auf, das heißt Zentralwellenlänge und Linienform sind gleich. Dieser Umstand führt dazu, dass Strahlung, die von einer bestimmten atomaren Spezies emittiert wurde, zum Großteil auch von derselben Spezies wieder absorbiert wird, was unter dem Begriff der Selbstabsorption bekannt ist. Die Absorptionsstärke einer atomaren Linie mit energetisch höherem Zustand  $i$  und energetisch niedrigerem Zustand  $j$  lässt sich durch den spektralen Absorptionskoeffizienten

$$\alpha_\lambda(\lambda) = \underbrace{\frac{g_i}{g_j} \frac{\lambda_0^4}{8\pi c} A(i, j) n_j}_{\alpha} P(\lambda), \quad (2.22)$$

ausdrücken. Die Absorption ist nur von der Besetzungsdichte des unteren Zustands abhängig. Analog zur Emission, ist  $\alpha$  der integrale Absorptionskoeffizient der Spektrallinie [56]. In einem Strömungsfeld, in dem an jedem Punkt Emission sowie Absorption stattfindet, beschreibt die

Differentialgleichung

$$\frac{\partial L_\lambda(\lambda)}{\partial x} = \varepsilon_\lambda(\lambda) - \alpha_\lambda(\lambda)L_\lambda(\lambda), \quad (2.23)$$

mit der spektralen Strahldichte  $L_\lambda$  die eindimensionale Ausbreitung von Licht der Wellenlänge  $\lambda$  entlang der Koordinate  $x$  [56]. Der spektrale Absorptionskoeffizient beziehungsweise der spektrale Emissionskoeffizient setzt sich dabei aus der Superposition aller Übergänge zusammen, die Photonen der Wellenlänge  $\lambda$  absorbieren oder emittieren. Die analytische Lösung von Gleichung (2.23) für den Fall eines Mediums der Länge  $l$  mit konstanten Emissions- und Absorptionseigenschaften ergibt

$$L_\lambda(\lambda) = B_{\lambda, \text{Limit}}(\lambda) (1 - e^{-\alpha_\lambda(\lambda)l}), \quad (2.24)$$

mit dem sogenannten Black Body Limit  $B_{\lambda, \text{Limit}}$  [60, 49]. Aus Gleichung (2.24) wird ersichtlich, dass für eine bestimmte Wellenlänge  $\lambda$ , eine maximal mögliche spektrale Strahldichte von  $B_{\lambda, \text{Limit}}(\lambda)$  existiert, die nicht überschritten werden kann, selbst wenn die Sichtlinie  $l$  unendlich lang wäre. Ist für die Wellenlänge  $\lambda$  nur ein einziger elektronischer Strahlungsübergang signifikant beteiligt, so hängt dieses Limit von der Besetzungsdichte des oberen und unteren Zustands ab. Liegt eine Boltzmann-Verteilung vor, so entspricht dieses Limit der Planck'schen Strahlung,

$$B_\lambda(\lambda, T_{\text{el}}) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k T_{\text{el}}}} - 1}, \quad (2.25)$$

spezifiziert durch die elektronische Anregungstemperatur  $T_{\text{el}}$  [71]. Gibt es Abweichungen von der Boltzmann-Verteilung, so ist das Limit der selbstabsorbierten Spektrallinie des Übergangs mit oberem Niveau  $i$  und unterem Niveau  $j$  durch

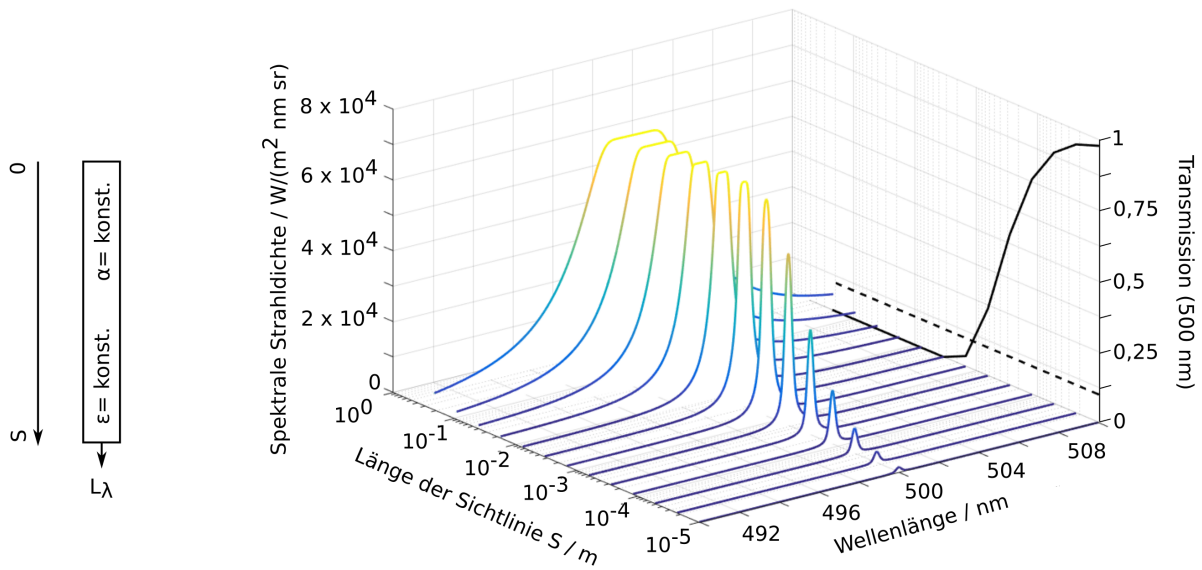
$$B_{\lambda, \text{Limit}} = \frac{n_i n_j^{\text{B}}}{n_j n_i^{\text{B}}} B_\lambda(\lambda, T_{\text{el}}) \quad (2.26)$$

gegeben, wobei  $n_j^{\text{B}}$  und  $n_i^{\text{B}}$  die Besetzungsdichten der jeweiligen Zustände  $i$  und  $j$  in einer Boltzmann-Verteilung sind. Anschaulich besagt Gleichung (2.26), dass bei Unterbesetzung des unteren Zustands weniger Absorption stattfindet und somit ein höheres Limit erreicht wird, und dass bei Überbesetzung des oberen Zustands mehr Emission stattfindet und somit ebenfalls ein höheres Limit erreicht wird. Bei umgekehrten Verhältnissen, also mehr Absorption beziehungsweise weniger Emission, wird ein niedrigeres Limit erreicht [71].

Eine grafische Darstellung des Black Body Limit Phänomens ist in Bild 2.6 anhand einer angenommenen Spektrallinie bei  $\lambda_0 = 500 \text{ nm}$  gezeigt. Auf der Ordinatenachse ist die spektrale Strahldichte der Atomlinie gezeigt, die nach dem Strahlungstransport entlang einer Sichtlinie der Länge  $S$  gemessen würde. In diesem Fall herrscht an jeder Stelle der Sichtlinie die gleiche Emission und Absorption, sowie das gleiche Linienprofil. Bei kleiner Sichtlinienlänge führt eine Verdopplung des optischen Weges auch zu einer Verdopplung der spektralen Strahldichte, da in diesem Fall der Exponent  $\alpha_\lambda l$  in Gleichung (2.24) klein ist und somit kaum Absorption entlang der Sichtlinie stattfindet. Ein solches, sich linear verhaltendes Medium wird als optisch dünn bezeichnet. Dieser Sachverhalt kann durch die Transmission

$$\tau(\lambda) = e^{-\alpha_\lambda(\lambda)S} \quad (2.27)$$

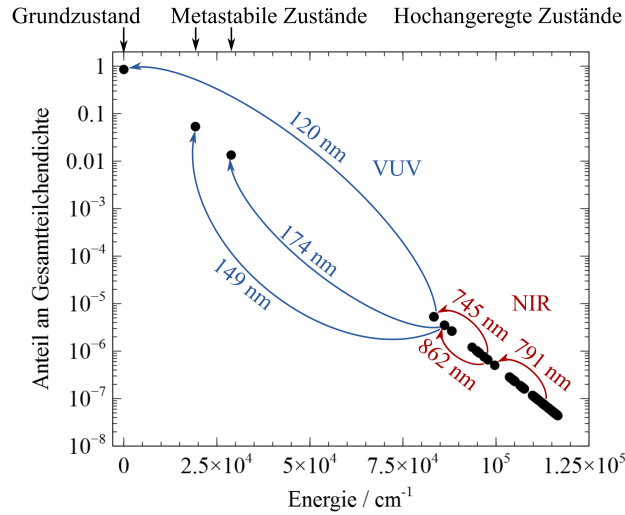




**Bild 2.6.:** Linienprofil nach Selbstabsorption entlang einer Sichtlinie mit konstanten Strahlungseigenschaften (links schematisch dargestellt).

beschrieben werden, die für die Zentralwellenlänge ebenfalls im Schaubild 2.6 enthalten ist. Die Transmission sagt aus, welcher Bruchteil der Strahlung, die bei der Position 0 emittiert wurde, nach Durchlauf der Sichtlinie noch gemessen werden kann. In einem optisch dünnen Fall ist die Transmission annähernd gleich eins, es wurde also beinahe nichts absorbiert. Steigt die Länge der Sichtlinie, so werden Absorptionsprozesse immer relevanter und die spektrale Strahldichte weicht immer stärker vom linearen Verhalten ab. Für die Zentralwellenlänge ist dies im Absinken der Transmission zu erkennen. Unterschreitet die Transmission die Grenze von 10 % (gestrichelte Linie), so erreicht die spektrale Strahldichte das Black Body Limit [71]. Eine weitere Erhöhung der Sichtlinie bringt in diesem als optisch dicht bezeichneten Zustand keinen signifikanten Zuwachs an spektraler Strahldichte bei der Wellenlänge  $\lambda_0$  mehr ein. Allerdings stoßen durch eine längere Sichtlinie weitere Bereiche der Spektrallinie an das Black Body Limit, wodurch der flache obere Bereich der Linie immer breiter wird. Welcher Bereich der Spektrallinie dabei erfasst wird, hängt stark vom Linienprofil ab.

Bei sehr großen Sichtlinienlängen ist die Transmission fast gleich Null, was bedeutet, dass ein Großteil der Strahlungsenergie wieder vom Strömungsfeld reabsorbiert wird. Ist diese Energie ein signifikanter Anteil der Gesamtenergie im Strömungsfeld, so spricht man von Strömungs-Strahlungs-Kopplung, da dann mittels Strahlungstransport auch ein signifikanter Energietransport stattfindet [84]. Dieser Mechanismus ist bei Wiedereintrittsplasmen insbesondere für Übergänge im VUV relevant. Bild 2.7 zeigt zur Verdeutlichung dieses Zusammenhangs exemplarisch atomare Übergänge des Stickstoffatoms im nahen Infrarot (NIR) und im VUV anhand eines Boltzmann-Plots. Wie durch Gleichung (2.22) beschrieben, hängt die Stärke der Absorption von der Besetzungsdichte des unteren Zustands ab. Übergänge im VUV fallen dabei in die stark besetzten metastabilen Zustände, oder den Grundzustand, während Übergänge im NIR von hochangeregten Zuständen in andere hochangeregte Zustände fallen. Die unteren Niveaus von VUV-Übergängen sind über drei Größenordnungen stärker besetzt, was auch eine deutlich höhere Absorption zur Folge hat.



**Bild 2.7.:** Boltzmann-Plot des Stickstoffatoms bei  $T_{el} = 10000$  K mit Strahlungsübergängen im NIR und im VUV.

Die Fülle von verschiedenen Strahlungsübergängen (1082 atomare Stickstofflinien, 842 atomare Sauerstofflinien und Millionen von Rotationslinien aus molekularer Strahlung) führt zu einer überaus komplexen Zusammensetzung eines gesamten Spektrums, in dem sich viele Linien überlagern und miteinander interagieren [81]. Jede einzelne Linie hat dabei ein eigenes Linienprofil, welches sich im Strömungsfeld aufgrund der lokalen Temperatur und des lokalen Drucks ändert. Zudem ist der Strahlungstransport im Strömungsfeld ein hochgradig nichtlineares Phänomen. Um diese komplexe physikalische Umgebung zu berechnen, werden üblicherweise Computerprogramme verwendet, die im folgenden Abschnitt näher beschrieben werden.

### 2.2.3. Simulationsprogramme

In dieser Arbeit werden drei Programme zur Simulation von Plasmastrahlung verwendet: Plasma Radiation Database (PARADE), Nonequilibrium Air Radiation (NEQAIR) und LIFBASE [12, 85, 86]. Zur Modellierung von Emissions- und Absorptionskoeffizienten nutzen alle Programme dabei die sogenannte *line-by-line* Modellierung, bei der jede einzelne spektrale Linie mit zugehörigem Linienprofil berechnet wird. Strahlungstransport kann bei PARADE und NEQAIR mit der *tangent slab* Methode berechnet werden. Im Folgenden werden die Möglichkeiten der Programme vorgestellt.

PARADE, NEQAIR und LIFBASE ermöglichen die Berechnung von spektralen Emissionskoeffizienten in einem wählbaren Wellenlängenbereich. Es werden ausschließlich elektronische Übergänge berücksichtigt, so wie die in den vorangehenden Abschnitten angesprochenen Strahlungsübergänge, die auch als gebunden-gebunden Übergänge bezeichnet werden. Weiterhin wird Strahlung berechnet, die aus gebunden-frei Übergängen resultiert, also Ionisations- beziehungsweise Rekombinationsprozesse [58]. Ebenso wird Strahlung aus frei-frei Übergängen von freien Elektronen simuliert, die sogenannte Bremsstrahlung [87]. Atomare Strahlung von N, O,  $N^+$ ,  $O^+$ , C, Ar, He und H, sowie Molekülstrahlung von  $N_2$ ,  $O_2$ , NO,  $N_2^+$ , OH, OD,  $H_2$ ,  $C_2$ , CH, CO,  $CO^+$ , CN, NH, CF und SiH kann simuliert werden. Hierzu müssen die Anregungstemperaturen und die Teilchendichte jeder Spezies angegeben werden. Die Besetzung der angeregten Zustände kann entweder für eine Boltzmann-Verteilung berechnet, oder mit einem QSS-Modell

für die elektronischen Zustände bestimmt werden (verfügbar für N, O, C, N<sub>2</sub>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, NO, O<sub>2</sub>, CO und CN). Weiterhin können PARADE und NEQAIR direkt für die Berechnung von eindimensionalem Strahlungstransport benutzt werden. Vibrations- und Rotationsniveaus können bei PARADE und NEQAIR nur Boltzmann-verteilt berechnet werden. Bei LIFBASE kann die Besetzung jedes einzelnen vibratorischen und rotatorischen Niveaus eines elektronischen Zustands individuell beziffert werden. Die Linienform wird unter Berücksichtigung der Doppler-, Stark-, Van der Waals-, Resonanz- und natürlichen Verbreiterung bestimmt [88, 86].

## 2.3. Messung von Strahlung

Nach der Beschreibung der theoretischen Grundlagen von Strahlung und deren Eigenschaften werden in diesem Abschnitt die in dieser Arbeit verwendeten Messprinzipien vorgestellt. Grundlage der Strahlungsdetektion ist die Umwandlung von elektromagnetischer Strahlung in ein messbares elektrisches Signal basierend auf dem Photoeffekt. In dieser Arbeit ist die räumliche Verteilung der Strahlung im Plasma von großer Wichtigkeit. Ein Ziel der Messung ist daher die lokale Auflösung eines Strahlungsfelds. Dadurch wird es ermöglicht, Rückschlüsse auf die lokalen Eigenschaften im Strömungsfeld zu ziehen. Es wird eine abbildende Optik verwendet, um die Strahlung des Plasmas zu detektieren. Die Eigenschaften eines solchen optischen Aufbaus haben einen maßgeblichen Einfluss auf das Messvolumen und somit auch auf die weitere Interpretation der Messung. Im Folgenden werden abbildende Optiken, der emissionsspektroskopische Aufbau und die Radiometrie näher betrachtet. Zuletzt werden optische Inversionsmethoden vorgestellt, die es ermöglichen, von integralen Messungen entlang einer Sichtlinie auf lokale Größen zu schließen.

### 2.3.1. Fokussieroptik

Eine Fokussieroptik dient der Abbildung eines Objekts auf eine Bildebene, was mithilfe von Linsensystemen oder Spiegeln ermöglicht wird. Unter der Annahme einer idealen Optik und kleiner Winkel zwischen optischer Achse und Objekt kann eine beliebige Anordnung von ver-

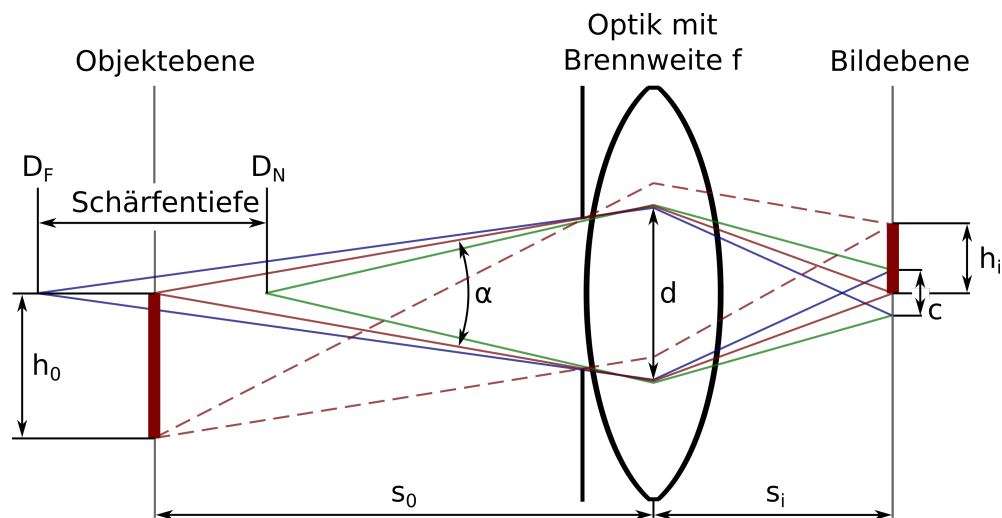


Bild 2.8.: Prinzipskizze einer abbildenden Optik.

schiedenen optischen Bauteilen zu einem Gesamtsystem zusammengefasst werden, welches sich durch eine Brennweite  $f$  und eine kleinste Apertur mit Durchmesser  $d$  auszeichnet [89]. Eine Prinzipskizze eines solchen Systems ist in Bild 2.8 gezeigt, wobei das optische System auf eine einzelne Linse und eine einzelne Blende reduziert wurde. Die Blende einer Optik beschränkt den Raumwinkel  $\Omega$ , unter dem Strahlung vom strahlenden Objekt in das optische System fallen kann. Der Raumwinkel berechnet sich durch

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \cos \frac{\alpha}{2}\right), \quad (2.28)$$

mit dem vollen Öffnungswinkel  $\alpha$  [36]. Aus der Brennweite eines optischen Systems ergibt sich, wie groß die Vergrößerung

$$M = \frac{f}{f - s_0} = \frac{h_i}{h_0} = \frac{s_i}{s_0} \quad (2.29)$$

ist, mit der ein Objekt im Abstand  $s_0$  zur Optik abgebildet wird. Dabei ist  $s_i$  der Abstand zwischen Optik und Bildebene,  $h_0$  die Objekthöhe und  $h_i$  die Bildhöhe [90]. Der Bereich um das Objekt, in dem Punkte ausreichend scharf auf der Bildebene dargestellt werden, nennt sich Schärfentiefe DoF und lässt sich durch

$$\text{DoF} = \frac{2F_N c s_0 f^2 (s_0 - f)}{f^4 - F_N^2 c^2 s_0^2}, \quad (2.30)$$

mit der Blendenzahl

$$F_N = \frac{f}{d} \quad (2.31)$$

bestimmen [91]. Ein unscharf abgebildeter Punkt erscheint auf der Bildebene als verschwommener Kreis. Das Maß, welches die ausreichende Schärfe definiert, ist der sogenannte Zerstreuungskreis  $c$ , die maximal akzeptable Ausdehnung eines auf der Bildebene unscharf abgebildeten Punkts. In Bild 2.8 ist dieser Zusammenhang anhand der blauen und grünen Strahlen dargestellt, die vom fernsten beziehungsweise nächsten Punkt ausgehen, der noch ausreichend scharf abgebildet wird. Der Abstand zwischen der Optik und dem sogenannten Nahpunkt  $D_N$  beziehungsweise Fernpunkt  $D_F$  wird mit

$$D_N = \frac{f^2 s_0}{f^2 + F_N c (s_0 - f)} \quad \text{und} \quad D_F = \frac{f^2 s_0}{f^2 - F_N c (s_0 - f)} \quad (2.32)$$

bestimmt [90]. In der Realität bestehen Abweichungen von einer idealen Optik und der Annahme kleiner Winkel, was selbst bei perfekt gefertigten Bauteilen zu Aberrationen in der Abbildung führt. Die wichtigsten Aberrationstypen können in den Werken von Williams und Becklung nachgeschlagen werden [89]. Im Fall von Linsen besteht zusätzlich die Problematik von chromatischer Aberration, das heißt der unterschiedlich starken Brechung von Licht verschiedener Wellenlängen. Dieses Phänomen kann nur bedingt durch den Einsatz komplexer optischer Bauteile, sogenannter Achromaten, gemindert werden [92].

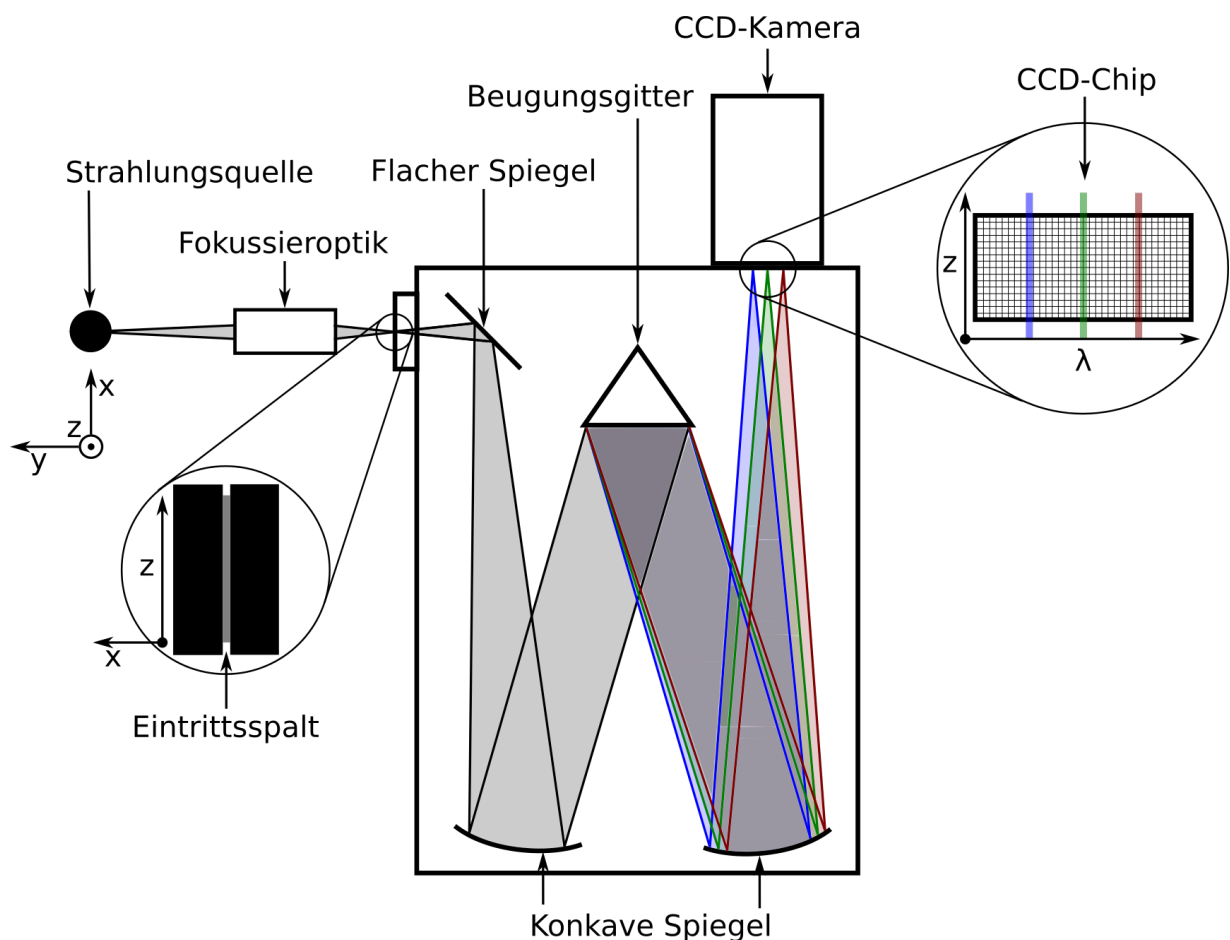
Die abbildende Optik erlaubt die räumliche Strahlungsverteilung eines Plasmas zu erfassen. Die Anwendung dieses Prinzips bei einem Emissionsspektrometer wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

### 2.3.2. Emissionsspektroskopie

Die wesentlichen drei Bestandteile einer emissionsspektroskopischen Messapparatur, wie sie in dieser Arbeit verwendet wird, sind eine abbildende Optik, ein Spektrograph und eine Detektionskamera. Eine Übersicht über die Anordnung dieser Bauteile wird in Bild 2.9 dargestellt. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten näher beschrieben.

#### Spektrograph

Die Voraussetzung für eine lokale spektroskopische Messung eines Plasmas ist dessen scharfe Abbildung auf der Ebene des Eintrittspalts, wie in Bild 2.9 gezeigt. Die grundsätzliche Funktionsweise eines Spektrographen ist wiederum die Abbildung dieses Spalts auf die Detektionsebene. Der Eintrittsspalt besteht zwischen zwei Metallplatten und ist üblicherweise einige Mikrometer breit ( $x$ -Achse) und einige Millimeter lang ( $z$ -Achse). Dadurch wird ein beinahe eindimensionaler Bereich der Strahlungsquelle in  $z$ -Richtung erfasst. Bild 2.9 zeigt einen Spektrographen in Czerny-Turner-Konfiguration, bei dem sich der Eintrittsspalt im Fokuspunkt eines konkaven Spiegels befindet. Die dadurch kollimierte Strahlung trifft auf ein Beugungsgitter, bei dem durch Interferenz unterschiedliche Wellenlängen unter verschiedenen Winkeln reflektiert werden. In Bild 2.9 ist dieser Vorgang für den Fall gezeigt, dass die Strahlungsquelle aus drei diskreten Wellenlängen besteht. Die vom Gitter reflektierte Strahlung wird durch



**Bild 2.9.:** Prinzipskizze eines Emissionsspektrometers in Czerny-Turner Konfiguration.

einen zweiten konkaven Spiegel auf einen Detektionsapparat, im vorliegenden Fall eine CCD-Kamera (Charge-Coupled Device), fokussiert. Die unterschiedlichen Reflexionswinkel von verschiedenen Wellenlängen führen dabei dazu, dass die jeweiligen Bildpunkte des Eintrittsspalts verschoben sind und somit jede Wellenlänge separat gemessen werden kann. Die Strahlungsintensitätsverteilung jeder Wellenlänge entlang der z-Achse bleibt dabei unverändert und kann ebenfalls erfasst werden. Nicht zuletzt aufgrund der Tatsache, dass ein Spektrograph lediglich eine abbildende Optik mit zwischengeschaltetem Beugungsgitter ist, kann einem Spektrographen eine Blendenzahl  $F_N$  zugeordnet werden, die beschreibt, aus welchem Raumwinkel Strahlung von außen auf den Spalt treffen kann und noch gemessen wird. Dringt Licht, welches von außerhalb dieses Bereichs stammt in den Spektrographen ein, so wird es an den Innenwänden diffus reflektiert und sorgt somit für eine Erhöhung des Messrauschens. Ein weiteres Problem der Messung können verschiedene Ordnungen sein, die bei einem Beugungsgitter entstehen. Es handelt sich dabei um ein klassisches Interferenzmuster, wie es zum Beispiel auch bei einem Doppelspaltversuch entsteht, und bedeutet für einen spektroskopischen Aufbau, dass Strahlung der ersten Ordnung im gleichen Winkel reflektiert wird, wie Strahlung der halben Wellenlänge in zweiter Ordnung. Dieser Effekt kann durch den Einsatz von geeigneten optischen Filtern im optischen Pfad vermieden werden [37, 57]. In dieser Arbeit werden Spektrographen in Czerny-Turner- und Seya-Namioka-Konfiguration verwendet. Beim letzteren Typ ist das Beugungsgitter konkav geformt, sodass die spektral aufgespaltete Strahlung gleichzeitig auch fokussiert wird. Dadurch können zusätzliche Spiegel eingespart werden, wodurch Reflexionsverluste reduziert werden. Eine detaillierte Beschreibung von Spektrographen ist in den Werken von Ball, sowie bei Thorne et al. zu finden [93, 62].

## CCD-Kamera

In dieser Dissertation werden CCD-Kameras zur Detektion verwendet. Der CCD-Sensor ist das entscheidende Bauelement, welches die moderne digitale, rauscharme Spektroskopie ermöglicht. Dessen Erfindung wurde 2009 mit der Verleihung des Nobelpreises der Physik gewürdigt. Die Grundlage des Messprinzips bildet der innere photoelektrische Effekt, wobei ein auf ein Halbleitermaterial, meist Silizium, auftreffendes Photon ein Elektron vom Valenzband in das energetisch höhere Leitungsband hebt. Bei Silizium entspricht der Energieunterschied der beiden Bänder etwa 1,1–4 eV. Photonen, die diese Energie aufbringen, also Wellenlängen zwischen 300 nm und 1100 nm aufweisen, sind daher besonders effektiv messbar [94]. Der genannte Wellenlängenbereich umfasst einen Großteil des relevanten spektralen Bereichs für Wiedereintrittsmessungen. Durch das Anlegen einer Spannung an einer über dem Halbleiter befindlichen Elektrode wird ein sogenannter Potentialtopf gebildet, wodurch die entstandenen Elektronen gesammelt werden. Dieser als Photodiode bezeichnete Aufbau ist bei einem CCD-Sensorchip in einer zweidimensionalen Anordnung mehrfach nebeneinander ausgeführt, was schematisch in Bild 2.9 dargestellt ist. Beim Auslesen des Chips werden die Ladungsträger jedes einzelnen Potentialtopfs seriell erfasst. Durch das Anlegen von Beschleunigungsspannungen werden die Ladungsträger zwischen den Potentialtöpfen verschoben, wobei die einzelnen Pixel der untersten Zeile als erstes hintereinander ausgelesen werden. Danach werden die Ladungsträger des gesamten Sensors jeweils um eine Zeile nach unten verschoben und die nächste Zeile kann ausgelesen werden. Der Vorgang wird wiederholt, bis der gesamte Chip erfasst ist, wobei die Zeit für einen einzelnen Zeilenwechsel als vertical shift speed  $v_{\text{shift speed}}$  bezeichnet wird. Die Größe der Pixel bestimmt darüber hinaus das spektrale Auflösungsvermögen, da die Breite eines Pixels einem gewissen Spektralbereich nach der Dispersion im Spektrographen entspricht.

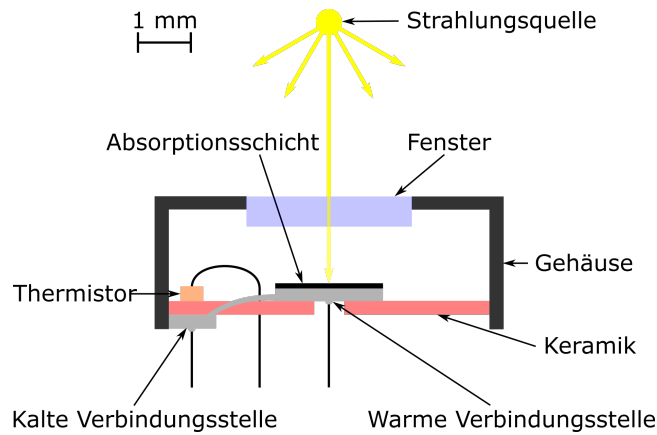
Die Empfindlichkeit des Sensors hängt, wie oben erwähnt, von der Wellenlänge der einfallenden Photonen ab, wobei das Verhältnis von erzeugten Elektronen pro auftreffenden Photonen als Quanteneffizienz der jeweiligen Wellenlänge bezeichnet wird. Ein Mittel, die Signalstärke bei zu kleiner Quanteneffizienz oder kurzer Belichtungszeiten zu erhöhen, ist der Einsatz von Verstärkern, die den Begriff des Detektionsapparats zu ICCD (Intensified Charge-Coupled Device) erweitern. Bei einem Generation II Verstärker treffen Photonen zuerst auf eine Photokathode, bei der durch den äußeren photoelektrischen Effekt freie Elektronen entstehen, die durch einen Elektronenvervielfacher vermehrt werden. Daraufhin treffen die Elektronen auf einen Phosphorschirm, der die ihm dadurch zugetragene Energie wieder in Form von Strahlung im grünen Wellenlängenbereich abgibt. Diese Strahlung wird schließlich vom CCD-Chip gemessen und ist um Größenordnungen stärker, als die ursprüngliche Strahlung [64, 95]. Ein Verstärker ermöglicht weiterhin die effektivere Messung von Strahlung mit Wellenlängen, bei denen der CCD-Chip eine geringe Quanteneffizienz aufweist, zum Beispiel VUV-Strahlung. Durch das Herauslösen eines Elektrons aus der Photokathode, geht die Wellenlängeninformation des ursprünglich eingefallenen Photons verloren. Der durch das Elektron angeregte Phosphor vor dem CCD-Chip sendet Licht im grünen spektralen Bereich aus, in dem der Sensor eine hohe Sensitivität aufweist.

Selbst ohne störendes diffuses Licht in einem Messaufbau unterliegt die Messung mit einem CCD-Sensor einem gewissen Rauschen, was zwei wesentliche Ursachen hat: Durch die Aufnahme von thermischer Energie gelingt es einigen Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband zu gelangen. Dieser sogenannte Dunkelstrom wird bei CCD-Kameras durch die Kühlung des Sensors mithilfe von Peltier-Elementen vermindert. Die zweite Ursache ist die zeitlich zufällige Verteilung von Photonen, die dafür sorgt, dass das sogenannte Poisson'sche Schrotrauschen entsteht. Es trägt der Tatsache Rechnung, dass Photonen nicht in einem gleichbleibenden kontinuierlichen Strom eintreffen, sondern jedes Photon zu einer zufälligen Zeit auftritt und der gemessene Strom somit einer statistischen Schwankung unterliegt. Ein stärkeres Messsignal, üblicherweise durch höhere Belichtungszeit, kann den Einfluss dieser Rauschquelle mindern. Detaillierte Beschreibungen von CCD-Sensoren gibt es in den Werken von Mortara und Fowler, Thorne et al. und Howell [96, 62, 94].

### 2.3.3. Radiometrie

Radiometrie beschreibt die Messung einer integralen Strahlungsleistung auf eine Fläche über einen weiten spektralen Bereich. Eine Radiometriemessung ist vergleichsweise einfach durchzuführen und wurde zuerst zur Erforschung des Strahlungswärmestroms bei Wiedereintrittsflügen eingesetzt. In den 60er Jahren waren Radiometer an Bord der Wiedereintrittskapseln Apollo 4, sowie FIRE I und II und wurden anfänglich auch in Stoßwindkanälen und in Plasmawindkanälen eingesetzt [21, 97, 36].

In dieser Arbeit wurde, entsprechend der Dissertation von Röck, der Ansatz der Radiometrie mithilfe einer Thermosäule verfolgt [36]. Eine Prinzipskizze des Detektors ist in Bild 2.10 dargestellt. Die Thermosäule besteht aus mehreren, in Reihe geschalteten Thermoelementen, die jeweils eine warme und eine kalte Verbindungsstelle besitzen. Bild 2.10 zeigt aus Übersichtlichkeitsgründen nur eine einzelne Paarung. Auf der warmen Verbindungsstelle befindet sich ein schwarzer Dünnschichtfilm, der über einen gewissen Wellenlängenbereich konstante Strahlungsabsorptionseigenschaften hat. Die kalte Verbindungsstelle befindet sich unterhalb einer Keramikplatte und ist thermisch mit dem Gehäuse gekoppelt. Beide Verbindungsstel-



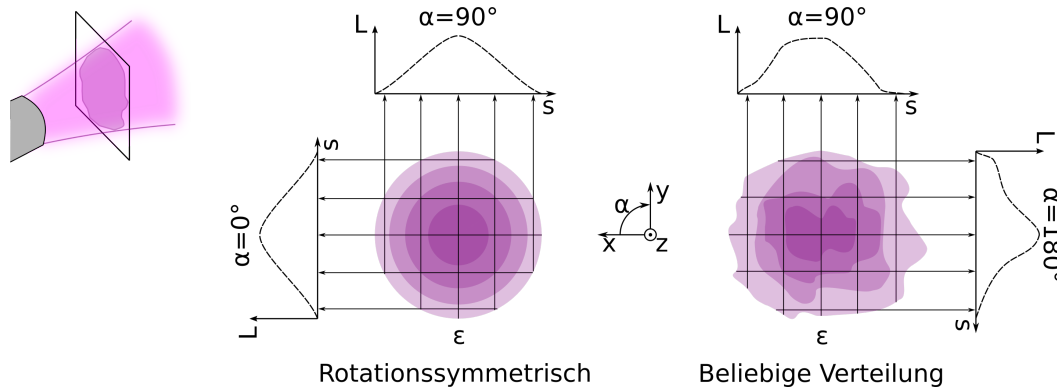
**Bild 2.10.:** Prinzipskizze eines radiometrischen Sensors mit Thermosäule.

len sind thermoelektrisch miteinander verbunden. Dringt Strahlung durch das Fenster im Gehäuse, so absorbiert die Dünnschicht Photonen. Die dabei absorbierte Energie trägt zu einer Erwärmung der Schicht bei, wodurch die Temperatur der warmen Verbindungsstelle steigt. Die Temperatur der kalten Verbindungsstelle bleibt dabei von der Strahlung weitgehend unbeeinflusst. Der somit entstandene Temperaturgradient erzeugt, entsprechend des Seebeck-Effekts eine Thermospannung zwischen den Verbindungsstellen, die gemessen werden kann. Die Vielzahl an Thermoelementen, aus denen eine Thermosäule besteht, dient dazu, diese Messspannung um ein Vielfaches zu erhöhen. Die Absoluttemperatur des Detektors, das heißt die Temperatur der kalten Verbindungsstelle, wird mithilfe eines Thermistors gemessen. Das System weist ein lineares Verhalten zwischen Strahlungswärmestromdichte und Messspannung auf, wobei die Proportionalität von der Absoluttemperatur des Systems abhängt. Die Gasfüllung des Sensors hat einen weiteren Einfluss auf die Systemantwort. Hierfür ist der Wärmeübergang von Dünnschicht zum umgebenden Gas verantwortlich, welcher vom Druck und der Gasart abhängt [98]. Weiterführende Beschreibungen zur Radiometrie können bei Grum und Becherer nachgeschlagen werden [99].

### 2.3.4. Mathematische Transformationen für lokale Messungen

Emittierte Strahlung eines Gasvolumens kann grundsätzlich nur in der Form von flächenspezifischer Energie oder Leistung gemessen werden, zum Beispiel als Strahldichte  $L$ , der integralen Strahlungsleistung pro Raumwinkel und pro Fläche. Der Blick auf ein leuchtendes Gasvolumen erfolgt immer entlang einer Sichtlinie. Alle strahlenden Partikel auf dieser Linie tragen, je nach Absorptionseigenschaften des Gases, mehr oder weniger zur Gesamtintensität bei, die von einem äußeren Messapparat schlussendlich erfasst wird. Ein dreidimensionales Strahlungsfeld  $\varepsilon(x, y, z)$  wird von einem äußeren Beobachter immer nur als eine Projektion  $L(s_1, s_2)$ , also als eine zweidimensionale Fläche, wahrgenommen. Bild 2.11 stellt diesen Zusammenhang für eine Plasmascheibe grafisch dar. Für eine rotationssymmetrische und eine beliebige Emissionsverteilung sind jeweils zwei Projektionen unter verschiedenen Winkeln dargestellt. Für die Bestimmung von lokalen Emissionsverteilungen können mathematische Inversionsmethoden angewendet werden, mit welchen aus den gemessenen Projektionen die tatsächliche Strahlungsverteilung rekonstruiert werden kann. Solche Methoden sind schlecht konditionierte mathematische Probleme, deren Lösung besondere Algorithmen erfordert [100]. In dieser Arbeit wird dafür die sogenannte Abel-Transformation, sowie ein tomographischer Ansatz benutzt.





**Bild 2.11.:** Räumliche Verteilungen von Emission  $\varepsilon(x, y)$  und deren Projektionen  $L(s, \alpha)$ .

### Abel-Transformation

Die Abel-Transformation ist eine Methode, rotationssymmetrische, optisch dünne Strahlungsfelder  $\varepsilon(r)$  aus ihren Projektionen  $L(s)$  zu rekonstruieren (Bild 2.11 links). Der große Vorteil der Methode ist, dass dafür lediglich eine Hälfte einer einzelnen Projektion aus einem beliebigen Winkel benötigt wird, da alle Projektionen identisch und zur Zentralachse symmetrisch sind. Der Name der Methode leitet sich vom norwegischen Mathematiker Abel ab, der eine mathematische Transformation entwickelte, die beschreibt, wie sich Projektionen  $L(s)$  aus einer lokalen Verteilung  $\varepsilon(r)$  bestimmen lassen. Lösungsmethoden für die Inversion dieser Transformation sind vielfältig, zum Beispiel die Matrixmethode, die Fourier-Methode oder die f-Interpolationsmethode [101]. In dieser Arbeit wird ein Algorithmus des Typs der f-Interpolationsmethode verwendet, welcher von Fulge et al. entwickelt wurde [102]. Dabei wird die Funktion im Lösungsraum durch eine Verkettung von drei kubischen Polynomen approximiert, was eine analytische Lösung des inversen Problems gestattet. Die Koeffizienten der Polynome werden anhand der Messdaten über die Methode der kleinsten Quadrate ermittelt. Voraussetzung hierfür ist, dass eine vollständige Projektion von der Mittelachse bis zum Rand des leuchtenden Plasmas gemessen wird.

### Tomographie

Tomographie ist die Methode, aus  $n$  Projektionen  $L_i(s_i, \alpha_i)$  mit  $i = 1, \dots, n$  eines optisch dünnen Strahlungsfelds die Verteilung der Emission  $\varepsilon(x, y)$  zu rekonstruieren. Tomographische Anwendungen im Ingenieurwesen werden häufig bei Verbrennungsuntersuchungen eingesetzt [100, 103]. Seltener wird die Methode in der Plasmadiagnostik verwendet [104, 105, 106]. Einige wenige Anwendungen der Methodik für spektroskopische Messungen sind in den Referenzen [107, 108, 109] zu finden. Im Sinne einer realen technischen Anwendung ist keine einschränkende Anforderung an die Verteilungsfunktion gestellt, es dürfen allerdings keine Unstetigkeiten oder Singularitäten vorhanden sein. Analog zur Abel-Transformation wird die Bestimmung einer Projektion  $L(s, \alpha)$  aus dem Feld  $\varepsilon(x, y)$  durch die sogenannte Radon-Transformation beschrieben. Für eine Rekonstruktionsmethode ist hier ebenso eine Inversion dieses mathematischen Problems erforderlich. Es sind in der Literatur verschiedene Lösungsansätze des inversen Problems bekannt, wobei die häufigsten Methodengruppen algebraische Rekonstruktionsverfahren beziehungsweise Verfahren der gefilterten Rückprojektion (filtered back projection, FBP) sind [110, 111]. In dieser Arbeit wird eine FBP-Methode auf Basis der Arbeiten von Hlína et

al. und Babou et al. genutzt, deren Ablauf im Folgenden beschrieben wird [104, 105].

Jede der unter  $n$  Sichtwinkeln gemessenen Projektionen  $L_i(s_i, \alpha_i)$  (mit  $i = 1, \dots, n$ ) wird durch ein Polynom vom Grad 45 approximiert, welches an 1000 diskreten Stellen ausgewertet wird. Dadurch wird eine gleichmäßige, künstlich verbesserte räumliche Diskretisierung erreicht. Zwar wird dadurch die tatsächliche lokale Auflösung nicht verbessert, aber die Stabilität des Inversionsalgorithmus steigt. Zwischen den so entstandenen  $n$  Vektoren wird für weitere Winkel linear interpoliert, sodass insgesamt  $m = 100$  Projektionen  $L_i(s_i, \alpha_i)$  (mit  $i = 1, \dots, m$ ) entstehen. Durch dieses Vorgehen wird die Treue der Rekonstruktion erheblich verbessert, mit dem Nachteil, dass starke Gradienten geglättet werden und feine Details des Strahlungsfelds verloren gehen. Die so entstandenen Projektionen werden in den Fourier-Raum transformiert, wo sie durch Anwendung einer Shepp-Logan-Funktion gefiltert werden. Anschließend werden die gefilterten eindimensionalen Fourier-Transformierten unter Zuhilfenahme des Fourier-Scheibentheorems zusammengesetzt und eine zweidimensionale Fourier-Rücktransformation wird ausgeführt. Das Ergebnis entspricht einer Approximation des gesuchten Strahlungsfelds  $\varepsilon(x, y)$ . Eine detaillierte Analyse des Leistungsvermögens des Algorithmus wurde innerhalb dieser Dissertation durchgeführt und ist in Referenz [112] publiziert.

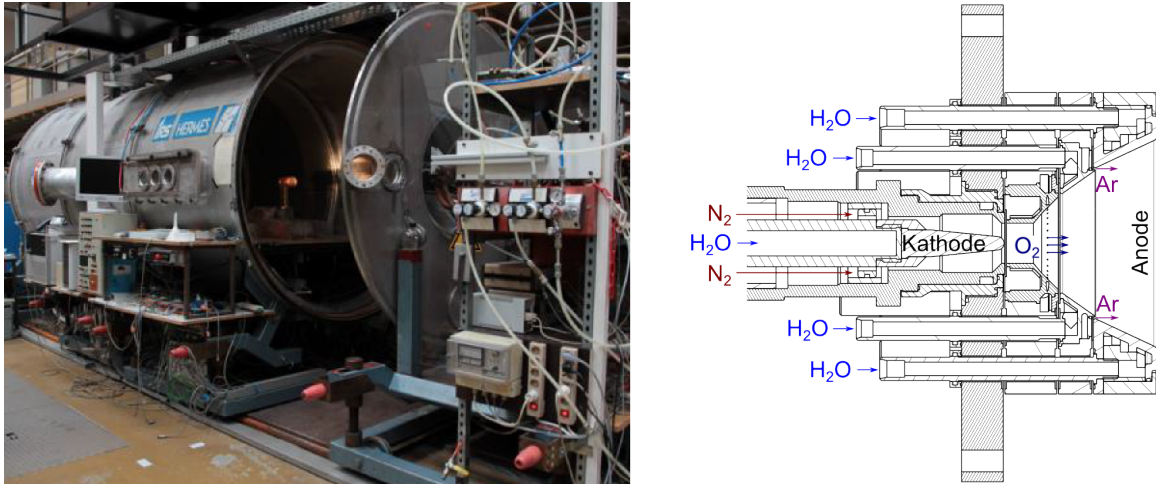
Im folgenden Kapitel werden die experimentellen Anlagen vorgestellt, in denen die zuvor behandelten theoretischen Grundlagen in einem praktischen Kontext zur Anwendung gebracht werden.

### **3. Wiedereintrittssimulation im Plasmawindkanal PWK1**

Die kritische Phase eines superorbitalen Wiedereintritts dauert weniger als eine Minute [113]. Während dieser kurzen Zeit durchläuft eine Kapsel eine Vielzahl an Strömungsbedingungen, jeweils im Wesentlichen charakterisiert durch die Flughöhe und -geschwindigkeit. Aufgrund der meist spärlichen oder gar nicht vorhandenen Instrumentierung von Wiedereintrittskapseln können experimentelle Untersuchungen des tatsächlichen Flugs oft nur durch Beobachtungsmissionen erfolgen [22, 23, 114, 24, 25, 26]. Bei diesen seltenen Gelegenheiten wird die vom eintretenden Objekt emittierte Strahlung von optischen Instrumenten an Bord eines Beobachtungsflugzeugs gemessen. Diese Daten sind von sehr großem Wert, jedoch hinsichtlich einiger Aspekte eingeschränkt, wie zum Beispiel räumliche Auflösung des Strömungsfelds oder Erfassung von Strahlung im VUV. Da für die Verbesserung des Verständnisses dieser Strömungen jedoch eine weitaus detailliertere Analyse der Thermodynamik erforderlich ist, als es durch diese Flugdaten ermöglicht wird, werden Bodentestanlagen genutzt. In diesen Anlagen wird der Versuch unternommen, den Wiedereintritt experimentell nachzustellen, nicht zuletzt, um eine bessere Zugänglichkeit für diagnostische Methoden zu schaffen [4]. Eine terrestrische Simulation eines kompletten Trajektorienverlaufs ist bisher unmöglich. In Bodentestanlagen werden daher stationäre Strömungen erzeugt, die einem einzelnen Punkt auf der Trajektorie entsprechen. Allerdings ist es auch hierbei nicht möglich, eine vollständige Duplikation der Anströmbedingungen des Flugs herzustellen. Die komplexe Thematik des atmosphärischen Eintritts hat dazu geführt, dass unterschiedliche Anlagentypen entstanden sind, die es ermöglichen, jeweils gewisse Aspekte der Strömungen zu simulieren [27]. Innerhalb dieser Dissertation wurden experimentelle Untersuchungen am Plasmawindkanal PWK1 durchgeführt. Im Folgenden wird diese Anlage näher vorgestellt.

#### **3.1. Plasmawindkanal PWK1**

Ab den 1990er Jahren wurden am IRS Plasmawindkanäle mit dem Ziel entwickelt, stationäre, hochenthalpe Strömungen zu erzeugen, die für Grundlagenuntersuchungen des atmosphärischen Eintritts geeignet sind [115, 116, 32, 117]. Unter den verschiedenen Typen von Bodentestanlagen, die zur Erzeugung hochenthalper Strömungsbedingungen vorgesehen sind, ist die Nische der Plasmawindkanäle die Untersuchung von Plasma-Wand-Wechselwirkungen zwischen der Strömung und Hitzeschutzmaterialien. Das Institut ist mit einem Repertoire an verschiedenen Windkanälen ausgestattet, die Strömungen erzeugen, die für die Untersuchung unterschiedlicher Atmosphärenzusammensetzungen und unterschiedlich schneller Eintritte geeignet sind [32, 118, 117]. Der grundsätzliche Aufbau eines Plasmawindkanals besteht aus einem Plasmagenerator, einem Vakuumentank mit Pumpensystem, einer Energieversorgung, einer Gasversorgung und einem Kühlwassersystem. In der vorliegenden Arbeit wird der Plasmawindkanal



**Bild 3.1.:** Plasmawindkanal PWK1 (links) und Schnittzeichnung des zugehörigen Generators RD5 (rechts).

PWK1 mit dem Generator RD5 verwendet. Eine Fotografie der Anlage, sowie eine Schnittzeichnung des Generators sind in Bild 3.1 gezeigt. Im nächsten Abschnitt werden Funktionsweise und Peripherie der Anlage vorgestellt.

Der gewünschte Druck in der Vakuumkammer wird durch das sehr leistungsfähige vierstufige Pumpsystem ermöglicht, welches bei einem Druck von 10 Pa eine Saugleistung von  $250\,000\text{ m}^3\text{ h}^{-1}$  aufweist [35]. Eine Regelung des Drucks erfolgt durch die Beimischung von Umgebungsluft, was über mehrere Ventile erreicht wird. Die Energieversorgung erfolgt über eine Hochstromanlage, die aus einer Kombination von sechs stromgeregelten Thyristorgleichrichtern besteht, wodurch Gleichstrom bis zu einer Leistung von 6 MW zur Verfügung gestellt wird. Kühlwasser mit einem Druck von etwa 20 bar durchströmt die in der Versuchskammer angebrachten Kupferverkleidungen, die dort benutzt werden, wo hohe Wärmelasten zu erwarten sind. Kabel, Messtechnik, Gasschläuche und weitere elektrische Bauteile im Inneren des Vakuumkessels werden dadurch vor zu hohen Temperaturen geschützt. Der Vakuumtank selbst ist doppelwandig ausgeführt, wobei der Hohlraum zwischen Innen- und Außenwand von Kühlwasser durchströmt wird. Je nach Versuch können unterschiedliche Gase verwendet werden, wobei deren jeweiliger Massenstrom mit Durchflussreglern<sup>1</sup> eingestellt wird. Innerhalb der Versuchskammer können Sonden auf einem beweglichen Tisch in allen drei Raumrichtungen verfahren, sowie um die vertikale Achse gedreht werden [117]. Während der gesamten Versuchszeit werden alle relevanten Parameter, wie zum Beispiel Tankdruck, Strom, Spannung, Position der Sonde, Abwassertemperaturen oder Gasdurchflussmengen durch eine digitale Messdatenerfassung protokolliert.

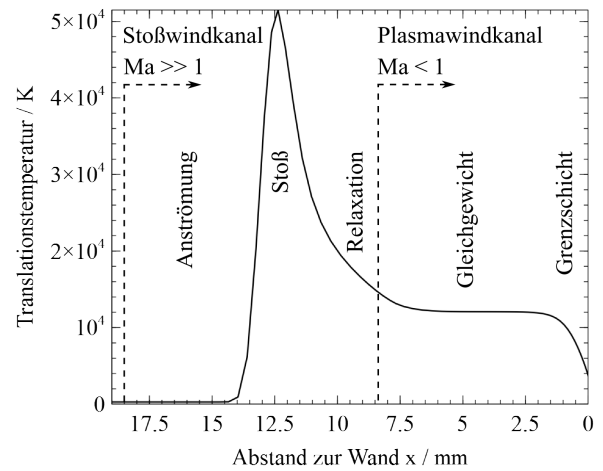
Der vom IRS entworfene Plasmagenerator RD5 ist ein magnetoplasmadynamischer Lichtbogen-generator, dessen Düse aus mehreren wassergekühlten Kupfersegmenten besteht, die jeweils gegeneinander elektrisch isoliert sind [32]. Das äußerste Düsensegment ist als Anode geschaltet, während sich die ebenfalls wassergekühlte Stabkathode hinter dem Düsenhals auf der Zentralachse des Generators befindet. Die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden baut sich schrittweise über alle neutral geschalteten Zwischensegmente ab [119]. Beim Betrieb des Generators mit Luft wird Stickstoff hinter der Kathode zugeführt, wie in Bild 3.1 dargestellt ist. Der durch einen Paschen-Durchbruch gezündete Lichtbogen zwischen den Elektroden erhitzt

<sup>1</sup>O<sub>2</sub>: Bronkhorst EL-Flow 8 bar 200 l min<sup>-1</sup>, N<sub>2</sub>: 2 × Bronkhorst EL-Flow 8 bar 100 l min<sup>-1</sup>, Ar Bronkhorst EL-Flow 8 bar 50 l min<sup>-1</sup>

und ionisiert das Stickstoffgas, wobei sich der Bogen durch den Düsenhals bis zum Düsenende erstreckt. Der entsprechende Sauerstoffanteil des Luftplasmas wird durch kleine Bohrungen in einem Düsensegment in die Stickstoffströmung zugemischt, um die glühende Kathode vor diesem chemisch aggressiven Gas zu schützen. Zuletzt wird in einem weiteren Düsensegment eine geringe Menge Argon eingeblasen, das als Schutzgas fungiert. Bereits 1985 wurde von Auweter-Kurtz nachgewiesen, dass die Dynamik eines Lichtbogens ein hochgradig transientes Verhalten aufweist [120]. Im Falle des RD5 führt dies dazu, dass beim Paschen-Durchbruch der Lichtbogen an einer Stelle der Anode ansetzt, um daraufhin zusammenzubrechen und dasselbe Verhalten an einer anderen Stelle der Anode zu wiederholen. Transientes Verhalten der entstehenden Strömungen wurde von Winter und Zander et al. auch experimentell beobachtet [37, 121]. Der nach der Düse beobachtete Freistrahle ist turbulent und wächst stromab im Durchmesser langsam an, was nicht zuletzt aufgrund der Durchmischung von Plasma und Umgebungsluft zustande kommt [122]. Wie von Fasoulas nachgewiesen, nimmt der Plasmastrahl daher immer mehr Masse auf, was zu einer kontinuierlichen Verringerung der lokalen massenspezifischen Enthalpie auf der Zentralachse, als auch der gesamten massenspezifischen Strahlenthalpie führt [34].

## 3.2. Ähnlichkeitstheorie nach Kolesnikov

Die Grundidee der experimentellen Wiedereintrittssimulation mit Plasmawindkanälen ist die Erzeugung eines simulierten Nachstoßgebiets einer Hyperschallströmung [49]. Hierbei wird keine klassische aerodynamische Ähnlichkeit erfüllt, das heißt keine Reynolds- oder Mach-Ähnlichkeit [34]. Anstatt der Simulation des gesamten Strömungsfelds soll ausschließlich die Staustromlinie nachgebildet werden. Beispielfähig ist hierfür der Temperaturverlauf auf der Staustromlinie des Trajektorienpunkts der größten konvektiven Wärmelast des Hayabusa Wiedereintritts in Bild 3.2 gezeigt. Das durch eine numerische Simulation erzeugte Bild veranschaulicht den typischen Temperaturverlauf von Anströmung über Stoß, Relaxation, Gleichgewicht bis zur Grenzschicht. In Plasmawindkanälen werden hochenthalpe Strömungen erzeugt, die dem thermodynamischen Zustand eines Nachstoßgebiets entsprechen sollen. Die korrekte Nachstellung der beim Hyperschallflug erfahrenen Last wird für subsonische Plasmaströmungen durch die Ähnlichkeitstheorie von Kolesnikov erreicht [33].



**Bild 3.2.:** Übersicht über den Ansatz der Wiedereintrittssimulation in Bodentestanlagen [123].

Ziel dieser Simulation ist die Duplikation der konvektiven Staupunktwärmestromdichte  $\dot{q}$  des Flugfalls bei einer Sonde in Staupunktskonfiguration im Plasmawindkanal. Die Strömungsregion, die die konvektive Wärmelast unmittelbar bestimmt, ist die körpernahe Grenzschicht. Folglich zielt die Ähnlichkeit auf die korrekte Abbildung der Grenzschicht des Flugfalls ab, was auf Basis der Grenzschichtgleichungen von Fay und Riddell erreicht wird [124].

Drei Parameter sind essentiell: die lokale massenspezifische Enthalpie  $h$ , der Totaldruck im Staupunkt  $p_{\text{tot}}$  und der Geschwindigkeitsgradient im Staupunkt  $\beta = \partial u / \partial x$  [33]. Die massenspezifische Enthalpie wurde mithilfe der ASTM Standardmethode für die Umströmung hemisphärischer Körper bei kleinen Mach-Zahlen ( $0.1 < M_\infty < 2$ ) unter Verwendung der gemessenen Wärmestromdichte und des Drucks im Staupunkt entsprechend

$$h = \frac{K_M \dot{q}}{\sqrt{p_{\text{tot}}/R_{\text{eff}}}} \left[ \frac{(\beta D_{HK}/v_\infty)_{\text{mod. Newton}}}{(\beta D_{HK}/v_\infty)_{\text{Subsonisch}}} \right] \quad (3.1)$$

bestimmt [132]. Hierbei ist  $K_M = 2561 \text{ N}^{0.5} \text{ m}^{0.5} \text{ s kg}^{-1}$  die Konstante für Luft und  $R_{\text{eff}}$  der effektive Radius der Sonde. Die Methode basiert auf den Arbeiten von Zoby zu Hyperschallproblemen, wobei eine Korrektur für subsonische Strömungen verwendet wird [133]. Die Korrektur berücksichtigt die dimensionslosen Geschwindigkeitsgradienten vor einer Halbkugel im Falle einer modifizierten Newton'schen Theorie

$$(\beta D_{HK}/v_\infty)_{\text{mod. Newton}} = \left[ \frac{4[(\gamma - 1)M_\infty^2 + 2]}{\gamma M_\infty^2} \right]^{0.5} \quad (3.2)$$

und im Falle einer Unterschallströmung

$$(\beta D_{HK}/v_\infty)_{\text{Subsonisch}} = 3 - 0.755 M_\infty^2 \quad (M_\infty < 1), \quad (3.3)$$

mit der Anströmgeschwindigkeit  $v_\infty$ , der entsprechenden Machzahl  $M_\infty$ , dem Kugeldurchmesser  $D_{HK}$  und dem Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten eines vollständig dissoziierten Gases  $\gamma = 1,13$ . Da es sich bei der Geometrie der eingesetzten Sonde um einen flachen Zylinder mit Radius  $R$  handelt, ist es notwendig eine äquivalente Halbkugel mit Radius  $R_{\text{eff}}$  zu definieren, die denselben Geschwindigkeitsgradienten im Staupunkt aufweist. Hierzu wird die Arbeit von Brown verwendet, in der die Machzahlabhängigkeit der dimensionslosen Geschwindigkeitsgradienten vor Zylindern und Halbkugeln zusammengefasst ist. Im vorliegenden Fall wurde eine Machzahl von  $M_\infty = 0.97$  bestimmt. Die Basis dieser Messung ist die von Zander et al. gemessene Freistrahlggeschwindigkeit  $v_\infty = 3350 \text{ m s}^{-1}$  [134]. Dies resultiert im Verhältnis der dimensionslosen Geschwindigkeitsgradienten von  $(\beta D/v_\infty)_{HK}/(\beta D/v_\infty)_Z = 2.63$  zwischen einer Halbkugel (HK) und einem Zylinder (Z). Um den selben Geschwindigkeitsgradienten vor beiden Geometrien zu erzeugen muss folglich

$$\frac{\beta R_{\text{eff}}/v_\infty}{\beta R/v_\infty} = \frac{R_{\text{eff}}}{R} = 2.63 \quad (3.4)$$

gelten. Der derart berechnete Radius  $R_{\text{eff}}$  kann schließlich in Gleichung (3.1) und (3.3) verwendet werden, um die massenspezifische Enthalpie und den Geschwindigkeitsgradienten im Plasmawindkanal zu bestimmen. Weitere Aspekte der Methodik und numerische Analysen zur Ähnlichkeit sind bei Šakraker et al. publiziert [125]. Eine Analyse der Ähnlichkeit bei Berücksichtigung von linearisierten Ablationsphänomenen wurde von Turchi et al. veröffentlicht und bestätigt die Gültigkeit des Ansatzes in einem solchen Fall [126].

In dieser Arbeit wird der Wiedereintritt der japanischen Raumsonde Hayabusa simuliert, deren atmosphärischer Flug 2010 von einer Beobachtungsmission begleitet wurde [127, 128, 24]. Im Plasmawindkanal PWK1 wird die experimentelle Nachstellung des Trajektorienpunkts in 78,8 km Höhe untersucht. Die Parameter, die für die Einstellung der Versuchsbedingung verwendet werden, wie auch die charakteristischen Ähnlichkeitsparameter des Flugs sind in Tabelle 3.1

**Tabelle 3.1.:** Bedingungen der Strömung im Plasmawindkanal PWK1, entsprechend des Trajektorienpunkts des Hayabusa Wiedereintritts in 78,8 km Höhe [113].

| Parameter                              | PWK1  | Flug        |
|----------------------------------------|-------|-------------|
| $\dot{m}$ / $\text{g s}^{-1}$          | 18,0  |             |
| $p_{\infty}$ / hPa                     | 16,6  |             |
| $p_{\text{tot}}$ / hPa                 | 24,3  | 24,4        |
| $I$ / A                                | 1220  |             |
| $U$ / V                                | 133   |             |
| $P$ / kW                               | 163   |             |
| $x$ / mm                               | 270   |             |
| $\dot{q}$ / $\text{kW m}^{-2}$         | 4100  |             |
| $h$ / $\text{MJ kg}^{-1}$              | 76,4  | 68,5        |
| $v_{\infty}$ / $\text{m s}^{-1}$ [134] | 3350  |             |
| $\beta$ / $\text{s}^{-1}$              | 36455 | 26588–31391 |

zusammengefasst [113]. Die Werte des Drucks im Staupunkt, der Wärmestromdichte und des Geschwindigkeitsgradienten beziehen sich auf eine zylindrische Sondengeometrie mit einem Außendurchmesser von 80 mm, wie sie bereits in vergangenen Messungen am IRS verwendet wurde [129]. Die Wärmestromdichte wurde mit einem am Institut entwickelten Sondereinsatz gemessen, der auf einem kalorimetrischen Messprinzip beruht [130, 131]. Im selben Einsatz befindet sich eine Druckbohrung, die über einen Schlauch mit einem Drucksensor<sup>2</sup> verbunden ist und somit den Totaldruck erfassen kann. Die beschriebene Strömungsbedingung ist Ausgangspunkt unterschiedlicher Untersuchungen, deren Ziel, die im Folgenden beschriebenen optischen Aufbauten bestimmen. Die diagnostischen Methoden sollen dazu beitragen, die Strömungsbedingung besser zu charakterisieren. Dadurch kann die oben genannte Ähnlichkeitstheorie analysiert, das Verhalten und die Leistungsfähigkeit des Generators besser verstanden und ein detaillierter Einblick in die Thermodynamik des Plasmas gewährt werden. Ebenso soll der nächste Schritt erfolgen und der Einfluss der Ablation auf die Strömung, sowie auf Strahlungsprozesse untersucht werden. Die experimentelle Strategie zur Untersuchung von Ablationsphänomenen besteht aus der Erfassung der relevanten Größen in der Grenzschicht und an der Materialoberfläche [136]. Die Messungen umfassen dabei Thermografie, Pyrometrie, Photogrammetrie, Emissionsspektroskopie, Massenverlust sowie Temperaturen im Material [137, 138, 139, 140]. In dieser Arbeit liegt der Fokus auf den spektroskopischen Messmethoden, die in den nächsten Abschnitten aufgeführt sind.

<sup>2</sup>Pfeiffer Vacuum 100 mbar Full Range Gauge PKR 251





## 4. Experimentelle Aufbauten

Dieses Kapitel befasst sich mit den optischen Messaufbauten, die in der zuvor beschriebenen experimentellen Anlage zum Einsatz kommen. Dafür werden unterschiedliche Optiken und Ansätze verwendet, die derart ausgelegt sind, jeweils einen einzelnen Aspekt der Strömung näher zu untersuchen. Insgesamt wird ein Wellenlängenbereich vom VUV bis hin zum NIR untersucht. Im Folgenden werden die einzelnen Experimente beschrieben.

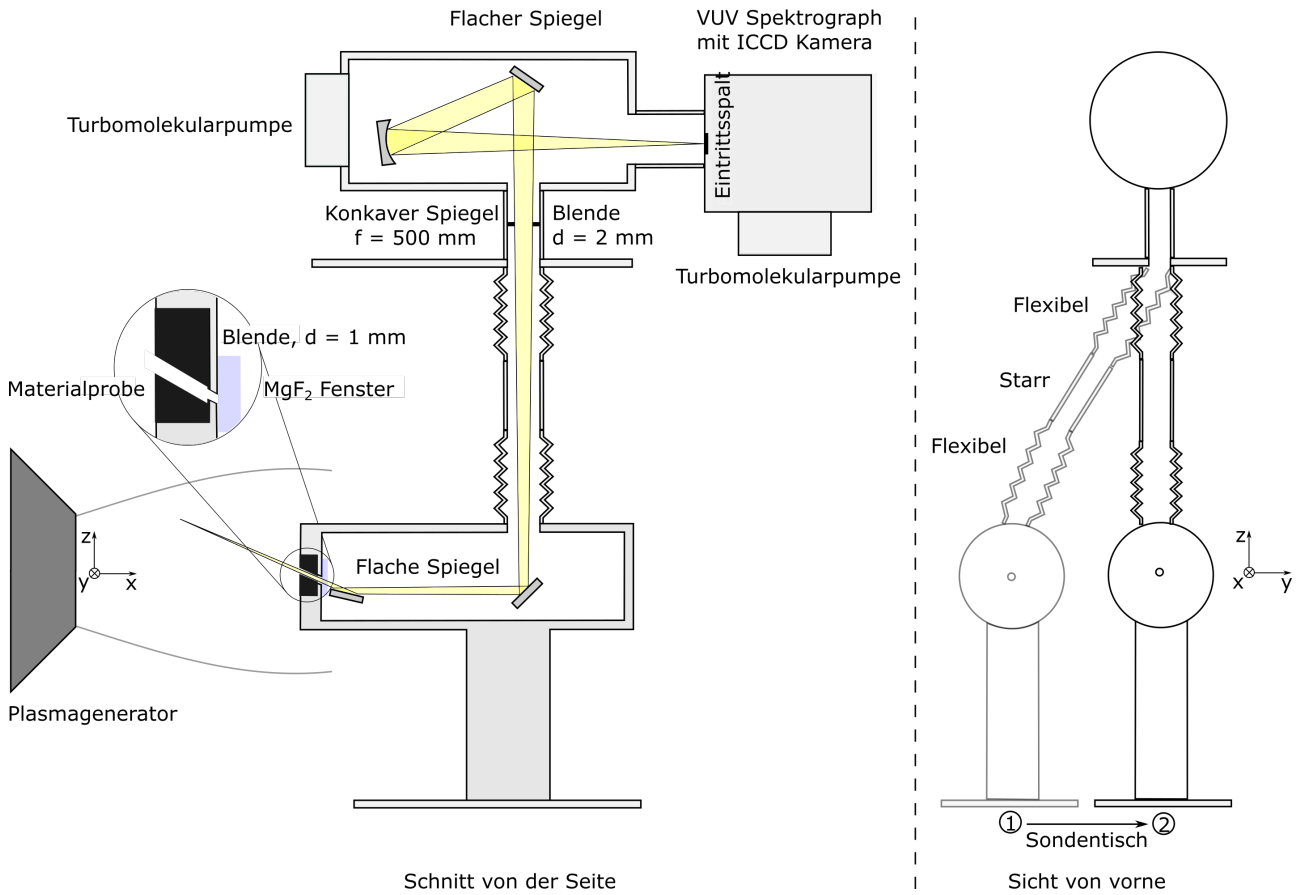
### 4.1. Emissionsspektroskopie von VUV-Strahlung

In diesem Abschnitt wird das emissionsspektroskopische Messsystem zur Erfassung von VUV-Strahlung vorgestellt. Eine Prinzipskizze des Systems ist in Bild 4.1 dargestellt. Wie in Kapitel 1 beschrieben, ist Strahlung im VUV der dominante Anteil des Strahlungswärmestroms auf die Oberfläche einer wiedereintretenden Raumkapsel. Unter der Verwendung der Staupunktkonfiguration der oben genannten Ähnlichkeitstheorie ist daher die VUV-Strahlung auf den Staupunkt der entsprechenden Sonde ( $d = 80\text{ mm}$ ) von Interesse, weshalb die Messung der Strahlung durch ein Bohrloch ( $d = 2\text{ mm}$ ) im Staupunkt erfolgt. Eine ähnliche Anordnung zur Strahlungsmessung im ultravioletten Spektralbereich wurde bereits von Lein entwickelt [38]. In Anlehnung an dessen Messaufbau wurde die Sonde dieser Arbeit entwickelt. Ein weiteres Ziel des Experiments ist, den Einfluss von ablativen Materialien auf die gemessene VUV-Strahlung untersuchen zu können. Daher wurde die Sonde derart ausgelegt, dass sowohl ablativ Materialproben als auch gekühltes Kupfer verwendet werden können. Es wurden Materialproben aus CALCARB und ASTERM verwendet [141].

Eine weitere Besonderheit der VUV-Region ist die Tatsache, dass molekularer Sauerstoff und Wasserdampf der Umgebungsluft in diesem Spektralbereich sehr starke Absorptionsquerschnitte aufweisen [142]. Die Absorption ist so stark, dass bei Normalbedingungen bereits nach wenigen cm die gesamte VUV-Strahlung von der Luft absorbiert wird, was eine Messung von außerhalb des Vakuumentanks verhindert. Dies führt zu der Randbedingung, dass die Strecke zwischen Strahlungsentstehung und Detektion entweder mit einem Gas gefüllt sein muss, welches in diesem Spektralbereich nicht absorbiert, oder die Strecke sich in einem Hochvakuum befinden muss. In dieser Arbeit wird die Herangehensweise des evakuierten Lichtpfads genutzt, welches durch den Einsatz von zwei Turbomolekularpumpen<sup>1</sup> und einer vorgeschalteten Drehschieberpumpe<sup>2</sup> ermöglicht wird. Der erreichte Enddruck des optischen Pfads beträgt  $10^{-5}\text{ hPa}$ . Das evakuierte Sondeninnere wird unmittelbar hinter der verwendeten Materialprobe mit einem  $\text{MgF}_2$  Fenster versiegelt, welches die Transmission von VUV-Strahlung mit Wellenlängen größer als  $116\text{ nm}$  erlaubt. Im Bohrloch der Sonde wird eine kühle Luftsäule erwartet, die die VUV-Plasmastrahlung aufgrund des vorhandenen molekularen Sauerstoffs teilweise absorbiert. Alle in der Versuchskammer befindlichen Bauteile des Systems sind durch wassergekühlte Kupfer-

<sup>1</sup>*Leybold* Turbovac 150 (Pumpleistung  $150\text{ l s}^{-1}$ ) und *Pfeiffer* TPU 170 (Pumpleistung  $170\text{ l s}^{-1}$ )

<sup>2</sup>*Leybold* DB4 (Pumpleistung  $4\text{ m}^3\text{ h}^{-1}$ )



**Bild 4.1.:** Prinzipskizze der Sonde zur VUV-Emissionsspektroskopie.

und Messingverkleidungen geschützt. Vor einem Versuch muss die Sonde in  $y$ -Richtung lateral versetzt stehen (Position ① in Bild 4.1), um Ablation vor der eigentlichen Messung zu vermeiden. Erst wenn die gewünschte Strömungsbedingung eingestellt ist, wird der Sondentisch bewegt und die Sonde, samt angeflanschem Verbindungsrohr, nimmt die nominelle Position ② ein, womit der optische Pfad geschlossen wird und die Strahlung vom Spektrographen detektiert werden kann.

Die Plasmastrahlung wird unter einem Winkel von  $28^\circ$  zur Zentralachse des Kanals gemessen, damit die direkte Sicht auf den Lichtbogen des Generators vermieden wird, eine Strategie entwickelt von Palumbo et al. [53]. Im evakuierten Inneren der Sonde wird die Strahlung durch zwei flache Spiegel derart abgelenkt, dass sie vertikal durch ein Rohr verläuft, und dann durch die Tankwand geleitet wird. Oberhalb des Tanks wird die Strahlung auf einen konkaven Spiegel gelenkt, der sie auf den Eintrittsspalt des Spektrometers fokussiert. Die Reflexionsfläche aller Spiegel besteht aus einer Beschichtung von Aluminium und  $\text{MgF}_2$ , die eine gute Reflektivität im VUV aufweist. Alle Spiegel im System sind auf Goniometern gelagert, die es ermöglichen, feine Einstellungen der Lagewinkel vorzunehmen. Dies ist notwendig, da durch den langen optischen Pfad bereits sehr kleine Abweichungen von den korrekten Winkeln dazu führen, dass die Strahlung den Eintrittsspalt des Spektrographen komplett verfehlt. Hinter dem  $\text{MgF}_2$  Fenster und im evakuierten Rohr befinden sich Blenden ( $d = 1 \text{ mm}$  und  $d = 2 \text{ mm}$ ), die für eine große Schärfentiefe

**Tabelle 4.1.:** Eigenschaften der Fokussieroptik zur VUV-Emissionsspektroskopie.

| Parameter         | Wert |
|-------------------|------|
| $M$               | 0,18 |
| $s_0 / \text{mm}$ | 3211 |
| $f / \text{mm}$   | 500  |
| $F_N / \text{mm}$ | 167  |
| DoF / mm          | 157  |

sorgen und verhindern, dass Reflexionen an den Innenwänden die Messung verfälschen. Die Eigenschaften des optischen Systems wurden mit den Gleichungen (2.29) bis (2.31) berechnet und sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst, wobei für die Berechnung der Schärfentiefe die Kantenlänge eines Pixels der ICCD-Kamera als Durchmesser des Zerstreuungskreises verwendet wurde.

Der verwendete Spektrograph<sup>3</sup> wurde vom *Centre de Recherche en Physique des Plasmas* der EPFL zur Verfügung gestellt und die daran gekoppelte ICCD Kamera<sup>4</sup> vom Centre for Hypersonics (UQ). Die wichtigsten Kenngrößen der Geräte, sowie die Einstellungen, die bei den Versuchen vorgenommen wurden, sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Die Orientierung der Kamera ist dabei derart, dass die Wellenlänge über 2048 Pixel aufgespannt wird, wobei allerdings nur die zentralen 1334 Pixel verwendet werden können, da die restlichen äußeren Bereiche nicht durch den Verstärker abgedeckt sind. Der untersuchte Wellenlängenbereich zwischen 116 nm und 196 nm wird, bedingt durch die spektrale Bandbreite einer einzelnen Aufnahme, in sechs Bereiche eingeteilt, die bei einem Versuch nacheinander gemessen werden. Die verwendeten Belichtungszeiten variieren, je nach spektraler Region und verwendetem Material zwischen 0,01 s und 2 s. Höhere Ordnungen von Strahlung des extremen Ultravioletten Spektralbereichs (EUV) mit Wellenlängen unter 100 nm werden durch das MgF<sub>2</sub> Fenster verhindert, da dieses keine Strahlung der Wellenlänge unter 116 nm transmittiert. Auf der vertikalen Achse des CCD-Sensors ist die vertikale Intensitätsverteilung innerhalb des Bohrlochs abgebildet. Da es bei diesem optischen Aufbau nicht das Ziel ist, eine räumliche Auflösung der Plasmastrahlung zu messen, werden nur die am stärksten belichteten 5 % der räumlichen Pixelreihen für die weitere Auswertung verwendet. Der Mittelwert dieser Reihen bildet dann das Staupunktsspektrum.

**Tabelle 4.2.:** Eigenschaften des VUV-Spektrographen und der ICCD Kamera.

| Parameter                                                | Wert               |
|----------------------------------------------------------|--------------------|
| Wellenlängenbereich / nm                                 | 15                 |
| Spektrale Auflösung / nm px <sup>-1</sup>                | 0,01               |
| Instr. Verbr. $\Delta\lambda_L$ ; $\Delta\lambda_G$ / nm | 0,02; 0,06         |
| Gitterkonstante / Linien mm <sup>-1</sup>                | 1200               |
| Schlitzebreite / $\mu\text{m}$                           | 100                |
| Blendenzahl                                              | 10,4               |
| Pixelzahl vertikal $\times$ horizontal                   | 512 $\times$ 2048  |
| Pixelgröße / $\mu\text{m}$                               | 13,5 $\times$ 13,5 |
| Sensortemperatur / °C                                    | -30                |
| Verstärker Gain                                          | 4000               |

#### 4.1.1. Kalibrierung

Das System ist für absolute spektrale Strahldichte kalibriert, wobei eine Deuteriumlampe<sup>5</sup> des Centre for Hypersonics (UQ) als Strahlungsreferenz dient. Die Kalibrierlampe wird mithilfe eines Adapters im Sichtfeld des spektroskopischen Systems platziert. Eine Bohrung im Adapter verbindet die Lampe mit dem MgF<sub>2</sub> Fenster des Systems, wobei der optische Pfad dazwischen evakuiert ist, um auf diesem Weg keine Strahlung an die Absorption durch die Umgebungsluft zu verlieren. Auf Basis der spektralen Form des Deuteriumspektrums, wie auch der Emission des untersuchten Luftplasmas, wird eine Wellenlängenkalibrierung durchgeführt. Dabei werden aus der Literatur bekannte spektrale Positionen von Molekülbanden und Atomlinien genutzt, um jedem Pixel eine Wellenlänge zuzuweisen [143, 63]. Je nach Wellenlängenregion wird dazu

<sup>3</sup> Acton Research Corporation VM-521-SG

<sup>4</sup> Andor iStar ICCD 340T

<sup>5</sup> McPherson Modell 632, kalibriert von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

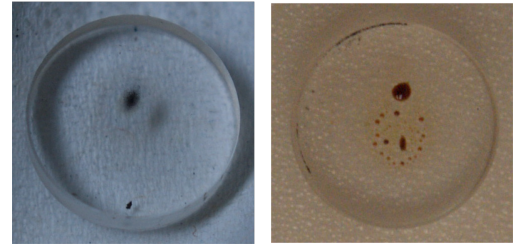
eine lineare Funktion oder eine Parabel verwendet. Die instrumentelle spektrale Verbreiterung des Systems wird anhand der Lyman- $\alpha$  Linie des Deuteriumspektrums bestimmt, wobei die Linienform durch ein Voigt-Profil approximiert wird.

Für eine Intensitätskalibrierung wird von der Messung der Deuteriumlampe ein Dunkelbild, das heißt eine Messung mit den gleichen Kameraeinstellungen, jedoch ohne Strahlungsquelle, abgezogen, wodurch der Anteil der thermisch erzeugten Elektronen am Messsignal kompensiert wird. Die resultierenden Daten werden mit der Belichtungszeit normiert, was im Photonenstrom  $[S(\lambda)] = \text{counts s}^{-1}$  für jede gemessene Wellenlänge resultiert. Da die spektrale Auflösung des Spektrometers deutlich größer ist als die Auflösung der Kalibrierdaten, wird  $S(\lambda)$  durch einen gleitenden Mittelwert der Breite von 0,8 nm geglättet, um bei den beiden Datensätzen die gleiche spektrale Form zu erzeugen [95]. Der Kalibrierfaktor  $k_{\text{kal}}(\lambda)$  wird mit

$$k_{\text{kal}}(\lambda) = \frac{L_{\lambda, \text{DL}}(\lambda)}{S(\lambda)} \quad (4.1)$$

berechnet, wobei  $L_{\lambda, \text{DL}}$  die spektrale Strahldichte der Deuteriumlampe ist. Der Kalibrierfaktor wird anschließend erneut mit einem gleitenden Mittelwert der Breite von 0,5 nm geglättet, um den Einfluss von Rauschen zu mindern. Eine Intensitätskalibrierung wird nach jedem Versuch durchgeführt, da aufgrund der Bewegung des Sontentischs bei einer Messung, eine kleine Abweichung des optischen Pfads und somit der messbaren Intensität entsteht.

Im Fall von ablativen Materialproben treten Verschmutzungen auf dem  $\text{MgF}_2$  Fenster auf, die bei der Kalibrierung ebenfalls berücksichtigt werden müssen, und in Bild 4.2 gezeigt sind. Nach Versuchen mit ASTERM-Proben ist das Fenster mit einer dünnen Harzschicht überzogen, die die Transmission signifikant vermindert. Transiente Messungen der VUV-Strahlung über die Zeit eines Versuchs haben gezeigt, dass die Strahlungsintensität annähernd konstant ist, somit also keine zusätzliche Verschmutzung während des Tests stattfindet. Die Harzschicht muss also in der Zeit vor dem Versuch entstanden sein, während der das Material neben dem Plasmastrahl langsam erwärmt wird. Die Verschmutzung wird bei der Intensitätskalibrierung berücksichtigt, indem nach jedem Versuch eine Intensitätskalibrierung durchgeführt wird, bei der das verschmutzte Fenster im optischen Pfad verbleibt. Bei CALCARB-Proben tritt ein anderer Effekt auf. Hier bedecken feine Kohlefaserpartikel die Fensteroberfläche, die eine Transmission gänzlich verhindern. Eine nachträgliche Kalibrierung ist daher nicht möglich. Transiente Messungen haben gezeigt, dass ein Absinken der gemessenen Strahlungsintensität des Plasmas erst nach drei bis vier Sekunden auftritt. Daher wird angenommen, dass die Verschmutzung erst nach dieser Zeit einsetzt und die Messdaten dieser ersten Sekunden weiterverwendet werden können. Allerdings ist es hierbei nicht möglich, die übliche Kalibrierung nach dem Versuch durchzuführen. Daher wird vor jedem Versuch eine Kalibrierung durchgeführt, die für die Weiterverarbeitung der Daten des jeweiligen Versuchs verwendet wird.

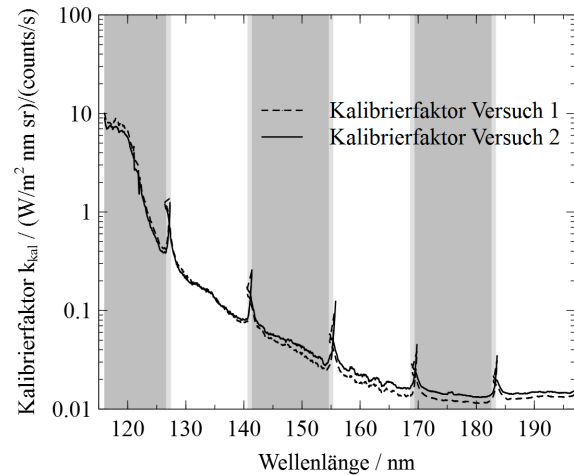


**Bild 4.2.:** Verschmutzung des  $\text{MgF}_2$  Fensters nach Versuchen mit ablativen Materialien (links: CALCARB, rechts: ASTERM).

Bild 4.3 zeigt den Kalibrierfaktor des VUV spektroskopischen Systems nach zwei verschiedenen Kalibriermessungen. Die jeweiligen Wellenlängenbereiche der Einzelmessungen, aus denen der untersuchte Wellenlängenbereich zusammengesetzt ist, sind grau und weiß unterlegt. Aus

Bild 4.3 wird ersichtlich, dass der Unterschied zwischen verschiedenen Kalibrierungen relativ klein ist und somit die Fehler durch das Vorgehen bei CALCARB-Proben akzeptabel sind. Die Spitzen an den Rändern der einzelnen Messbereiche entsprechen dem Rand des Verstärkers. Der stetige Anstieg des Kalibrierfaktors hin zu kürzeren Wellenlängen bedeutet einen Abfall der Sensitivität, der hauptsächlich durch die spektrale Abhängigkeit der Transmission des Fensters begründet ist.

Von den Rohdaten der Plasmamessungen wird ein Dunkelbild, das mit den gleichen Kameraeinstellungen der Messung entstanden ist, abgezogen. Das Ergebnis wird mit der Belichtungszeit normiert und mit dem Kalibrierfaktor multipliziert, wodurch die absolute spektrale Strahldichte des Staupunktsspektrums bestimmt wird. In Wellenlängenbereichen, in denen sich die Einzelmessungen überlappen, werden die Messdaten gemittelt. In dieser Dissertation wurden weitere Untersuchungen der Funktionsweise und des Leistungsvermögens des spektroskopischen Aufbaus durchgeführt, darunter die Verifikation der Linearität des Kamerasignals im Hinblick auf die Belichtungszeit, eine Analyse des optischen Systems mithilfe eines Strahlverfolgungsprogramms, die Überprüfung der Strahlungsabsorption im Kalibrieradapter bei verschiedenen Drücken, die numerische thermale Analyse der Sonde unter Berücksichtigung der Wasserkühlung und die Analyse von chromatischer Aberration am Eintrittsspalt. Es sei hier auf die entsprechenden Veröffentlichungen verwiesen [144, 145, 146].



**Bild 4.3.:** VUV-Kalibrierfaktor im Wellenlängenbereich 116-196 nm.

## 4.2. Emissionsspektroskopie von UV-NIR Strahlung

In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Systeme zur emissionsspektroskopischen Messung von UV-NIR Strahlung für den Wellenlängenbereich 300-960 nm vorgestellt. Im Gegensatz zur VUV-Strahlung gibt es zwei essentielle Unterschiede, die den optischen Aufbau für diese spektrale Region vereinfachen: Die Strahlung wird nicht von der Umgebungsluft absorbiert, wodurch das System außerhalb des Vakuumtanks aufgebaut werden kann, und das untersuchte Plasma verhält sich in diesem Wellenlängenbereich optisch dünn, wodurch die Rekonstruktion von lokalen Intensitäten mithilfe abbildender Optiken ermöglicht wird. Die in dieser Arbeit entwickelten spektroskopischen Systeme bauen auf den Arbeiten von Winter und Wernitz auf [37, 57].

Für alle Messungen wurde derselbe Spektrograph<sup>6</sup> und dieselbe CCD-Kamera<sup>7</sup> verwendet. Die Eigenschaften des spektroskopischen Systems sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Der Spektrograph ist außerhalb des Vakuumtanks auf einer Schiene montiert und kann längs der Strömungsrichtung verfahren werden, wodurch verschiedene axiale Abstände

<sup>6</sup> Acton SpectraPro 2758

<sup>7</sup> Andor Newton DU920N-OE

zum Plasmagenerator eingestellt werden können. Die hohe Strahlungsintensität des Plasmas wird mithilfe optischer Neutraldichtefilter<sup>8</sup> abgeschwächt. Höhere Ordnungen des Beugungsgitters werden durch den Einsatz von Bandpassfiltern<sup>9</sup> verhindert, welche keine Strahlung transmittieren, die größere Wellenlängen aufweist, als die halbe Wellenlänge des untersuchten spektralen Bereichs. Die Belichtungszeit der Plasmamessungen variiert je nach spektralem Bereich zwischen 0,3 s und 10 s.

Die spektrale instrumentelle Verbreiterung wurde mithilfe dünner Ar und Hg Atomlinien gemessen, die aus dem Spektrum eines EPROM UV Löschgeräts<sup>10</sup> stammen. Analog zur VUV-Spektroskopie wird der gesamte untersuchte Wellenlängenbereich in einzelne Bereiche unterteilt, die nacheinander gemessen werden. Der optische Zugang zum Plasma erfolgt durch ein Quarzfenster in der Seitenwand des Vakuumtanks. In dieser Arbeit werden drei verschiedene optische Systeme verwendet, die sich darin unterscheiden, welches Messvolumen des Plasmas betrachtet wird. Jedes der abbildenden Systeme ermöglicht dadurch eine unterschiedliche Analyse der räumlichen Verteilung der Plasmastrahlung. Im Folgenden werden die verwendeten Optiken vorgestellt.

**Tabelle 4.3.:** Eigenschaften des UV-NIR Spektrographen und der CCD-Kamera.

| Parameter                                                | Wert                           |
|----------------------------------------------------------|--------------------------------|
| Wellenlängenbereich / nm                                 | 120 (30 <sup>a</sup> )         |
| Spektrale Auflösung / nm px <sup>-1</sup>                | 0,12                           |
| Instr. Verbr. $\Delta\lambda_L$ ; $\Delta\lambda_G$ / nm | 0,12; 0,24                     |
| Gitterkonstante / Linien mm <sup>-1</sup>                | 300                            |
| Schlitzebreite / $\mu\text{m}$                           | 80 (26 <sup>a</sup> )          |
| Blendenzahl                                              | 9,7                            |
| Pixelzahl vertikal $\times$ horizontal                   | 256 $\times$ 1024 <sup>b</sup> |
| Pixelgröße / $\mu\text{m}$                               | 26 $\times$ 26                 |
| Sensortemperatur / °C                                    | -60                            |

<sup>a</sup> Tomographischer Aufbau.

<sup>b</sup> Bei tomographischem Aufbau vertauscht.

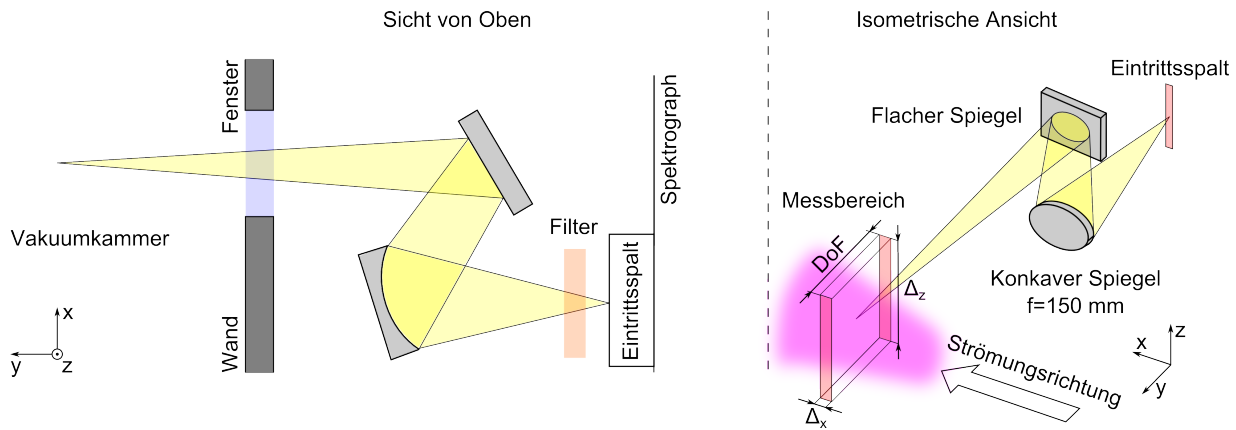
### 4.2.1. Optik für vertikale Auflösung

Die verwendete Optik ist in Bild 4.4 schematisch dargestellt und dient dazu, einen vertikalen Schnitt des Plasmas auf den Eintrittsschlitz des Spektrometers abzubilden. Ähnliche optische Aufbauten werden seit vielen Jahren zur Untersuchung von lokalen Emissionsverteilungen genutzt und wurden am IRS in der Vergangenheit unter anderem von Stirn, Winter und Wernitz verwendet [49, 56, 37, 57]. Der Grund dafür ist, dass die vertikale Verteilung der Emission es ermöglicht, durch Verwendung einer Abel-Transformation (Kapitel 2.3.4) die radiale Verteilung von lokalen Emissionskoeffizienten zu bestimmen [102]. Da im Plasmawindkanal PWK1 stets Versuche in Staupunktskonfiguration vorgenommen werden, sind in erster Linie die lokalen Werte der Staustromlinie von Interesse. Allerdings weist die Plasmastrahlung signifikante radiale Gradienten auf. Die Strahlungsmessung erfolgt entlang einer Sichtlinie, die sich durch das gesamte Strahlungsfeld erstreckt, und sich dadurch aus allen radialen Abschnitten zusammensetzt. Erst durch die Abel-Transformation wird es möglich, den lokalen Emissionskoeffizienten auf der Staustromlinie zu bestimmen. Das System ist auf die Staustromlinie fokussiert und so eingestellt, dass die obere Hälfte des Plasmastrahls gemessen wird. Da für die Abel-Transformation ohnehin Rotationssymmetrie vorausgesetzt wird, genügt die Kenntnis einer Hälfte. Dadurch kann eine höhere räumliche Auflösung realisiert werden, da die 256 Pixel-

<sup>8</sup> Thorlabs ND10, ND05 und ND40

<sup>9</sup> Schott OG550 für Wellenlängen über 650 nm, Schott KG4 für Wellenlängen unter 650 nm

<sup>10</sup> Conrad EPROM UV-Löschgerät 4W



**Bild 4.4.:** Optischer Aufbau zur Messung der vertikalen Emissionsverteilung im UV-NIR.

reihen der CCD-Kamera einen kleineren räumlichen Bereich abdecken. Die optischen Filter werden direkt vor dem Eintrittsspalt platziert. Das gesamte System ist durch eine optische Schiene fest an das Spektrometer gekoppelt, sodass durch das Verfahren des Spektrometers in axialer Richtung, vertikale Emissionsverteilungen an verschiedenen axialen Positionen gemessen werden können.

Die optischen Eigenschaften des Systems sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst. Die Kantenlänge eines CCD Pixels wurde als Zerstreuungskreis für die Berechnung der Schärfentiefe verwendet, wobei die kleinste Blende des Systems dem Durchmesser des konkaven Spiegels entspricht. Die axialen und vertikalen Ausdehnungen des Messvolumens  $\Delta_x$  und  $\Delta_z$  wurden ermittelt, indem eine Strahlungsquelle mit sehr kleiner Ausdehnung ( $d = 0,2 \text{ mm}$ ) auf dem beweglichen Tisch im Plasmawindkanal befestigt und schrittweise verfahren wurde, bis kein Signal mehr zu messen war [57]. Auf dieselbe Weise wurde die räumliche Verbreiterung in  $z$ -Richtung gemessen, die angibt, über welchen Bereich ein einzelner Punkt in der Objektebene durch die Messung verschmiert wird. Dieser Wert bestimmt letztlich das räumliche Auflösungsvermögen des Systems. Diese Auflösung ist das Resultat der Pixelgröße, der optischen Vergrößerung sowie von optischen Aberrationen und kleinen Abweichungen der Fokussierung des Systems.

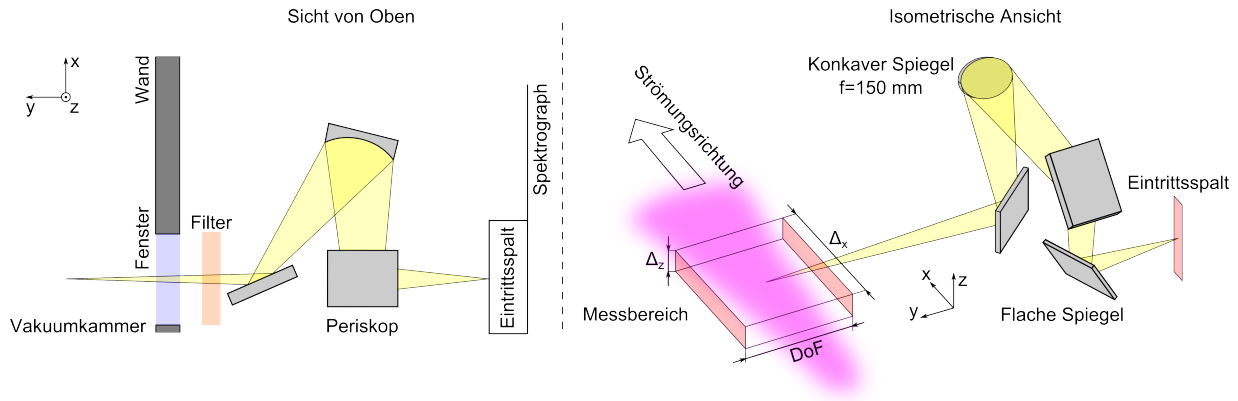
**Tabelle 4.4.:** Eigenschaften der Fokussieroptik für vertikale und horizontale Auflösung zur UV-NIR Emissionsspektroskopie.

| Parameter                                  | Vert.   | Horiz.  |
|--------------------------------------------|---------|---------|
| $M$                                        | 0,11    | 0,11    |
| $s_0$ / mm                                 | 1520    | 1540    |
| $f$ / mm                                   | 150     | 150     |
| $F_N$ / mm                                 | 6       | 6       |
| DoF / mm                                   | 89      | 89      |
| Schlitzweite / $\mu\text{m}$               | 80      | 80      |
| Räuml. Aufl. ( $z$ ) / $\text{mm px}^{-1}$ | 0,23    | 0,23    |
| Räuml. Verbreit. ( $z$ ) / mm              | 0,6     | 0,6     |
| Messbereich $\Delta_x$ ; $\Delta_z$ / mm   | 1,6; 59 | 59; 1,6 |

#### 4.2.2. Optik für horizontale Auflösung

Neben vertikalen Ausschnitten des Plasmas sind auch horizontale Ausschnitte von Interesse, da auf diese Weise eine höhere räumliche Auflösung der Strahlungsverteilung entlang der Staustromlinie ermöglicht wird. Beim dafür verwendeten optischen Aufbau, dargestellt in Bild 4.5, wird eine Periskopanordnung von flachen Spiegeln benötigt, wie sie aus der Literatur





**Bild 4.5.:** Optischer Aufbau zur Messung der horizontalen Emissionsverteilung im UV-NIR.

bekannt ist [46, 64]. Die Lagewinkel der Spiegel sorgen dafür, dass die Orientierung des auf den Eintrittsschlitz abgebildeten Bereichs um  $90^\circ$  gedreht wird. Das System ist ebenfalls fest an das Spektrometer gekoppelt, wodurch das Verfahren des gesamten spektroskopischen Aufbaus in axialer Richtung möglich ist. Die Filter sind vor der Fokussieroptik angebracht, da vor dem Eintrittsschlitz kein ausreichender Abstand zu den restlichen optischen Komponenten besteht. Das System ist ebenfalls auf die vertikale Ebene der Staustromlinie fokussiert und bildet die horizontale Zentralachse des Plasmastrahls auf den Eintrittsschlitz des Spektrographen ab. Die optischen Eigenschaften wurden analog zum System für die vertikale Auflösung bestimmt und sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

Vor gekühltem Kupfer wurden sowohl Messungen mit horizontaler Auflösung als auch Messungen mit vertikaler Auflösung durchgeführt. Vertikale Messungen wurden an verschiedenen axialen Positionen (2 mm, 5 mm, 10 mm, 20 mm, 35 mm und 60 mm vor der Sondenoberfläche) aufgenommen, wobei jeweils eine Abel-Inversion vorgenommen wird [146]. Dadurch ist der radiale Verlauf der Strahlung jeder gemessenen Wellenlänge an diesen diskreten axialen Positionen bekannt. Aus den horizontalen Messungen ist der axiale Verlauf der Strahlung bekannt, welche dem Integral entlang der Sichtlinie durch die Mitte des Plasmastrahls entspricht. Diese beiden Messungen werden kombiniert, um ein spektral aufgelöstes, radialsymmetrisches und dreidimensionales Strahlungsfeld zu erhalten. Dafür wird der radiale Strahlungsverlauf an jeder, durch die horizontale Optik gemessenen, axialen Position benötigt. Dies wird durch die Interpolation der gemessenen radialen Strahlungsprofile erreicht. Das Integral eines radialen Strahlungsverlaufs entspricht genau der spektralen Strahldichte, welche durch das optische System für horizontale Messungen erfasst wird. Daher werden die interpolierten radialen Verläufe derart skaliert, dass ihr Integral, der gemessenen spektralen Strahldichte entspricht.

### 4.2.3. Kalibrierung

Die Dispersion des spektroskopischen Aufbaus wird durch eine Wellenlängenkalibrierung bestimmt. Dabei bilden die bekannten Zentralwellenlängen von Ar und Hg Atomlinien aus dem Spektrum eines EPROM UV Löschergeräts und von N und O Atomlinien des gemessenen Luftplasmas die Basis der Kalibrierung, welche anhand des in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Verfahrens durchgeführt wird [63]. Weiterhin wird eine Intensitätskalibrierung für die absolute spektrale Strahldichte vorgenommen, bei der eine Ulbrichtkugel<sup>11</sup> als Referenz verwendet wird.

<sup>11</sup> Gigahertz-Optik BN0102, vom Hersteller kalibriert

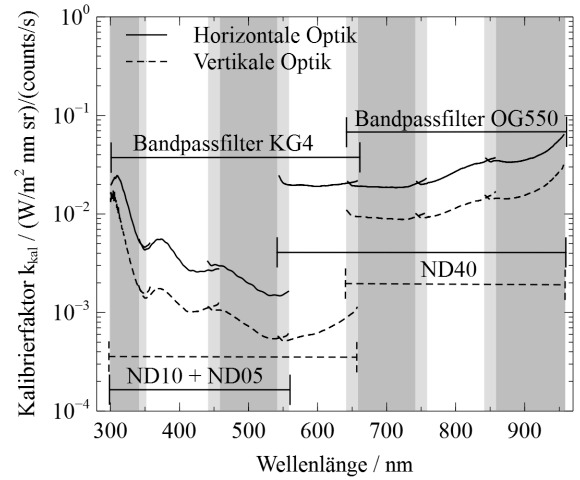


Die Ulbrichtkugel wird dafür in der Fokalebene des spektroskopischen Systems platziert, das heißt im Zentrum des Plasmawindkanals. Die Lampe wird je nach optischem System vertikal beziehungsweise horizontal bewegt, um den gesamten Messbereich des Aufbaus abzudecken. Vom Rohbild der Kalibriermessung wird ein Dunkelbild abgezogen und das Resultat wird mit der Belichtungszeit normiert, wodurch der Photonenstrom  $S(\lambda, z)$  bestimmt wird. Der Kalibrierfaktor wird durch

$$k_{\text{kal}}(\lambda, z) = \frac{L_{\lambda, \text{UK}}(\lambda)}{S(\lambda, z)} \quad (4.2)$$

bestimmt, wobei  $L_{\lambda, \text{UK}}$  die spektrale Strahldichte der Ulbrichtkugel ist. Der Kalibrierfaktor wird im Anschluss durch die Anwendung eines zweidimensionalen gleitenden Mittelwerts der Länge  $3 \times 3$  Pixel gefiltert. Die resultierenden Kalibrierfaktoren einer exemplarischen Pixelzeile der räumlichen Richtung der beschriebenen optischen Aufbauten ist in Bild 4.6 dargestellt. Der Sprung des Kalibrierfaktors im mittleren Wellenlängenbereich wird hauptsächlich durch die verschiedenen Neutralsichtfilter hervorgerufen. Die grau beziehungsweise weiß schattierten Bereiche entsprechen den spektralen Bereichen einer einzelnen Messaufnahme.

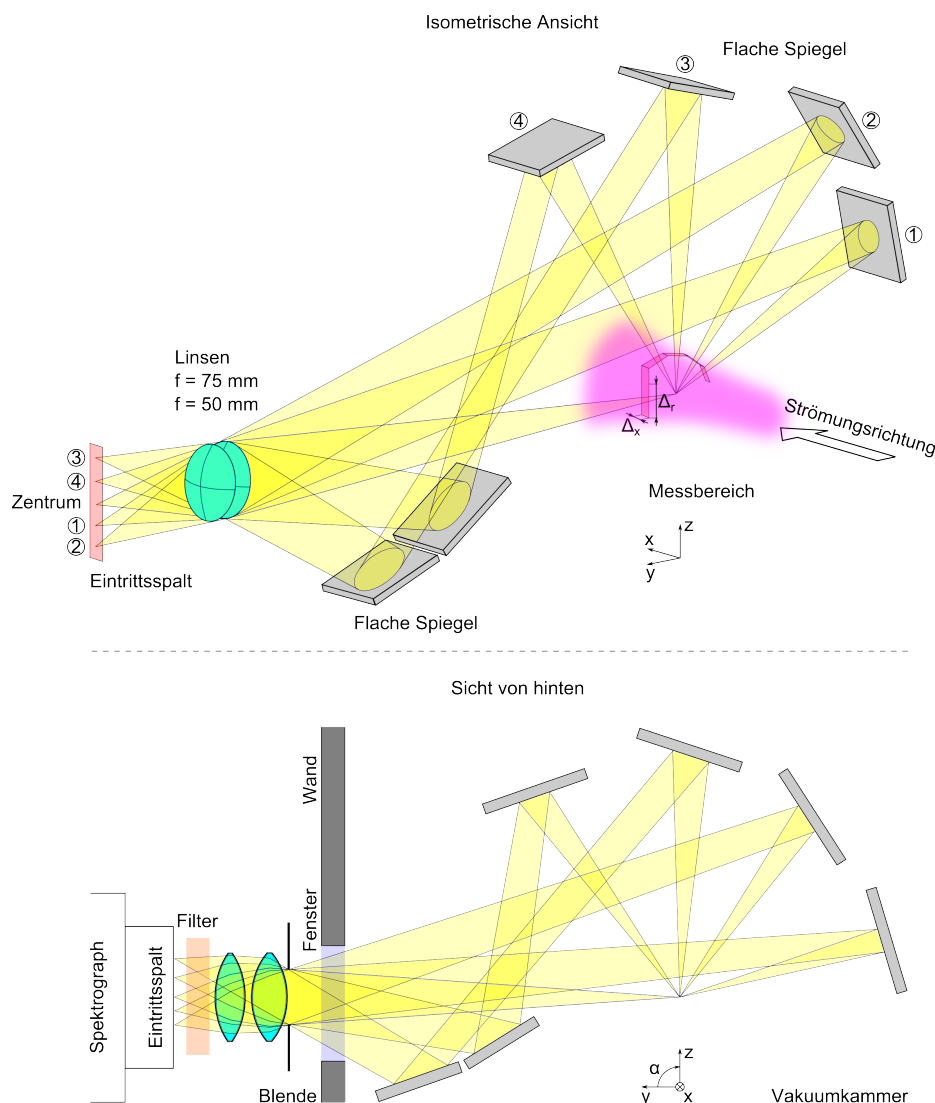
Nach einer Messung des Plasmas wird ein Dunkelbild mit denselben Einstellungen aufgenommen und vom Rohsignal der Messung abgezogen. Da die Kamera keinen Shutter besitzt, der verhindert, dass während der Ausleseprozedur weitere Strahlung auf den Chip fällt, müssen die dadurch entstandenen Störungen im Messsignal durch die Anwendung eines Korrekturalgorithmus berücksichtigt werden. Wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben, wird die letzte vertikale Pixelreihe (256) zuerst ausgelesen. Der Photonenstrom  $S$  jedes Pixels dieser Zeile wird berechnet, indem das Rohsignal durch die Belichtungszeit dividiert wird. Nach dem Auslesen der Zeile 256 werden alle anderen Zeilen um eine Zeile nach unten verschoben und verbleiben für die Dauer der vertical shift speed ( $153.8 \mu\text{s}$ ) in dieser Position. Zeile 255 wird innerhalb dieser Zeit von der Strahlung belichtet, die ursprünglich auf Zeile 256 wirkte. Die counts, die dadurch dem Messsignal fälschlicherweise hinzugefügt werden, lassen sich durch  $C_{\text{Readout}} = S(\text{Zeile } 256) \cdot 153.8 \mu\text{s}$  bestimmen und werden vom Rohsignal abgezogen. Zeile 254 verharrt in den ursprünglichen Positionen der Zeilen 255 und 256 und wird um beide zusätzlichen Bestrahlungen korrigiert. Auf diese Weise werden alle Pixelreihen bearbeitet, so dass der Einfluss der Ausleseprozedur eliminiert wird. Der Einfluss auf das Messsignal ist in Referenz [146] dargestellt. Die korrigierten Messsignale werden mit der Belichtungszeit normiert und jedes Pixel wird mit dem jeweiligen Kalibrierfaktor multipliziert, wodurch die absolute spektrale Strahldichte des Plasmas bestimmt wird.



**Bild 4.6.:** UV-NIR Kalibrierfaktor der vertikalen Pixelreihe 150 im Wellenlängenbereich 300-960 nm (vertikale und horizontale Optik).

Neben den vorgestellten Aufbauten werden in dieser Arbeit weitere emissionsspektroskopische Messungen im UV-NIR Wellenlängenbereich betrachtet, die mit einem Echellespektrographen<sup>12</sup> aufgenommen wurden [147]. Die Messungen wurden mit einer von Feigl entwickelten Optik

<sup>12</sup>LTB Berlin Aryelle 150



**Bild 4.7.:** Optischer Aufbau zur tomographischen Messung der Emission im UV-NIR.

durchgeführt, bei der die Plasmastrahlung über ein Linsensystem und einen Lichtwellenleiter zum Echellespektrographen geleitet wird [148, 149, 134]. Dabei wird die integrale Strahlung entlang einer Sichtlinie entlang der  $z$ -Achse quer zur Strömungsrichtung gemessen. Aufgrund der besonderen Funktionsweise des Echellespektrographen wird die Strahlung spektral sehr hoch aufgelöst, was eine detaillierte Betrachtung der molekularen Bandenstruktur erlaubt [150].

### 4.3. Tomographie

Ein weiterer optischer Aufbau wird zur simultanen Messung des Plasmas aus verschiedenen Blickwinkeln verwendet, was eine tomographische Rekonstruktion von lokalen Emissionskoeffizienten erlaubt (Kapitel 2.3.4). Der tomographische Aufbau ähnelt dem von Babou et al. entwickelten System, welches jedoch keine spektrale Analyse erlaubt [105]. Die Detektion der Plasmastrahlung des vorliegenden Systems kann mit einem spektroskopischen System oder mit einer konventionellen Kamera erfolgen. Das optische System für spektroskopische Messungen ist in Bild 4.7 dargestellt und besteht aus mehreren flachen Spiegeln und einem Linsensystem,

**Tabelle 4.5.:** Eigenschaften der Fokussieroptik für tomographische Auflösung zur UV-NIR Emissionsspektroskopie.

| Parameter                                  | Zentrum     | Spiegel 1 | Spiegel 2 | Spiegel 3 | Spiegel 4 |
|--------------------------------------------|-------------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| $\alpha / ^\circ$                          | 0           | 160       | 137       | 90        | 32        |
| $M$                                        | 0,0307      | 0,0131    | 0,0129    | 0,0143    | 0,0211    |
| $s_0 / \text{mm}$                          | 1210        | 2712      | 2754      | 2481      | 1670      |
| $f / \text{mm}$                            | 36          | 36        | 36        | 36        | 36        |
| $F_N / \text{mm}$                          | 18,5        | 18,5      | 18,5      | 18,5      | 18,5      |
| $D_N - D_F / \text{mm}$                    | 1033 – 3549 |           |           |           |           |
| Schlitzweite / $\mu\text{m}$               | 26          | 26        | 26        | 26        | 26        |
| Räuml. Aufl. ( $r$ ) / $\text{mm px}^{-1}$ | 0,85        | 1,98      | 2,02      | 1,82      | 1,23      |
| Räuml. Verbreit. ( $r$ ) / $\text{mm}$     | 1,51        | 3,46      | 3,51      | 3,40      | 2,22      |
| Messbereich $\Delta_x / \text{mm}$         | 2,00        | 4,65      | 4,76      | 4,28      | 2,89      |
| Messbereich $\Delta_r / \text{mm}$         | 232         | 232       | 232       | 231       | 231       |

welches die Plasmastrahlung auf den Eintrittsschlitz des Spektrographen fokussiert. Durch die Spiegelanordnung wird Strahlung aus verschiedenen Winkeln auf unterschiedliche vertikale Abschnitte des Eintrittsspalts abgebildet, sodass die einzelnen Projektionen nebeneinander auf dem CCD-Chip dargestellt werden. Ein dünner Schnitt durch die Plasmaströmung wird dabei auf dem Spektrographen abgebildet. Alle Spiegel sind an einem Gerüst innerhalb des Vakuumtanks angebracht und auf Halterungen gelagert, die eine Justage erlauben. Das Gerüst ist an den steifen Fensterflanschen des Vakuumtanks befestigt, wodurch Störungen vermieden werden sollen, die durch die Verformung des Vakuumtanks bei der Evakuierung hervorgerufen werden könnten. Die optischen Eigenschaften des Systems sind in Tabelle 4.5 zusammengefasst und wurden analog zu den oben beschriebenen Systemen ermittelt.

Ein Nachteil der tomographischen Messung mit einer einzelnen CCD-Kamera ist die schlechtere räumliche Auflösung im Vergleich zu den bisher vorgestellten Anordnungen. Wo beim optischen System für vertikale Messungen nur die Projektion einer Hälfte des Plasmastrahls auf die zur Verfügung stehenden Pixelreihen verteilt wird, müssen beim tomographischen Aufbau fünf volle Projektionen gemessen werden. Deswegen wurde die CCD-Kamera für den vorliegenden Aufbau um  $90^\circ$  gedreht, sodass 1024 Pixelreihen für die räumliche Auflösung zur Verfügung stehen, was allerdings den spektralen Bereich einer einzelnen Messung auf etwa 30 nm verkleinert. Ein weiteres Problem der Messung sind die unterschiedlich langen optischen Wege der einzelnen Projektionen zwischen Spektrograph und Plasma. Um alle Projektionen scharf abzubilden, ist daher eine große Schärfentiefe notwendig, die durch den kleinen Blendendurchmesser ( $d = 2 \text{ mm}$ ) erreicht wird. Die unterschiedlich langen optischen Wege führen weiterhin dazu, dass die räumliche Auflösung in radialer Richtung und die Ausdehnung des Messbereichs in  $x$ -Richtung für jede Projektion verschieden ist. Diese Tatsache wird im Inversionsalgorithmus berücksichtigt [151]. Das Fokussiersystem ist unmittelbar hinter dem Fenster des Vakuumtanks angebracht, um ein möglichst großes Sichtfeld im Tank zu realisieren. Das ist notwendig, um alle im Tank angebrachten Spiegel zu erreichen, die dafür sorgen, einen möglichst großen Bereich an Blickwinkeln auf das Plasma zu ermöglichen. Aufgrund dieses kleinen Abstands zwischen Fenster und Fokussieroptik müssen Linsen anstelle von konkaven Spiegeln verwendet werden. Die tatsächlich realisierten Blickwinkel und Vergrößerungen der jeweiligen Projektio-

nen des Systems wurden anhand von Messungen bestimmt. Dazu wurden Leuchtstoffröhren an fest definierten Positionen im Zentralbereich des Plasmawindkanals angebracht. Aus den Messdaten wurden die lokalen Intensitäten der Lampen durch Anwendung des Rekonstruktionsalgorithmus ermittelt, wobei die Eingangswerte der Blickwinkel so lang variiert wurden, bis die beste Übereinstimmung zwischen Rekonstruktion und ursprünglicher Versuchsanordnung erreicht wurde. Durch den Vergleich zwischen dem Abstand von Lampe zu Lampe und der Pixelgröße der CCD-Kamera konnten außerdem die optischen Vergrößerungen der einzelnen Projektionen experimentell ermittelt werden. In dieser Dissertation wurden darüber hinaus die Eigenschaften des optischen Systems mithilfe eines Strahlverfolgungsprogramms numerisch verifiziert, sowie eine Abschätzung der durch Linsen hervorgerufenen chromatischen Aberration durchgeführt [112]. Die Intensitäts- und Wellenlängenkalibrierung erfolgt analog zum Vorgehen in Abschnitt 4.2.3.

Zusätzlich zur spektroskopischen Analyse der Plasmastrahlung wurde auch eine rein visuelle Messung durchgeführt, indem eine digitale Spiegelreflexkamera<sup>13</sup> mit entsprechendem Objektiv<sup>14</sup> anstelle des Linsensystems und des Spektrographen verwendet wurde. Dadurch wird die Gesamtemission des Plasmas gemessen, wobei eine dreidimensionale Rekonstruktion ermöglicht wird, da die Kamera zweidimensionale Projektionen erfasst. Hierzu wird jede vertikale Spalte des Kamerachips einzeln betrachtet, die jeweils einer bestimmten axialen Position entspricht. Für jede einzelne Spalte wird aus eindimensionalen Projektionen eine zweidimensionale Verteilung der Emission rekonstruiert. Die so entstandenen einzelnen Scheiben des Strahlungsfelds werden im Folgenden aneinandergereiht, wodurch das dreidimensionale Gesamtfeld entsteht. Bei den Messungen wurden Belichtungszeiten zwischen 0,25 ms und 10 ms mit einer Brennweite von 14 mm und einer Blendenzahl von 22 verwendet. Weiterhin wurde dieser Aufbau dazu verwendet, während der Evakuierung des Vakuumtanks und der anschließenden Zündung des Plasmas die Verschiebung der Spiegel durch stetiges Aufnehmen von Fotografien zu überprüfen. Es hat sich herausgestellt, dass keine merkliche Verschiebung stattfindet, wodurch eine optische Kalibrierung der Spiegelgeometrie vor und nach den Plasmaversuchen gültig bleibt. Die Messungen der Plasmaemission sind nicht absolut kalibriert. Im Fokus der Untersuchung lag hier die Bestimmung der räumlichen Verteilung der Strahlung.

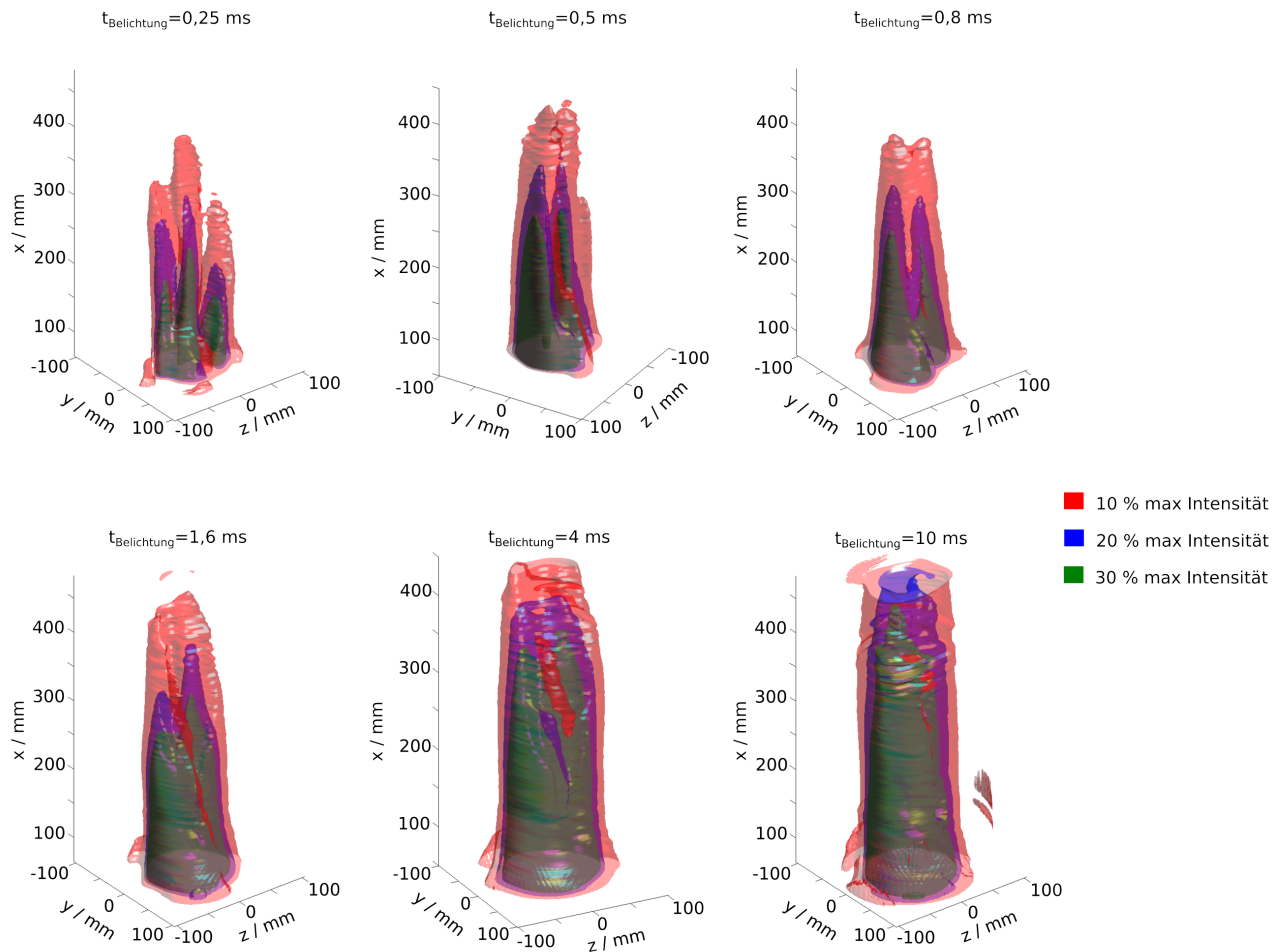
##### 4.3.1. Tomographisch aufgelöstes Strahlungsfeld

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der tomographischen Messungen dargestellt. Die Rekonstruktion von lokalen Intensitäten wurde durch Anwendung des in Abschnitt 2.3.4 vorgestellten Inversionsalgorithmus durchgeführt. In Bild 4.8 sind rekonstruierte Strahlungsfelder gezeigt, die aus Messungen der Gesamtemission des Plasmastrahls mithilfe der Spiegelreflexkamera hervorgehen. Eine Vielzahl an Belichtungszeiten zwischen 0,25 ms und 10 ms wurde verwendet, um das transiente Strömungsverhalten zu untersuchen. Die Rekonstruktion umfasst den Bereich  $65\text{ mm} < x < 490\text{ mm}$ . In Bild 4.8 sind Strahlungsfelder dargestellt, die mit acht verschiedenen Belichtungszeiten gemessen wurden. Das Bild stellt jeweils die Flächen gleicher Emissionsintensität (10 %, 20 % und 30 %) dar. In dieser Darstellung verläuft die Strömungsrichtung von unten nach oben. Es ist gut zu erkennen, dass bei kleinen Belichtungszeiten eine ausgeprägte Asymmetrie gemessen wird, die sich mit ansteigender Belichtungszeit stetig verringert. So scheint das Strahlungsfeld bei einer Belichtungszeit von 10 ms bereits sehr nahe an einer Rotationssymmetrie zu sein. Hingegen weisen die Strahlungsfelder, welche mit sehr kurzen Belichtungszeiten

---

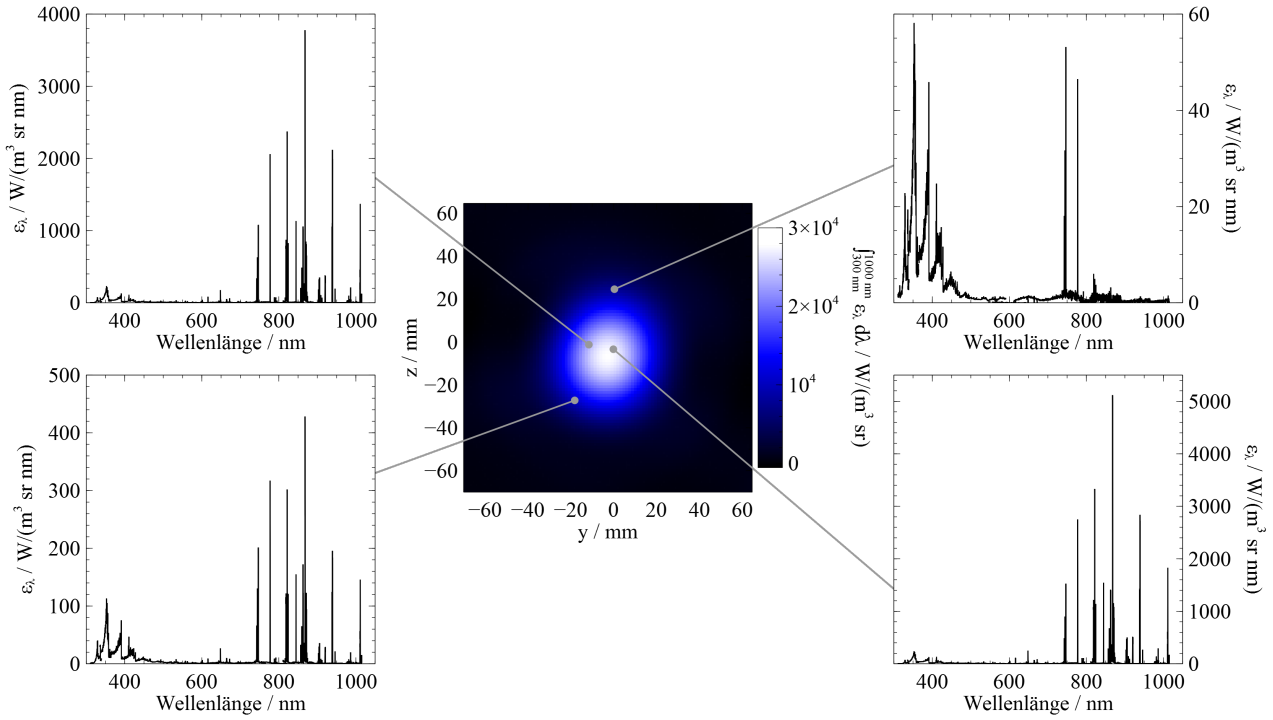
<sup>13</sup> Olympus E-1

<sup>14</sup> Olympus Zuiko Digital 14-54 mm 1:2.8-3.5



**Bild 4.8.:** Dreidimensionale Rekonstruktion des Plasmastrahls bei unterschiedlichen Belichtungszeiten.

gemessen wurden, einzelne Fäden hoher Intensität auf. Diese lokalen Intensitätsmaxima sind das Ergebnis eines diffusen Ansatzens des Lichtbogens an der Anode. Dieses Verhalten ist notwendig, um Brennflecke, das heißt das Aufschmelzen von Kupfer, auf der Anode zu vermeiden. Beim nominellen Generatorverhalten setzt der Lichtbogen für sehr kurze Zeit an einer gewissen Stelle der Anode an. Ein Paschen-Durchbruch geschieht, wodurch zwischen den beiden Elektroden ein Plasma gezündet wird. Wie in Abschnitt 3.1 dargestellt, wird kaltes Stickstoffgas durch den Lichtbogen geblasen, welches angeregt wird und daher stromab Strahlung emittiert. Da der Lichtbogen nur an einer gewissen Anodenstelle ansetzt, ist dieser beschriebene Anregungsprozess ein lokales Phänomen. Nach der Zündung des Lichtbogens wird das Plasma durch die Düse ausgeblasen und der Lichtbogen setzt an anderen Stellen der Anode diffus an und wiederholt diesen Prozess [120]. Dieses Verhalten wurde auch experimentell von Zander et al. mithilfe von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Plasmaemission nachgewiesen [121]. Jeder so entstandene Ansatz des Lichtbogens erzeugt ein lokal begrenztes Plasma, welches sich stromab bewegt und dabei Strahlung emittiert. Stromab verringert sich die Intensität der Emission stetig, da die Strahlenthalpie durch Beimischung von kalter Umgebungsluft mit steigendem Düsenabstand immer weiter verringert wird [34]. Der zurückgelegte Weg des Plasmas ist dann in der tomographischen Rekonstruktion als Faden hoher Intensität sichtbar, der stromab immer schwächer wird. Mit steigender Belichtungszeit der Messung werden immer mehr Fäden aufgenommen, welche sich überlagern. Schlussendlich überlagern sich bei langen Belichtungszeiten, zum Bei-



**Bild 4.9.:** Tomographisch und spektral aufgelöste Strahlung des Strömungsquerschnitts bei  $x = 260$  mm.

spiel bei 10 ms in Bild 4.8, genug Fäden, um eine rotationssymmetrische Plasmaform erkennen zu lassen. Die vorliegenden Messungen beweisen experimentell, dass das Generatorverhalten, wie gewünscht, zu einem Profil führt, das sich immer weiter der Rotationssymmetrie annähert.

In Bild 4.9 ist das Strahlungsfeld im Freistrahlschnitt bei  $x = 260$  mm dargestellt. Diese Messung wurde mit dem spektroskopischen System durchgeführt, wodurch das Strahlungsfeld auch spektral aufgelöst ist. In Bild 4.9 ist die räumliche Verteilung der spektral integrierten Emission von 300 nm bis 1000 nm dargestellt. Für jedes einzelne Pixel des dargestellten Querschnitts wurde ein Spektrum gemessen. Dies ist exemplarisch für vier verschiedene Punkte im Strahlungsfeld gezeigt. Die Belichtungszeiten, die hierbei verwendet wurden, liegen im Bereich von Sekunden und damit einige Größenordnungen über den Messungen mit der Spiegelreflexkamera. Wie in Bild 4.9 eindeutig zu sehen ist, ist die gemessene Profilform sehr nahe an einer Rotationssymmetrie, wie es aus den vorherigen Untersuchungen zu erwarten war. Mögliche Gründe für die leichte Abweichung von einer Rotationssymmetrie sind eine Inhomogenität in der Gaszufuhr, geometrische Unregelmäßigkeiten oder eine bevorzugte Ansatzstelle des Lichtbogens.

Die vorgestellte Analyse hat gezeigt, dass die Annahme einer rotationssymmetrischen Strömung für die verwendeten langen Belichtungszeiten von einigen Sekunden weitgehend gültig ist. Die Abweichungen von der Rotationssymmetrie sind sehr gering. Somit wurde erstmals experimentell belegt, dass die Anwendung einer Abel-Transformation zur Rekonstruktion von lokalen Emissionskoeffizienten zulässig ist [151].

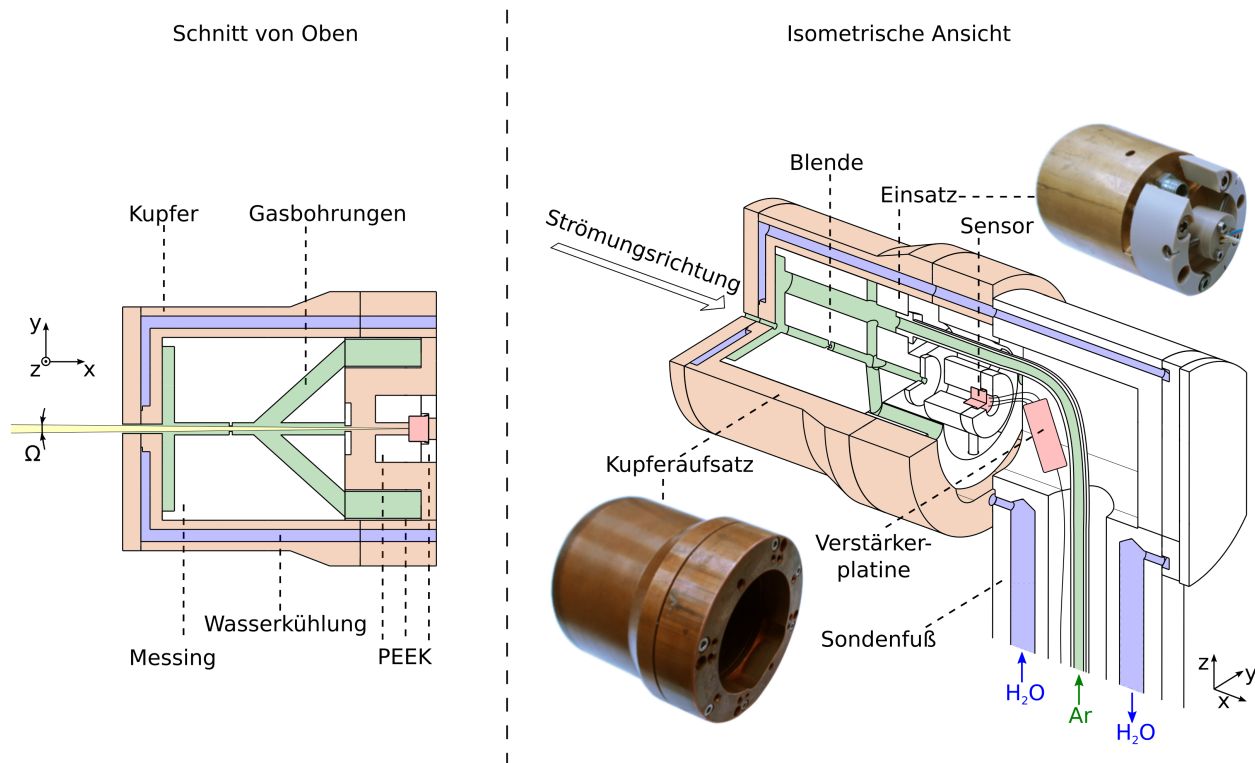


Bild 4.10.: Prinzipskizze der Radiometriesonde.

## 4.4. Radiometrie

In diesem Abschnitt wird der experimentelle Aufbau für radiometrische Messungen im Plasmawindkanal vorgestellt. Das Ziel des Experiments ist die Bestimmung der absoluten Strahlungswärmestromdichte auf den Staupunkt der in dieser Arbeit verwendeten Sonde ( $d = 80 \text{ mm}$ ). Wie in Kapitel 2.3.3 beschrieben, kann mithilfe einer radiometrischen Sonde die Strahlung über einen weiten spektralen Bereich integral gemessen werden. Da der Großteil des Strahlungswärmestroms beim atmosphärischen Wiedereintritt aus dem VUV stammt, soll diese spektrale Region von der Messung ebenfalls erfasst werden. Für die Messungen der vorliegenden Arbeit wurde, basierend auf dem Konzept von Röck, eine neue Sonde konstruiert [36]. Da eine Luftströmung untersucht wird, stellt die Absorption von VUV-Strahlung durch molekularen Sauerstoff innerhalb der Sonde ein Problem dar. Deshalb wird das Sondeninnere mit für VUV-Strahlung durchlässigem Argon gespült. Analog zur Arbeit von Röck werden zwei Sensorkonfigurationen verwendet. Ein fensterloser Sensor, welcher einen sehr großen spektralen Bereich erfasst und dazu in der Lage ist, den gesamten Spektralbereich im VUV ( $> 100 \text{ nm}$ ) zu messen. Weiterhin wird ein baugleicher Sensor verwendet, der allerdings mit einem UV-Quarzfenster versehen ist, sodass Strahlung mit Wellenlängen unter  $150 \text{ nm}$  geblockt wird. Aus der Differenz der beiden Messungen kann der kurzwellige Bereich des VUV isoliert werden. Die Sensoren weisen eine konstante Wellenlängenabhängigkeit im Bereich zwischen  $100 \text{ nm}$  und  $100 \mu\text{m}$  auf [152]. Eine Übersicht des Aufbaus ist in Bild 4.10 dargestellt und die zugehörigen Eigenschaften sind in Tabelle 4.6 zusammengefasst.

Der äußere wassergekühlte Kupferaufsatz der Radiometriesonde ist bis auf das Bohrloch im Staupunkt identisch mit dem Aufsatz zur VUV-Emissionsspektroskopie. Für die radiometrische Messung ist das Bohrloch gerade, das heißt entlang der Symmetrieachse der Sonde ausgeführt.

**Tabelle 4.6.:** Eigenschaften der Radiometriesonde.

| Parameter                                                                         | Mit Fenster                        | Ohne Fenster                       |
|-----------------------------------------------------------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|
| Sensorgröße <sup>b</sup> / mm                                                     | 2×2                                | 2×2                                |
| Empfindlichkeit <sup>b</sup> (23°C) / V W <sup>-1</sup>                           | 18,9                               | 18,9                               |
| Verstärkungsfaktor                                                                | 125                                | 125                                |
| Temperaturkoeffizient <sup>a</sup> / K <sup>-1</sup>                              | 0,0076                             | 0,0192                             |
| Zeitkonstante <sup>b</sup> / ms                                                   | 85                                 | 85                                 |
| Messbereich <sup>b</sup> / nm                                                     | 150 - 2700                         | 100 - 100000                       |
| Linearer Bereich <sup>b</sup> / W m <sup>-2</sup>                                 | 10 <sup>-2</sup> - 10 <sup>3</sup> | 10 <sup>-2</sup> - 10 <sup>3</sup> |
| Raumwinkel / sr                                                                   | 0,000233                           | 0,000233                           |
| Fenstertransmission <sup>b</sup>                                                  | 0,85                               | -                                  |
| Argonmassenstrom <sup>a</sup> / mg s <sup>-1</sup>                                | 100                                | 100                                |
| Kalibrierfaktor <sup>a</sup> / W m <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup> V <sup>-1</sup> | 4,84 · 10 <sup>4</sup>             | 4,68 · 10 <sup>5</sup>             |

<sup>a</sup> Gemessene Werte.<sup>b</sup> Datenblatt des Herstellers [152].

Im Inneren der Sonde befindet sich ein Einsatz, in dem der Sensor<sup>15</sup> montiert ist. Der Sensor ist in einem kleinen inneren Gehäuse aus Polyetheretherketon (PEEK) eingespannt, welches in der Mitte des Sensorinneren von drei Schrauben gehalten wird. Diese Konstruktion verhindert, aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit von PEEK ( $\lambda_{\text{PEEK}} = 0,25 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ) und der umgebenden Luft ( $\lambda_{\text{Luft}} = 0,026 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ), einen signifikanten Wärmeübergang vom Sensor zur restlichen Sonde. Der vordere Teil des Einsatzes ist aus Messing gefertigt, damit Wärme, welche vom heißen Plasma durch das Bohrloch in das Sondeninnere gelangt, möglichst effektiv an die Wasserkühlung abgeleitet werden kann. Dadurch soll verhindert werden, dass sich der Sensor durch einen konvektiven Wärmeeintrag aufheizt. Der optische Pfad zwischen Sensor und Plasma ist durch ein gerades Bohrloch realisiert, wobei der erfasste Raumwinkel durch eine Blende ( $d = 1 \text{ mm}$ ) im Inneren des Bohrlochs begrenzt wird. Um zu verhindern, dass der Gasstrom<sup>16</sup> der Argonspülung zu einem zusätzlichen konvektiven Wärmeübergang zwischen Argon und Sensorfläche führt, ist der Sondereinsatz von verschiedenen Bohrungen durchsetzt, die den größten Anteil des Massenstroms der Gasspülung an der Seite des Sensorgehäuses vorbeiführen. Die Ausgangsspannung der Thermosäule wird analog verstärkt und mithilfe des Messprogramms der PWK Datenerfassung aufgezeichnet. Schließlich wird die gemessene Strahldichte, analog zur ASTM Standardmethode, mit  $2\pi$  multipliziert, um die gesamte Strahlungswärmestromdichte auf den Sondenstapunkt zu erhalten [132].

#### 4.4.1. Kalibrierung

Die Zielgröße der Kalibrierung des optischen Aufbaus ist die Strahldichte des Plasmas, die vom Stapunkt aus gesehen wird. Analog zur Kalibrierung der emissionsspektroskopischen Systeme erfolgt die Kalibrierung des radiometrischen Systems mit einer Quelle bekannter Strahldichte. Aufgrund der vergleichsweise geringen Leistung können die bisher verwendeten Kalibrierlam-

<sup>15</sup> Dexter Research Thermosäule 2M mit Thermistor DC-4007<sup>16</sup> Durchflussregler Tylan FC-262



pen hierfür nicht benutzt werden. Es wird stattdessen ein Laser<sup>17</sup> als Strahlungsquelle verwendet [153]. Ein Problem der Kalibrierung mit einem Laser ist die Tatsache, dass die Strahlung kollimiert ist, wohingegen die Strahlung aus dem Plasma diffus in alle Richtungen strahlt. In der Dissertation von Röck wurde dieses Problem umgangen, indem der Raumwinkel  $\Omega$  aus der Geometrie berechnet wird und so künstlich in der Kalibrierung berücksichtigt ist [36]. In dieser Arbeit wird ein alternativer Ansatz verfolgt: Unmittelbar vor dem Bohrloch der Sonde wird ein optischer Diffusor<sup>18</sup> platziert, auf den die Laserstrahlung trifft. Jeder einzelne Strahl der kollimierten Strahlung wird nach dem Diffusor in einem Kegel des Öffnungswinkels von  $20^\circ$  gleichmäßig verteilt, was einem Raumwinkel von  $\Omega_{\text{Diffusor}} = 0,0955 \text{ sr}$  entspricht. Da die Sensorantwort vom umgebenden Gas und dem herrschenden Druck abhängt, werden diese Bedingungen bei der Kalibrierung ebenfalls hergestellt [98]. Der gesamte Sondenkopf wird daher in einer Vakuumkammer eingeschlossen, die mit einem Fenster<sup>19</sup> ausgestattet ist, welches die Laserstrahlung transmittiert. Über Flansche sind Durchführungen für das Spülgas und das elektrische Sensorsignal realisiert. Der im Versuch herrschende Tankdruck<sup>20</sup>, sowie der Argonmassenstrom werden eingestellt und das System wird vom Laser bestrahlt. Die Strahldichte, die nach dem Diffusor auf die Sonde fällt, wird mit

$$L_{\text{kal}} = \tau_{\text{Diffusor}} \tau_{\text{Quarz}} \frac{\dot{q}_{\text{Laser}}}{\Omega_{\text{Diffusor}}} \quad \text{mit} \quad \dot{q}_{\text{Laser}} = \frac{P_{\text{Laser}}}{A} \quad (4.3)$$

berechnet, wobei  $P_{\text{Laser}}$  die Laserleistung und  $A$  die bestrahlte Fläche ist. Der Vorteil einer solchen Vorgehensweise ist, dass kleine Abweichungen im Einbau, Reflexionen im Inneren der Sonde oder Fertigungsungenauigkeiten keine Rolle spielen, da diese in der Kalibrierung enthalten sind.

Die Temperatur des Argonspülgesetzes ist leicht von der Temperatur des Sensors verschieden. Aufgrund der Wärmeübertragung zwischen Gas und Sensor kommt es daher während Kalibrierung beziehungsweise Messung zu einer Signalerhöhung, nachdem das Spülgas aktiviert wird. Dieser Offset der Ausgangsspannung  $U_{\text{off}}$  verhält sich über die Zeit konstant. Daher wird für die weitere Auswertung des Sensorsignals nur die Differenz von diesem Wert weiterverarbeitet. Die Berücksichtigung des Offsets ist beim fensterlosen Sensor relevant, da in diesem Fall der Wärmeübergang zwischen den warmen Verbindungsstellen der Thermosäule und dem umgebenden Gas sehr viel effektiver ist, als im Fall des Sensors mit Fenster. Bild 4.11 zeigt die Ausgangsspannung der Sensoren in Abhängigkeit der Strahldichte, die auf die Sonde einwirkt. Beide Sensoren verhalten sich linear. Die Steigung der Geraden entspricht dem Kalibrierfaktor, der mit

$$k_{\text{kal}}(T) = \frac{L_{\text{kal}}}{(U_{\text{mess}} - U_{\text{off}}) (1 + K_T \cdot (T_{\text{kal}} - T_{\text{Sensor}}))} \quad (4.4)$$

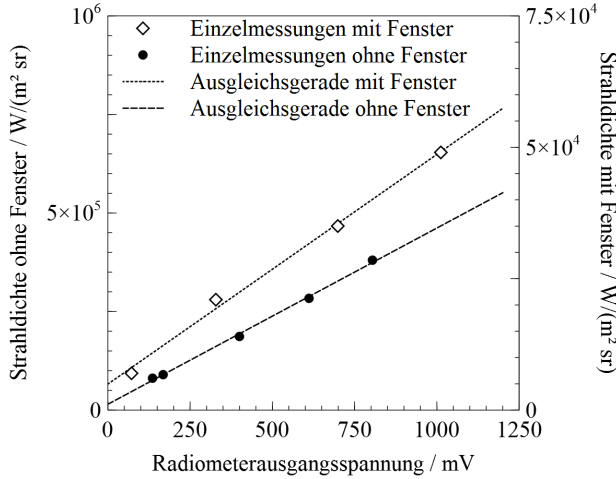
berechnet wird, wobei  $U_{\text{mess}}$  die gemessene Ausgangsspannung des Systems,  $K_T$  ein Temperaturkoeffizient,  $T_{\text{kal}}$  die Sensortemperatur bei der Kalibrierung und  $T_{\text{Sensor}}$  die durch den Thermistor gemessene Sensortemperatur ist. Der Temperaturkoeffizient berücksichtigt die Abhängigkeit der Sensitivität von der Sensortemperatur. In Bild 4.12 ist die Sensorausgangsspannung für den Fall einer konstanten Strahldichte von  $4,90 \cdot 10^4 \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ , jedoch variierender Sensortemperatur dargestellt. Die Sensortemperatur wurde zwischen den einzelnen Kalibriermessun-

<sup>17</sup> *Laserline* LDM 500-100,  $\lambda_{\text{Laser}} = 980 \text{ nm}$

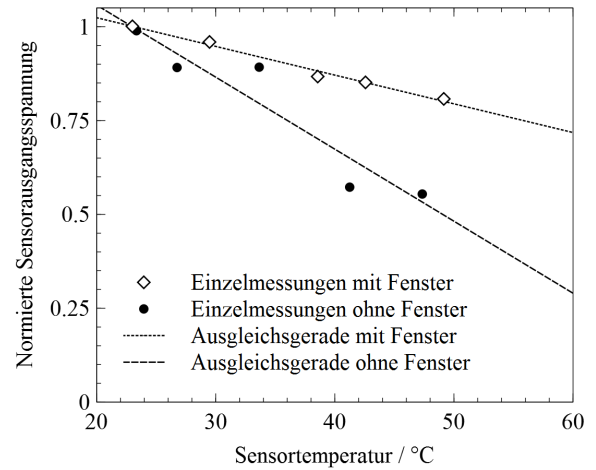
<sup>18</sup> *Thorlabs* ED1-C20-MD,  $\tau_{\text{Diffusor}}(\lambda_{\text{Laser}}) = 0,9$

<sup>19</sup> *Quarz*  $\tau_{\text{Quarz}}(\lambda_{\text{Laser}}) = 0,93$

<sup>20</sup> Druckmessdose: *MKS Instruments* 622AX1MDE (100 mbar)



**Bild 4.11.:** Radiometerausgangsspannung in Abhängigkeit der einfallenden Strahldichte.



**Bild 4.12.:** Einfluss der Sensortemperatur auf den Kalibrierfaktor.

gen jeweils durch die Heizung des Sensors mithilfe eines Heißluftföhns erhöht. Je höher die Sensortemperatur, also die Temperatur der kalten Verbindungsstellen, desto geringer ist der Temperaturgradient zwischen warmen und kalten Verbindungsstellen, wenn Strahlung auf die Absorptionsschicht des Sensors fällt. Dadurch sinkt die Ausgangsspannung des Systems, was in Bild 4.12 ersichtlich wird. Die Steigung der dargestellten Ausgleichsgerade entspricht dabei dem Temperaturkoeffizienten  $K_T$  in Gleichung (4.4). Es ist auffällig, dass der Unterschied der Kalibrierfaktoren der beiden Sensoren etwa eine Größenordnung beträgt. Der Sensor mit Fenster ist deutlich sensitiver, möglicherweise durch die Gasfüllung im Inneren oder die Verhinderung von Degradation der Absorptionsschicht an der Luft. Die Temperaturabhängigkeit beider Sensoren unterscheidet sich ebenfalls. Die Ausgangsspannung des fensterlosen Sensors hängt stärker von der Temperatur ab. Offenbar stellt sich im Sensor mit Fenster leichter ein thermodynamisches Gleichgewicht zwischen kalten und warmen Verbindungsstellen ein, wodurch die Sensitivität für eintreffende Strahlung erhöht ist.

Bei der Auswertung von Messdaten eines Versuchs wird für jeden einzelnen Zeitschritt der zugehörige Kalibrierfaktor bestimmt, wobei die jeweilige Sensortemperatur entsprechend Gleichung (4.4) berücksichtigt wird. Dieser Kalibrierfaktor wird mit der Differenz  $U_{\text{mess}} - U_{\text{off}}$  multipliziert, um die Signalerhöhung durch den konvektiven Wärmestrom aufgrund des Argonspülgases auszuschließen. Der Offset der Spannung  $U_{\text{off}}$  wird vor dem Verfahren der Sonde gemessen, während sie neben dem Plasmastrahl steht und der korrekte Durchfluss an Argon eingestellt ist.

Im folgenden Kapitel werden die Messdaten vorgestellt, die mithilfe der diskutierten experimentellen Aufbauten erfasst wurden. Weiterhin werden die unterschiedlichen Methoden dargestellt, mit denen die gemessenen Spektren analysiert werden. Dadurch wird ermöglicht, thermodynamische Eigenschaften des Plasmas zu deduzieren.

## 5. Auswertung der Emissionsspektren

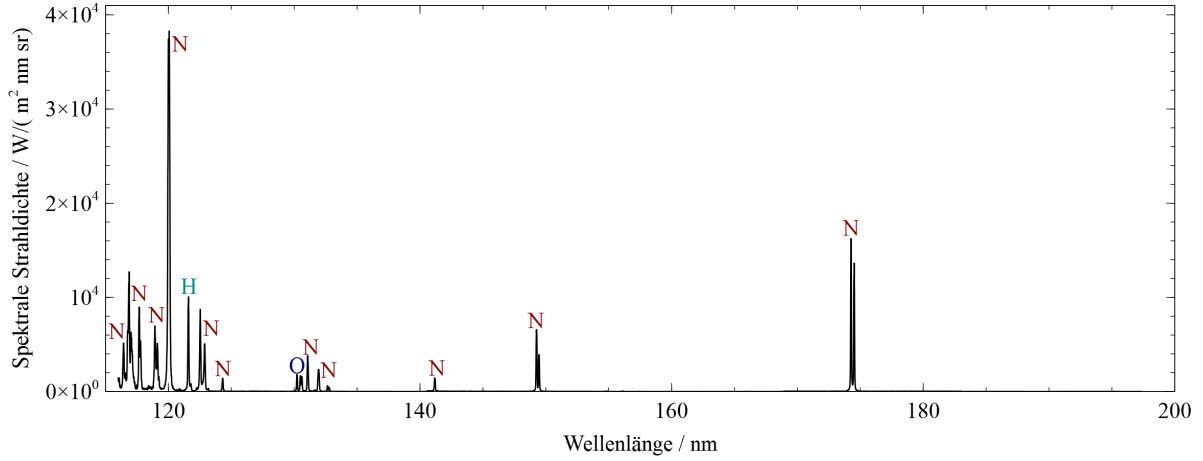
Spektroskopische Messungen in hochenthalpen Strömungen werden mit diversen Zielstellungen durchgeführt. Ist der Strömungszustand bekannt, so können Messdaten beispielsweise dazu verwendet werden, numerische Modelle zu verfeinern oder physikalische Konstanten zu bestimmen [69, 8, 154, 74]. Bevor derartige Untersuchungen sinnvoll sind, stellt sich allerdings die grundlegende Frage nach dem thermodynamischen und chemischen Zustand des untersuchten Plasmas [34, 37, 35]. Die vorliegende Arbeit ist als klassische experimentelle Studie über die physikalischen Prozesse bei hochenthalpen Strömungen konzipiert. Die dabei aus den Bodentestanlagen gewonnenen Erkenntnisse sollen zum Verständnis der tatsächlichen Wiedereintrittsströmungen beitragen. Hierfür sind quantitative Messungen notwendig. Daher wird in den Untersuchungen dieser Arbeit eine experimentelle Strategie verfolgt, bei der die Charakterisierung der Strömung der essentielle Bestandteil ist. Die detaillierte Analyse bestimmter Strömungsparameter bildet dabei die Grundlage, aus der neue Erkenntnisse gewonnen werden sollen. Zum Beispiel werden die experimentell bestimmten thermodynamischen Parameter verwendet, um den Einfluss von ablativen Materialien auf den Grenzschichtzustand zu quantifizieren oder einen Vergleich zwischen numerischen Simulationen des Flugs und experimenteller Simulation zu ziehen. Deshalb wird in dieser Dissertation ein großes Gewicht auf die Methodik zur Auswertung der Messdaten gelegt, die im vorliegenden Kapitel beschrieben wird.

Ziel dieser Analyse ist eine möglichst vollständige Charakterisierung unter Berücksichtigung thermischen und chemischen Nichtgleichgewichts des Plasmas. Die zentrale Größe dieser Untersuchung ist hierbei die lokale massenspezifische Enthalpie, die auch eine notwendige Randbedingung für die Erfüllung der verwendeten Ähnlichkeitstheorie ist [33]. In einem Nichtgleichgewicht berechnet sich die massenspezifische Enthalpie durch

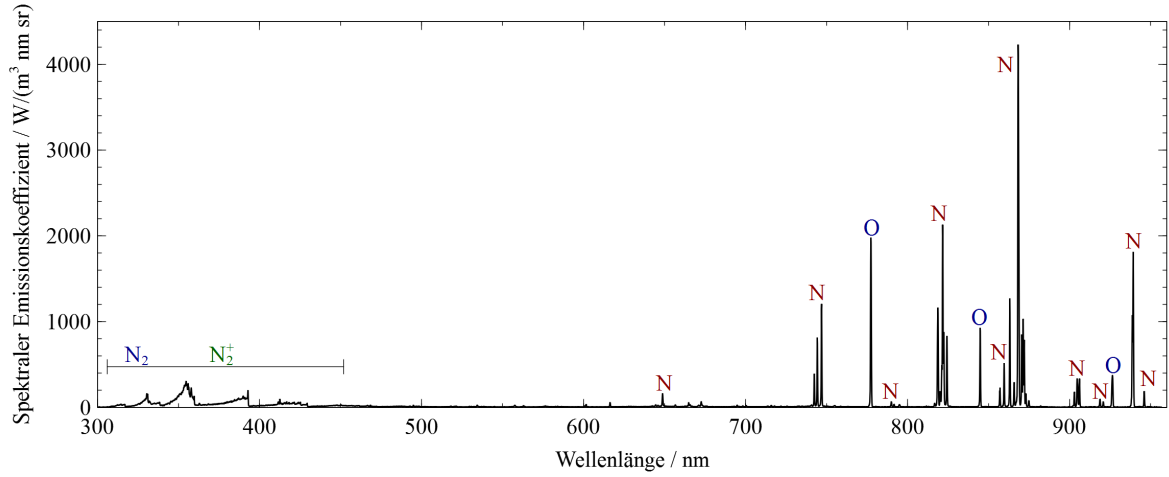
$$\begin{aligned}
 h_{\text{ges}} = & \underbrace{\frac{v^2}{2}}_{h_{\text{kinetisch}}} + \underbrace{\sum_i^{\text{Spezies}} \xi_i \cdot h_{\text{Bildung},i}}_{h_{\text{chemisch}}} + \underbrace{c_{p,\text{rot+trans}} \cdot T_{\text{rot,trans}}}_{h_{\text{thermisch}}} + \\
 & \underbrace{\sum_i^{\text{Moleküle}} \xi_i \cdot \frac{R_i \cdot \theta_{\text{vib},i}}{e^{\frac{\theta_{\text{vib},i}}{T_{\text{vib}}}} - 1}}_{h_{\text{vibratorisch}}} + \underbrace{\sum_i^{\text{Spezies}} \xi_i \cdot \frac{R_i \sum_j \theta_{\text{el},j} \cdot e^{\frac{-\theta_{\text{el},j}}{T_{\text{el}}}}}{Q_{\text{el}}}}_{h_{\text{elektronisch}}},
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

mit der spezifischen Gaskonstante  $R$ , der Strömungsgeschwindigkeit  $v$ , des Massenbruchs  $\xi$ , der Bildungsenthalpie  $h_{\text{Bildung}}$  und der charakteristischen Temperaturen für Vibration und elektronische Anregung  $\theta_{\text{vib}}$  und  $\theta_{\text{el}}$  [37, 34]. Dabei berücksichtigt die spezifische Wärmekapazität  $c_{p,\text{rot+trans}}$  rotatorische und translatorische Freiheitsgrade durch

$$c_{p,\text{rot+trans}} = \frac{f_M + 2}{2} \frac{\Re}{M_M}, \tag{5.2}$$



**Bild 5.1.:** Kalibriertes, gemessenes VUV-Spektrum vor einer Kupfersonde.

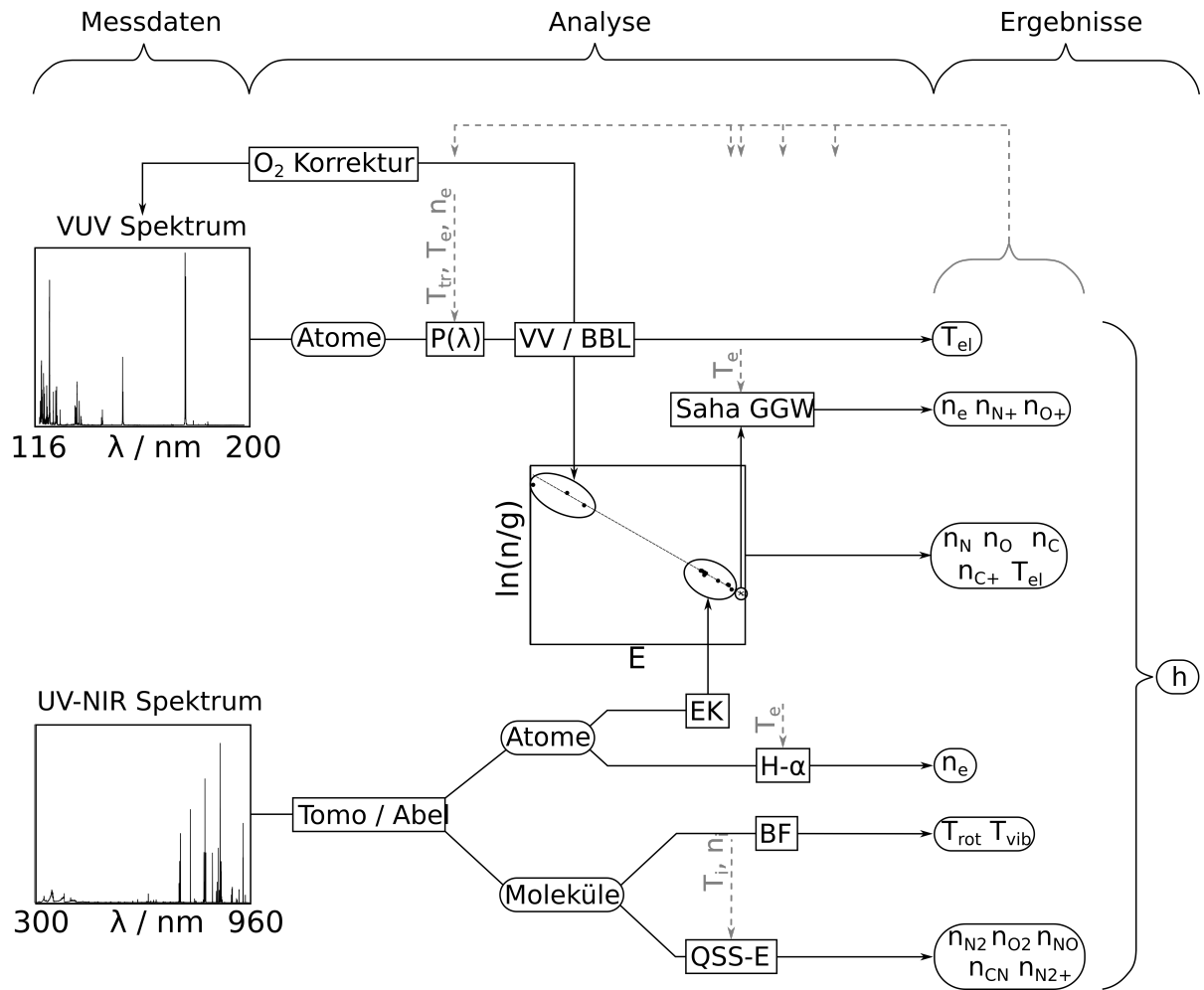


**Bild 5.2.:** Typisches Emissionsspektrum im UV–NIR Bereich nach Abel-Transformation.

mit der mittleren molaren Masse  $M_M$  und dem Mittelwert der rotatorisch translatorischen Freiheitsgrade

$$f_M = \sum_i^{\text{Spezies}} \psi_i \cdot f_{\text{rot,trans}}. \quad (5.3)$$

Hierbei sind  $\psi_i$  die jeweiligen Molanteile der einzelnen Spezies [34]. Gleichung (5.1) ist eine Bilanz aller Moden, in welchen Energie aufgenommen werden kann. Um diese Bilanz auszuwerten, müssen alle Teilchendichten der beteiligten Spezies sowie deren Anregungs- und Schwerteilchentemperaturen gemessen werden. Zu diesem Zweck werden zahlreiche spektroskopische Auswertungsmethoden verwendet, die sich in drei Unterkategorien gliedern lassen: Bestimmung von Besetzungsdichten, Anregungstemperaturen und Teilchendichten. Ein Großteil der Methoden wurde auch durch Messungen am Expansionswindkanal X2 am Centre for Hypersonics (UQ) validiert [155]. Im Folgenden wird das Gesamtverfahren der Auswertung für die Strömung in PWK1 beschrieben, gefolgt von der detaillierten Beschreibung jeder einzelnen Methode, die darin verwendet wird.



**Bild 5.3.:** Auswertungsschema der emissionsspektroskopischen Messungen. VV: Verzweigungsverhältnis; BBL: Black Body Limit; Saha GW: Saha Gleichgewicht; EK: Emissionskoeffizient;  $H-\alpha$ : Balmer- $\alpha$  Stark-Breite; BF: Bandenform; QSS-E: Quasi Steady State Extrapolation.

Die gemessenen Spektren setzen sich aus einer Vielzahl von strahlenden Übergängen der Schwerteilchen zusammen. Diese Komplexität ist gleichzeitig einer der großen Vorteile der Emissionsspektroskopie, da in einer Messung des untersuchten Spektralbereichs eine große Fülle an Informationen über das Strömungsfeld versteckt ist. Das gemessene VUV-Spektrum vor einer Kupfersonde ist in Bild 5.1 dargestellt. Zusätzlich ist in Bild 5.2 ein typisches Emissionsspektrum im UV-NIR Regime gezeigt. Hierbei wird deutlich, wie viele verschiedene Strahlungsübergänge unterschiedlicher Spezies zugänglich sind, die für die Analyse der Plasmaströmung genutzt werden. Wie in Kapitel 2 vorgestellt, hängt die emittierte Strahlung stark von den thermodynamischen Verhältnissen der Strömung ab. Dieser Umstand wird genutzt, indem einzelne Effekte isoliert betrachtet werden und auf die jeweils bestimmenden thermodynamischen Größen zurückgeschlossen wird. Viele der betrachteten Effekte sind stark nichtlinear und hängen von verschiedenen Parametern ab. Deshalb ist es häufig nicht möglich, eine einzelne Strömungsgröße völlig unabhängig von den restlichen Parametern zu bestimmen, weswegen für die Gesamtauswertung ein iterativer Ansatz verwendet wird.

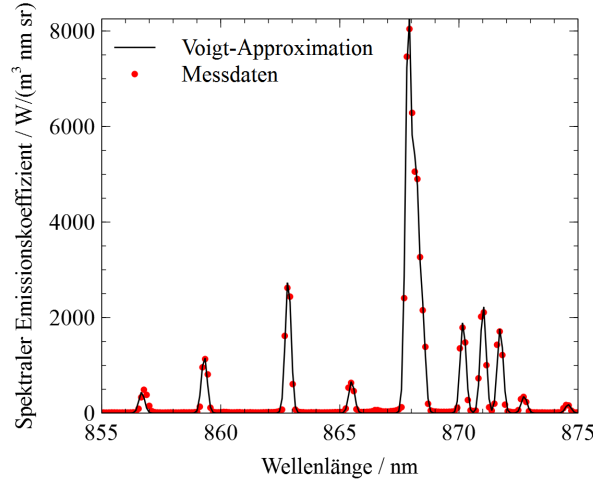
Bild 5.3 zeigt das Auswertungsschema der emissionsspektroskopischen Messungen. Bei der Analyse der VUV-Spektren wird die gemessene spektrale Strahldichte betrachtet, während bei der Analyse der UV-NIR-Strahlung lokale Emissionskoeffizienten verwendet werden. Emissions-

koeffizienten werden mithilfe der Abel-Transformation beziehungsweise der tomographischen Rekonstruktion ermittelt (siehe Kapitel 2.3.4). Die Auswertung unterteilt sich in die Analyse atomarer und molekularer Strahlung. Für die Analyse der Atome werden sowohl VUV als auch UV-NIR Spektren verwendet, da in beiden spektralen Regionen starke Atomlinien vorhanden sind. Aus dem VUV-Spektrum werden mithilfe des Verzweigungsverhältnisses (Abschnitt 5.1.2) und der Black Body Limit Extrapolation (Abschnitt 5.1.3) Besetzungsdichten unterer Zustände bestimmt, und eine Korrektur des VUV-Spektrums vorgenommen, die die Strahlungsabsorption durch molekularen Sauerstoff im Sondenbohrloch berücksichtigt (Abschnitt 5.1.3) [56, 156, 157, 146]. Dafür werden die spektralen Linienprofile der Atomlinien  $P(\lambda)$  benötigt, die mithilfe der gemessenen Temperaturen und Elektronendichten bestimmt werden [49, 81]. Weiterhin wird das Black Body Limit zur Bestimmung der elektronischen Anregungstemperatur verwendet (Abschnitt 5.2.1) [158, 154]. Besetzungsdichten oberer Zustände werden mithilfe des lokalen Emissionskoeffizienten (Abschnitt 5.1.1) aus dem UV-NIR Spektrum gewonnen [49, 37]. Die Auftragung aller gemessenen Besetzungsdichten in einem Boltzmann-Plot erlaubt es, die elektronische Anregungstemperatur (Abschnitt 5.2.2) und absolute Teilchendichten der untersuchten Atome zu bestimmen [42]. Die Anwendung eines Saha-Gleichgewichts auf die Daten des Boltzmann-Plots (Abschnitt 5.3.1) erlaubt, die Elektronen- sowie die Ionendichte von Stickstoff- und Sauerstoffatomen zu bestimmen, wobei die Elektronentemperatur als Eingangswert benötigt wird [78, 155]. Ebenso wird die Elektronentemperatur verwendet, um durch spektrale Analyse der Balmer- $\alpha$  Wasserstofflinie auf die Elektronendichte zu schließen (Abschnitt 5.3) [80]. Die Bandenform der molekularen Strahlung wird dazu genutzt, molekulare Anregungstemperaturen zu bestimmen (Abschnitt 5.2.3). Schließlich werden alle gemessenen Temperaturen und Teilchendichten dazu genutzt, von der Emission der untersuchten Moleküle auf deren absolute Teilchendichte zu schließen, was mithilfe der Quasi Steady State Extrapolation erreicht wird (Abschnitt 5.1.4). Die Gesamtheit der Messdaten wird dazu verwendet, die lokale spezifische Enthalpie der Strömung zu berechnen (Abschnitt 5.4) [35].

Weiterhin soll die Verlässlichkeit der einzelnen Methoden untersucht werden, was mithilfe einer Unsicherheitsanalyse bewerkstelligt wird. Aus dieser Analyse folgt die Messunsicherheit jeder einzelnen Methode für einen repräsentativen Strömungszustand, wobei verschiedene Ursachen betrachtet werden. Darunter fallen Unsicherheiten in der Detektion und Kalibrierung sowie Einflüsse von physikalischen Literatur- oder Messwerten. Da nahezu jede Methode auf computergestützten Algorithmen basiert, ist eine rein analytische Behandlung der Fehlerfortpflanzung nicht möglich [159]. Stattdessen wird die Methode nach Moffat verwendet, bei der die Unsicherheit des Ergebnisses  $\Delta R$  anhand von

$$\Delta R = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left( \frac{\partial R}{\partial X_i} \Delta X_i \right)^2} \quad (5.4)$$

berechnet wird, wobei  $X_i$  die einzelnen Eingangswerte der Methode sind. Die jeweiligen Sensitivitäten  $\partial R / \partial X_i$  der Auswertungsmethode im Hinblick auf die Unsicherheiten in den Eingangswerten  $\Delta X_i$  werden dabei direkt durch Anwendung des Algorithmus ausgewertet [160]. Das Ergebnis dieser Analyse beschreibt die Messunsicherheit der jeweiligen Methode beim untersuchten Plasmazustand. Einflüsse der physikalischen Modellierung werden hierbei nicht berücksichtigt.



**Bild 5.4.:** Messdaten mit entsprechenden Voigt-Approximationen von atomaren Stickstoffmultipletts ( $x = 250$  mm,  $r=0$  mm).

## 5.1. Besetzungsdichte von Anregungszuständen

In diesem Abschnitt werden Methoden vorgestellt, durch welche die Besetzungsdichte von angeregten Zuständen bestimmt wird. Der Ausgangspunkt sind stets Spektrallinien, das heißt ein Übergang zwischen einem oberen und einem unteren energetischen Zustand. Deshalb sind bei der Betrachtung einer Spektrallinie nur diese beiden Zustände zugänglich. Je nach den Eigenschaften des Strahlungsfelds ist es sinnvoll, entweder auf die Besetzungsdichte des oberen oder des unteren Zustands einer Linie zu schließen. Alle in dieser Arbeit untersuchten atomaren Multipletts sind in Tabelle A.1 im Anhang zusammengefasst, wobei auch die verwendeten Methoden angedeutet sind, welche beim entsprechenden Multiplett Verwendung finden. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Methoden vorgestellt.

### 5.1.1. Oberere Zustände - lokaler Emissionskoeffizient

Die Besetzungsdichte des oberen Zustands eines Übergangs lässt sich aus dem entsprechenden lokalen Emissionskoeffizienten  $\varepsilon$  einer Linie beziehungsweise eines Multipletts ableiten [42]. Bei Atomen ist der lokale Emissionskoeffizient, entsprechend Gleichung (2.14), linear mit der Population des oberen Zustands verknüpft. Zur Bestimmung der Besetzungsdichte wird der spektrale Verlauf des lokalen spektralen Emissionskoeffizienten  $\varepsilon_\lambda(\lambda)$  jeder Linie eines gemessenen Multipletts durch eine Voigt-Funktion approximiert. Bild 5.4 zeigt einen Ausschnitt des NIR Spektrums, bei dem verschiedene Stickstoffmultipletts durch Voigt-Funktionen angenähert werden. Diese Funktionen werden spektral integriert, sodass die gesamte abgestrahlte Energie dieses Übergangs erfasst ist [75]. Die Bestimmung der Besetzungsdichte des oberen Zustands  $n_j$  erfolgt über die Umformulierung von Gleichung (2.14) zu

$$n_j = \frac{4\pi \lambda_0 \varepsilon}{A(j, i) h c}. \quad (5.5)$$

Im Fall der Messungen in PWK1 verhält sich die Strahlung im UV-NIR Bereich optisch dünn, wodurch Gleichung (5.5) auf die durch Abel-Transformation oder tomographische Rekonstruk-

tion ermittelten lokalen Emissionskoeffizienten direkt angewendet werden kann.

Für die Ermittlung der Unsicherheit der beschriebenen Methode werden die folgenden Ursachen für mögliche Messfehler betrachtet. Die Unsicherheit der spektralen Strahldichte der verwendeten Kalibrierlampe, die Unsicherheit des jeweiligen Einsteinkoeffizienten und die Unsicherheit des CCD-Sensor Signals, bestehend aus Rauschen des Dunkelstroms, Poisson'schem Schrotrauschen und Rauschen beim Auslesen [63, 62, 96, 94]. Zusätzlich wird eine Unsicherheit von 20 % für die korrekte Rekonstruktion von lokalen Emissionskoeffizienten durch die Abel-Transformation angenommen [161]. Die resultierenden Unsicherheitsmargen der in dieser Arbeit untersuchten Übergänge sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

**Tabelle 5.1.:** Unsicherheit von Besetzungsdichten (lokaler Emissionskoeffizient).

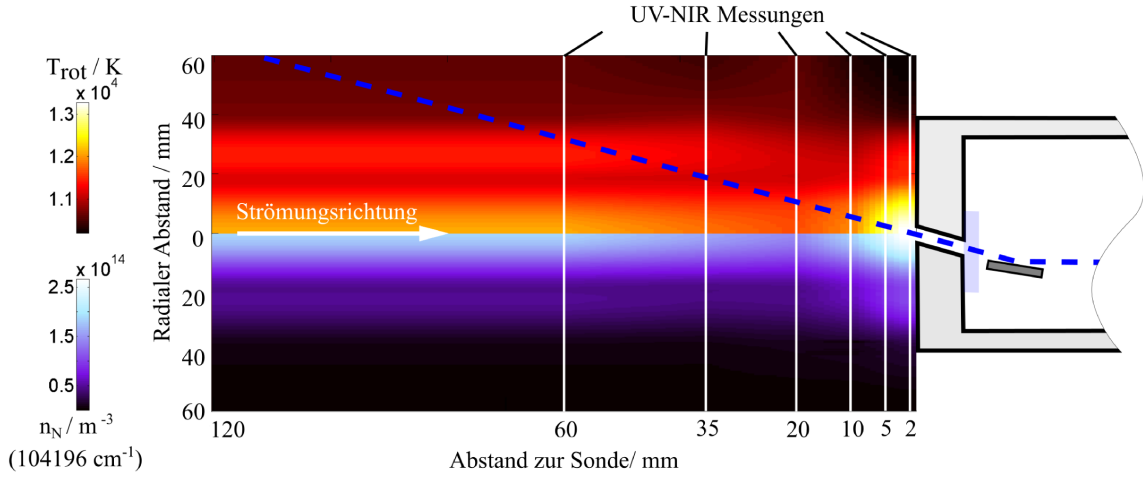
| Parameter    | Unsicherheit |
|--------------|--------------|
| $\Delta n_N$ | 20–23 %      |
| $\Delta n_O$ | 20–23 %      |
| $\Delta n_C$ | 54 %         |

### 5.1.2. Untere Zustände - Verzweigungsverhältnis

Anders als Besetzungsdichten oberer Zustände eines Strahlungsübergangs können untere Zustände nicht direkt über die Intensität der Emission bestimmt werden. Die Besetzungsdichte unterer Zustände ist, entsprechend Gleichung (2.22), ein Maß für die Stärke der Absorption der Spektrallinie. Daher wird deren Besetzungsdichte meist mithilfe absorptionsspektroskopischer Messverfahren bestimmt [162, 42, 163, 92, 164]. Das hier verwendete Verfahren nutzt die vom Plasma selbst emittierte VUV-Strahlung, um den absorbierten Anteil zu quantifizieren. Da alle Linien eines Emissionsmultipletts annähernd vom selben oberen Energiezustand ausgehen, ist das optisch dünne Verzweigungsverhältnis, also die relative Linienstärke der Linien eines Multipletts, nur von spektroskopischen Konstanten abhängig. Abweichungen davon entstehen durch Selbstabsorption im Plasma. Die einzelnen Linien haben verschiedene Absorptionsquerschnitte, die aufgrund der Nichtlinearität des Strahlungstransports zu unterschiedlich starker Absorption der einzelnen Linien führen. Das Verzweigungsverhältnis nach dem Strahlungstransport im Plasma wird nun genutzt, um auf die Stärke der Absorption und somit auf die Besetzungsdichte des unteren Zustands zu schließen. Bisher wurde dieses Verfahren für Edelgase, Silizium und Sauerstoff angewandt [165, 56, 166, 156, 167]. In dieser Arbeit wird ebenfalls atomarer Sauerstoff betrachtet, sowie die bisher nicht untersuchten Übergänge von atomarem Stickstoff sowie Kohlenstoff. Die grundsätzliche Vorgehensweise ist die Simulation des Strahlungstransports aller betrachteten Multipletts im Plasma mit anschließendem Vergleich zu den gewonnenen Messdaten. Dabei wird die in der Simulation verwendete Besetzungsdichte des unteren Zustands so lange variiert, bis die beste Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation erreicht ist [146]. Im Folgenden werden die Details dieser Simulation vorgestellt.

Die detektierte spektrale Strahldichte im VUV ist eine integrale Messung entlang der Sichtlinie des spektroskopischen Systems. Entlang dieser Linie wird der eindimensionale Strahlungstransport berechnet. Dazu sind die Verteilung der oberen und unteren Zustände und die spektrale Linienform auf der Sichtlinie notwendig [168]. Diese Parameter werden aus den gemessenen UV–NIR Spektren gewonnen. Im Falle der Messungen in PWK1 ist das dreidimensionale UV–NIR Strahlungsfeld vor der VUV-Sonde bekannt (siehe Abschnitt 4.2.2). Aus den jeweils gemessenen Spektren werden, wie in den folgenden Kapiteln beschrieben, die räumliche Verteilung von angeregten Zuständen, der elektronischen Anregungstemperatur und der Rotationstemperatur gewonnen. Die schematische Darstellung der Sichtlinie durch dieses Feld ist in Bild 5.5





**Bild 5.5.:** Prinzipdarstellung der VUV-Sonde mit gemessener Verteilung der Rotationstemperatur und Besetzungsdichte des  $2s^2 2p^2(^3P)4s$  Zustands des atomaren Stickstoffs.

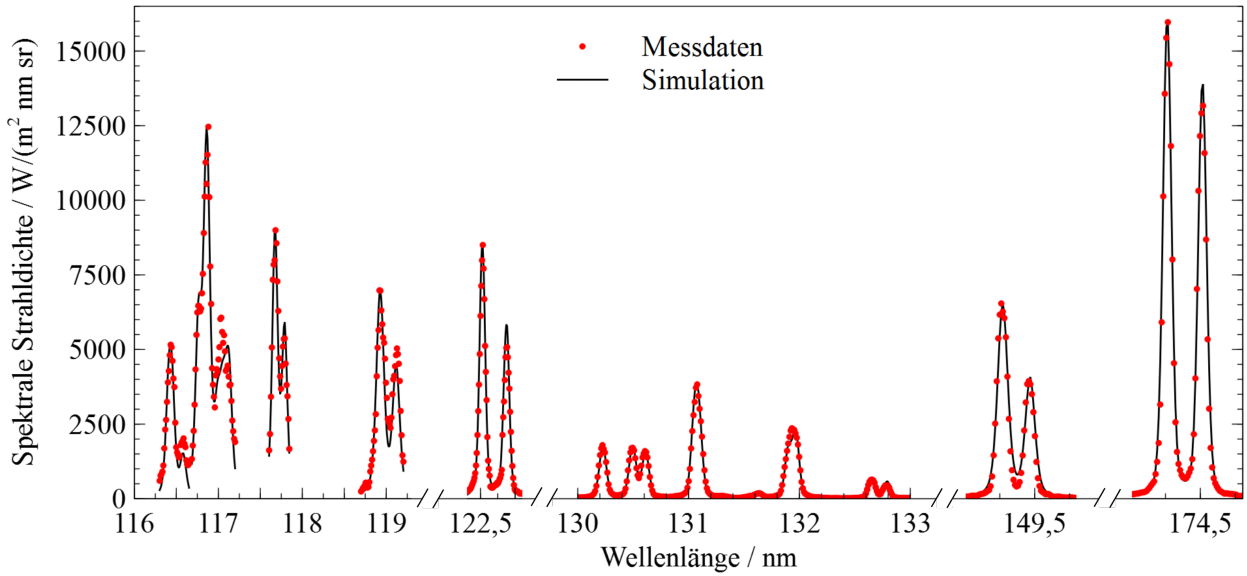
dargestellt. Die gemessene Verteilung der oberen Anregungszustände wird auch für die unteren Zustände der jeweiligen Atome angenommen. Die Gültigkeit dieser Annahme wird dadurch gestützt, dass der qualitative Verlauf der Verteilung mit früheren Messungen atomarer Teilchendichten bei ähnlichen Plasmaströmungen übereinstimmt [169, 34]. Die beiden Temperaturen werden zur Berechnung der Linienform verwendet, wie im folgenden Absatz beschrieben wird.

Alle in Abschnitt 2.2.1 diskutierten Verbreiterungsmechanismen werden berücksichtigt, wobei die Doppler-Verbreiterung dominiert. Zur Berechnung der Doppler-Verbreiterung wird angenommen, dass die Rotationstemperatur der Translationstemperatur entspricht [49, 170, 67]. Dieselbe Temperatur wird verwendet, um die van der Waals-Verbreiterung anhand der empirischen Korrelation von Laux zu berechnen [49]. Der stärkste Einfluss auf den Lorentz-Anteil der Linienform stammt zweifellos von der Stark-Verbreiterung. Hierzu werden die gemessene Elektronendichte (siehe Abschnitt 5.3) und die Elektronentemperatur benötigt. Dabei wird für die Berechnung entsprechend Gleichung (2.19) angenommen, dass die elektronische Anregungstemperatur der Elektronentemperatur entspricht [66, 171].

Neben dem strahlenden Plasma vor der Sonde wird auch das Bohrloch zwischen Staupunkt und Fenster für die Berechnung des Strahlungstransports berücksichtigt. Darin befindet sich weitgehend kaltes Gas, sodass keine atomare Emission oder Absorption berücksichtigt werden muss, wohl aber die Absorption durch molekularen Sauerstoff. Aufgrund der fehlenden Emission im Bohrloch ist die Verteilung des molekularen Sauerstoffs irrelevant, weshalb diese als konstant angenommen wird. Die mit dem VUV-System gemessene spektrale Strahldichte wird durch die folgende Vereinfachung der Strahlungstransportgleichung (2.23),

$$L_\lambda(\lambda) = \left[ \int_0^{\text{Fenster}} \varepsilon_\lambda(\lambda, s) \cdot \exp \left( \int_s^{\text{Fenster}} \underbrace{\alpha_\lambda(\lambda, s)}_{=f(n_l(s)), \text{vgl. Gl. (2.22)}} ds \right) ds \right] \cdot \exp(\sigma_{\lambda, \text{O}_2} \cdot n_{\text{O}_2, \text{BL}} \cdot s_{\text{BL}}), \quad (5.6)$$

berechnet, mit dem Absorptionsquerschnitt des molekularen Sauerstoffs  $\sigma_{\lambda, \text{O}_2}$ , dessen Teilchendichte im Bohrloch  $n_{\text{O}_2, \text{BL}}$  und der Länge des Bohrlochs  $s_{\text{BL}}$ . Für den Absorptionsquerschnitt werden die experimentell ermittelten Werte von Lu et al. verwendet [142]. Die Integrations-



**Bild 5.6.:** Messdaten mit entsprechender Strahlungssimulation von atomaren Stickstoff- und Sauerstoffmultiplets.

grenze „0“ bezieht sich hierbei auf den Rand des strahlenden Plasmas. In Gleichung (5.6) ist ebenfalls angedeutet, welcher Term die gesuchte Größe des unteren Zustands  $n_l(s)$  enthält. Der spektrale Emissionskoeffizient  $\varepsilon_\lambda(\lambda, s)$  ergibt sich aus der gemessenen Verteilung der oberen Zustände sowie der berechneten Linienfunktion, entsprechend der Gleichungen (2.14) und (2.17). Die Teilchendichte des molekularen Sauerstoffs im Bohrloch wird über die Analyse von Linien ermittelt, welche an das Black Body Limit stoßen (siehe Abschnitt 5.1.3).

Die spektral hoch aufgelöste spektrale Strahldichte, welche mit Gleichung (5.6) berechnet wird, wird anschließend mit der instrumentellen Verbreiterungsfunktion des spektroskopischen Systems gefaltet. Danach wird jedes simulierte Multiplett derart skaliert, dass dessen Integral dem Integral des jeweiligen gemessenen Multipletts entspricht. Die verwendete räumliche Verteilung des unteren Zustands wird so lange skaliert, bis die beste Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation erreicht ist. Bild 5.6 zeigt das so erhaltene Spektrum für die Messdaten vor einer Kupfersonde.

Die Unsicherheit der Methode wurde für alle untersuchten Energiezustände analysiert. Unsicherheiten in der Rotationstemperatur, der elektrischen Anregungstemperatur, der Elektronendichte, den Literaturwerten der Stark-Verbreiterung und Einsteinkoeffizienten, der instrumentellen Verbreiterungsfunktion, sowie den Unsicherheiten der Strahlungsmessung durch die CCD-Kamera (Rauschen des Dunkelstroms, Poisson'sches Schrotrauschen und Rauschen beim Auslesen) werden berücksichtigt [63, 62, 96, 94, 81]. Die resultierenden Unsicherheiten sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

**Tabelle 5.2.:** Unsicherheit von Besetzungsdichten (Verzweigungsverhältnis).

| Parameter       | Unsicherheit |
|-----------------|--------------|
| $\Delta n_N$    | 24–27 %      |
| $\Delta n_O$    | 45 %         |
| $\Delta n_C$    | 17–49 %      |
| $\Delta n_{C+}$ | 94 %         |

### 5.1.3. Untere Zustände - Black Body Limit Extrapolation

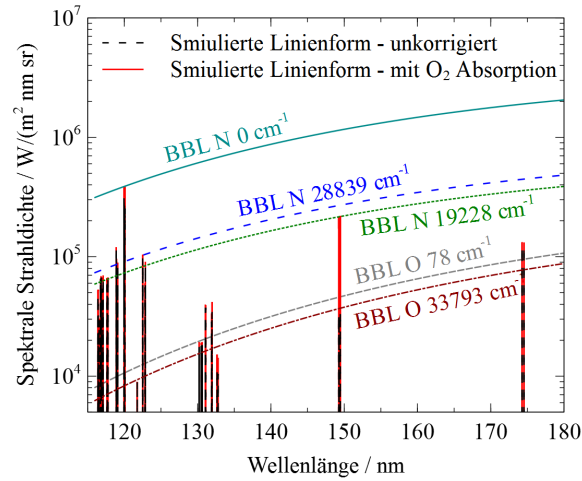
Viele atomare Multipletts, zum Beispiel der Resonanzübergang bei 120 nm des atomaren Stickstoffs, sind mit der Methode des Verzweungsverhältnisses nicht zu analysieren, da der Linienabstand zu klein ist und die Linien daher durch die begrenzte spektrale Auflösung des Instruments nicht eindeutig voneinander getrennt werden können. Dennoch ist die Besetzungsdichte der unteren Zustände dieser Linien anhand einer im Rahmen dieser Dissertation entwickelten Methode zugänglich [146, 155]. Die Zentralwellenlänge eines stark selbstabsorbierten Multipletts stößt, wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, an das Black Body Limit. Dieser Umstand wird genutzt, um die Besetzungsdichte des unteren Zustands des entsprechenden Multipletts zu bestimmen. Das prinzipielle Vorgehen besteht darin, die in einer Boltzmann-Verteilung erwartete Besetzungsdichte des unteren Zustands zu extrapolieren beziehungsweise zu interpolieren. Dazu werden die bisher mit anderen Methoden gemessenen Besetzungsdichten verwendet. Der extrapolierte, beziehungsweise interpolierte Wert muss allerdings durch einen gemessenen Korrekturfaktor modifiziert werden. Die Bestimmung dieser Modifikation wird im Folgenden beschrieben.

Die Analyse der angeregten Zustände ( $E_i \geq 19228 \text{ cm}^{-1}$ ) hat gezeigt, dass diese Boltzmann-verteilt sind. Darunter befinden sich auch die oberen Zustände der Multipletts im VUV, die mit der Black Body Limit Extrapolation ausgewertet werden. Die maximal mögliche spektrale Strahldichte dieser Multipletts berechnet sich durch die Vereinfachung von Gleichung (2.26) zu

$$L_{\lambda, \text{Limit}} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{n_l^B}{n_l} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T_{\text{el}}}\right) - 1}. \quad (5.7)$$

Dieses Limit bezieht sich auf die Linienform nach dem Strahlungstransport durch das Plasma, das heißt ohne den Einfluss der instrumentellen Verbreiterung. Deshalb wird der Strahlungstransport der einzelnen Multipletts, wie in Abschnitt 5.1.2 beschrieben, berechnet. Die so gewonnene Linienfunktion wird derart skaliert, dass das Integral des gemessenen Multipletts dem Integral des simulierten Multipletts entspricht. Das dadurch erhaltene Spektrum ist in Bild 5.7 dargestellt. Eine Planck-Funktion wird an das Linienmaximum der stark selbstabsorbierten Multipletts mit dem unteren Zustand  $E_i = 19228 \text{ cm}^{-1}$  angelegt. Da experimentell gezeigt wurde (siehe Kapitel 6), dass der untere Zustand dieser Multipletts Boltzmann-verteilt ist, handelt es sich hierbei um eine nominelle Planck-Funktion, also Gleichung (5.7) ohne den Term  $n_l^B/n_l$ . Die Beobachtung, dass die Linienmaxima der Multipletts anderer unterer Zustände nicht durch dieselbe Funktion begrenzt werden, lässt darauf schließen, dass diese unteren Zustände nicht derselben Boltzmann-Verteilung folgen. Die zuvor berechnete Planck-Funktion wird nun derart skaliert, dass sie das Linienmaximum der Multipletts erreicht, die einen anderen unteren Energiezustand aufweisen. Der Skalierungsfaktor entspricht dabei genau dem Faktor  $n_l^B/n_l$  in Gleichung (5.7). Dieser Faktor muss auf die eingangs erwähnte extrapolierte Besetzungsdichte angewendet werden, um so deren Wert zu bestimmen. Mit dieser Besetzungsdichte wird der Strahlungstransport erneut berechnet und das gesamte Verfahren wird wiederholt, bis sich keine Änderung in der berechneten Besetzungsdichte mehr einstellt.

Für die Unsicherheit der Methode gelten dieselben Ursachen wie im Falle des Verzweungsverhältnisses, mit Ausnahme der instrumentellen Linienbreite. Zusätzlich wird die Unsicherheit in der absoluten spektralen Strahldichte der Deuteriumlampe berücksichtigt, sowie die Unsicherheit in der Besetzungsdichte aller Zustände, die für die Extrapolationsberechnung herangezogen werden. Die resultierende Unsicherheit der Black Body Limit Extrapolation ist in



**Bild 5.7.:** Simuliertes Spektrum nach dem Strahlungstransport mit und ohne Korrektur für Absorption durch O<sub>2</sub>, Black Body Limits der jeweiligen Energiezustände.

Tabelle 5.3 zusammengefasst.

Das Black Body Limit einzelner Multipletts wird auch für die Bestimmung der Strahlungsabsorption durch molekularen Sauerstoff im Bohrloch der VUV-Sonde verwendet. Die atomaren Stickstoffmultipletts bei kürzeren Wellenlängen ( $\lambda < 120$  nm) und bei 149 nm teilen sich denselben unteren Energiezustand. Da deren obere Zustände Boltzmann-verteilt sind, müssen all diese Multipletts durch dieselbe Black Body Limit Funktion begrenzt sein. Die Abweichung von dieser Funktion im Fall des Multipletts bei 149 nm (siehe Bild 5.7) geschieht aufgrund der bei dieser Wellenlänge besonders starken Absorption durch molekularen Sauerstoff [142]. Der Strahlungstransport, entsprechend Gleichung (5.6), wird berechnet, wobei die Teilchendichte des Sauerstoffs im Bohrloch so lange variiert wird, bis die genannten Multipletts durch dieselbe Black Body Limit Funktion begrenzt werden. Die erhaltene Teilchendichte wird dazu verwendet, die Transmission jedes einzelnen Multipletts zu berechnen und damit das Staupunktsspektrum vor dem Bohrloch zu rekonstruieren. Das Resultat dieser Berechnung ist in Bild 5.7 dargestellt [146].

**Tabelle 5.3.:** Unsicherheit von Besetzungsdichten (Black Body Limit Extrapolation).

| Parameter    | Unsicherheit |
|--------------|--------------|
| $\Delta n_N$ | 25 %         |
| $\Delta n_O$ | 18 %         |

#### 5.1.4. Niederenergetische Zustände - Quasi Steady State Extrapolation

Neben der direkten Messung von niederenergetischen Zuständen können diese auch von hochangeregten Zuständen extrapoliert werden, allerdings nur unter gewissen Annahmen an die zugrunde liegende Verteilungsfunktion. Die am häufigsten genutzte Methode ist hierbei die Extrapolation unter Annahme einer Boltzmann-Verteilung (Gleichung (2.9)) [49, 177, 140]. In dieser Arbeit wird ein Schritt weiter gegangen und eine Bilanz zwischen verschiedenen Stoß- und Strahlungsprozessen betrachtet. Ähnliche Ansätze sind bereits in der Literatur vorhanden, wobei jeweils ein mehr oder weniger komplexes Stoß-Strahlungsmodell, meist unter der Zuhilfenahme der QSS-Bedingung, gelöst wird [172, 173, 174, 175]. Auch die hier vorgestellte Methode setzt die Bedingung voraus, dass die charakteristische Zeit für Stoß- oder Strahlungsübergänge

deutlich schneller ist als die Zeit, die von einem Partikel benötigt wird, eine signifikante Strecke im Plasma zurückzulegen. Die untersuchten Spezies sind die Moleküle  $N_2$ ,  $N_2^+$  und CN.

Für die Bilanzierung der An- und Abregungsprozesse wird das Stoß-Strahlungsmodell nach Johnston et al. in NEQAIR benutzt [81]. Als Eingangswert sind alle Temperaturen, sowie Teilchendichten eines 11 Komponenten Luftmodells nach Park notwendig [176]. Durch die in diesem Kapitel vorgestellten Analysemethoden ist es möglich, die absoluten Teilchendichten von N, O,  $N_2$ ,  $N^+$ ,  $O^+$ ,  $N_2^+$  und  $e^-$  zu bestimmen. Der Anteil der verbleibenden Spezies  $O_2$ ,  $O_2^+$ , NO,  $NO^+$  wird vernachlässigt, da die Teilchendichten dieser Spezies bei den vorherrschenden thermodynamischen Bedingungen sehr klein sind. Diese Annahme wird auch experimentell gestützt. Weder das Schumann-Runge-System ( $O_2$ ), die  $\beta$ -,  $\delta$ -,  $\gamma$ - oder  $\varepsilon$ -Systeme (NO), noch das  $NO^+$  A–X System sind in den gemessenen Spektren zu finden. Weiterhin sind die elektronische Anregungstemperatur, die Rotationstemperatur und die Vibrationstemperatur bekannt. Die Translationstemperatur wird im Gleichgewicht mit der Rotationstemperatur angenommen [49, 170, 67]. Mit diesen Strömungsparametern wird der lokale Emissionskoeffizient des  $N_2^+$  *first negative* Systems ( $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ ), des  $N_2$  *second positive* Systems ( $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ ) und des CN *violet* Systems ( $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$ ) simuliert. Dabei wird die gesamte Teilchendichte jeder einzelnen Spezies so lange variiert, bis die beste Übereinstimmung zwischen der gemessenen Strahlung und der Simulation besteht.

Die Unsicherheit dieser Methode ist insbesondere für Übergänge mit hochangeregtem oberen Zustand sehr groß, wie dies bei  $N_2$  der Fall ist. Die betrachteten Ursachen sind die absolute spektrale Strahldichte der Ulbrichtkugel, alle CCD-Sensor Rauscheinflüsse, alle Temperaturen, alle Teilchendichten und die Unsicherheit der Abel-Transformation. Die sich daraus ergebenden Gesamtunsicherheiten sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst.

**Tabelle 5.4.:** Unsicherheit von Gesamtteilchendichten (Quasi Steady State Extrapolation).

| Parameter          | Unsicherheit |
|--------------------|--------------|
| $\Delta n_{N_2}$   | 176 %        |
| $\Delta n_{N_2^+}$ | 40 %         |
| $\Delta n_{CN}$    | 38 %         |

## 5.2. Anregungstemperatur

In diesem Abschnitt werden Methoden vorgestellt, die die Bestimmung der unterschiedlichen Anregungstemperaturen im Plasma erlauben. Eine Anregungstemperatur bedeutet, wie in Abschnitt 2.1.2 erläutert, eine Parametrisierung der Verteilung von inneren Zuständen. Deshalb sind für die meisten in diesem Abschnitt vorgestellten Methoden die zuvor beschriebenen Messungen der Besetzungsdichten erforderlich.

### 5.2.1. Elektronische Anregungstemperatur - Black Body Limit

Die in Abschnitt 5.1.3 berechneten Black Body Limit Funktionen können nicht nur zur Extrapolation von anderen Zuständen verwendet werden, sondern auch für die Bestimmung der elektronischen Anregungstemperatur [154, 158]. Die begrenzende Kurve der Linien, deren oberer und unterer Zustand Boltzmann-verteilt sind, eignen sich für diese Methode, zum Beispiel bei  $19228\text{ cm}^{-1}$  in Bild 5.7. Hierbei definiert die maximale spektrale Strahldichte eines durch das Black Body Limit begrenzten Multipletts eine Planck-Funktion, also Gleichung (5.7) ohne den Faktor  $n_l^B/n_l$ . Diese wird berechnet, indem die

darin verwendete Temperatur so lange variiert wird, bis die Planck-Funktion am Linienmaximum anliegt. Die Planck-Funktion folgt mathematisch aus der Definition der Einsteinkoeffizienten sowie der Boltzmann-Verteilung der beteiligten Energieniveaus [60, 62]. Da es sich bei den untersuchten atomaren Linien um Übergänge zwischen elektronischen Niveaus handelt, bezieht sich die Temperatur in der Boltzmann-Verteilung auf die elektronische Anregung. Somit folgt aus dieser Methode die elektronische Anregungstemperatur. Aufgrund der sehr starken Sensitivität der Planck-Funktion im Bezug auf die Temperatur ist die Unsicherheit der Methode sehr klein. Für die Berechnung der Unsicherheit werden dieselben Ursachen wie in Abschnitt 5.1.3 in Betracht gezogen. Tabelle 5.5 zeigt das Resultat.

**Tabelle 5.5.:** Unsicherheit der elektronischen Anregungstemperatur (Black Body Limit).

| Parameter                | Unsicherheit |
|--------------------------|--------------|
| $\Delta T_{\text{el,N}}$ | 6 %          |
| $\Delta T_{\text{el,O}}$ | 2 %          |

### 5.2.2. Elektronische Anregungstemperatur - Boltzmann-Plot

Die lokalen Besetzungsdichten aller Zustände, die durch die in Abschnitt 5.1 beschriebenen Methoden gemessen wurden, können in einem Boltzmann-Plot aufgetragen werden. Dies ist in den Bildern 5.8 und 5.9 für einen Punkt auf der Staustromlinie dargestellt, welcher 2 mm vor dem Staupunkt einer Kupfersonde liegt. In beiden Bildern sind die Methoden benannt, die zur Bestimmung der jeweiligen Besetzungsdichte verwendet wurden. Die Boltzmann-Verteilung setzt voraus, dass die mit  $g_i$  gewichteten Besetzungsdichten aller Zustände in dieser logarithmischen Darstellung auf einer Geraden liegen. Daher wird unter Berücksichtigung aller gemessenen Zustände eine Ausgleichsgerade berechnet, deren Steigung, entsprechend Gleichung (2.9), invers proportional zur jeweiligen Anregungstemperatur ist [42, 37, 78]. Da es sich im Fall der Bilder 5.8 und 5.9 um atomare elektronische Energiezustände handelt, folgt aus der Steigung die elektronische Anregungstemperatur der Atome. In dieser Doktorarbeit werden erstmals Energiezustände von hochangeregten und niederenergetischen Zuständen kombiniert. Es wird in den Bildern 5.8 und 5.9 deutlich, dass dadurch die Unsicherheit in der Geradensteigung und der daraus folgenden elektronischen Anregungstemperatur erheblich verringert wird.

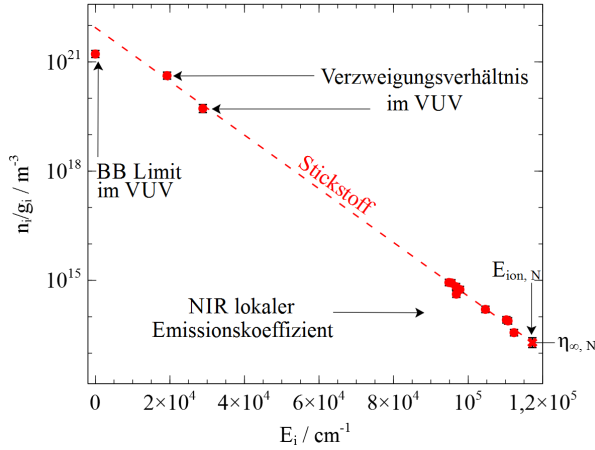
**Tabelle 5.6.:** Unsicherheit der elektronischen Anregungstemperatur (Boltzmann-Plot).

| Parameter                | Unsicherheit                          |
|--------------------------|---------------------------------------|
| $\Delta T_{\text{el,N}}$ | 2 % <sup>a</sup> (7 % <sup>b</sup> )  |
| $\Delta T_{\text{el,O}}$ | 6 % <sup>a</sup> (12 % <sup>b</sup> ) |
| $\Delta T_{\text{el,C}}$ | 4 % <sup>a</sup>                      |

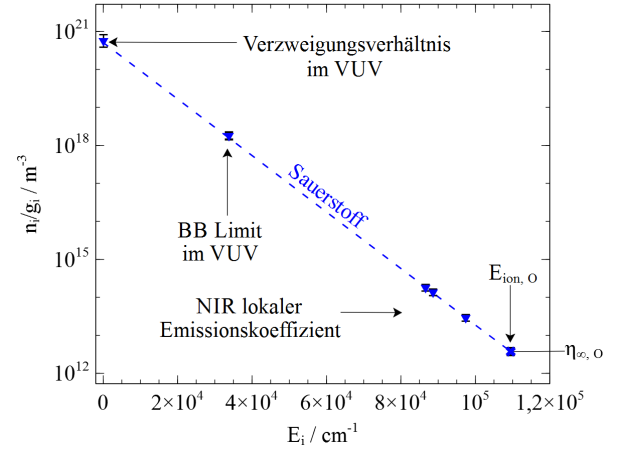
<sup>a</sup> Alle Energieniveaus.

<sup>b</sup> Nur hochangeregte Zustände aus dem NIR.

Die Ursachen für die Unsicherheit der Methode sind die Messunsicherheiten der einzelnen Besetzungsdichten. Die daraus resultierende Unsicherheit der elektronischen Anregungstemperatur ist in Tabelle 5.6 zusammengefasst. Auch hier wird nochmals deutlich, dass das Miteinbeziehen von niederenergetischen Zuständen die Methodenunsicherheit drastisch reduziert.



**Bild 5.8.:** Boltzmann-Plot für atomaren Stickstoff auf der Staustromlinie, 2,0 mm vor dem Staupunkt.



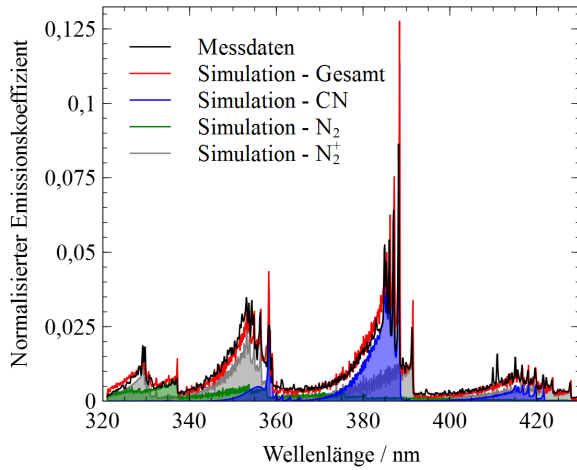
**Bild 5.9.:** Boltzmann-Plot für atomaren Sauerstoff auf der Staustromlinie, 2,0 mm vor dem Staupunkt.

### 5.2.3. Vibratorische und rotatorische Anregungstemperatur - Bandenform

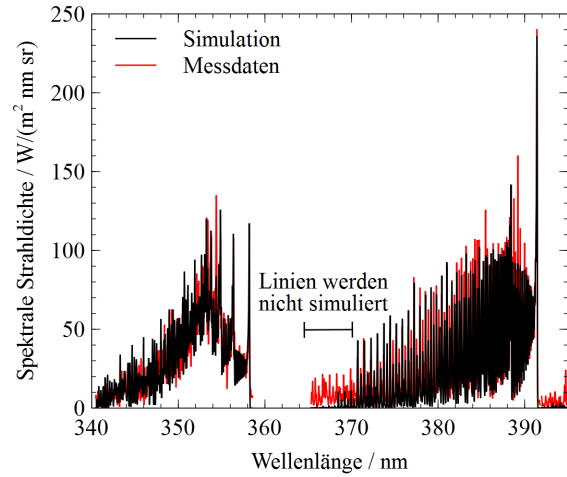
Auf Basis des lokalen Emissionskoeffizienten der Molekülstrahlung im UV–VIS werden die Rotationstemperatur, sowie die Vibrationstemperatur ermittelt. Ein Bandensystem zeichnet sich durch sehr viele Übergänge zwischen verschiedenen Rotations- beziehungsweise Vibrationszuständen aus. Je nachdem wie die Besetzungsdichten dieser Zustände verteilt sind, ändern sich die jeweiligen Intensitäten der einzelnen Linien. Dies führt dazu, dass ein Bandensystem für jede beliebige Kombination der beiden Temperaturen eine charakteristische Form aufweist [37, 64]. Diese Form des gemessenen Spektrums wird analysiert, um die Rotations- und Vibrationstemperatur zu bestimmen. Bei dieser sehr oft genutzten Methode wird eine Simulation des lokalen Emissionskoeffizienten der untersuchten Molekülstrahlung ausgeführt, deren Eingangswerte für Rotations- beziehungsweise Vibrationstemperatur so lange variiert werden, bis Messung und Simulation die beste Übereinstimmung aufweisen [42, 36, 37, 177, 64, 57].

In dieser Arbeit werden das  $N_2^+$  *first negative* System ( $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ ), das  $N_2$  *second positive* System ( $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ ) und das  $CN$  *violet* System ( $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$ ) analysiert. Zur Simulation der Strahlung wird das Programm PARADE benutzt, wodurch implizit eine Boltzmann-Verteilung aller Zustände angenommen wird [12]. Alle drei Bandensysteme überlappen einander, was die Analyse der jeweiligen Anregungstemperaturen der einzelnen Moleküle behindert. Daher werden eine gemeinsame Rotations- und eine gemeinsame Vibrationstemperatur verwendet, um die Anzahl der Freiheitsgrade des Minimierungsprozesses zu verringern. Die simulierte Emission der drei Bandensysteme wird jeweils mit einem Skalierungsfaktor multipliziert, um die relativen Intensitätsverhältnisse der Messdaten zu reproduzieren. Die spektral hochaufgelöste Simulation aller Moleküle wird mit der instrumentellen Verbreiterungsfunktion des spektroskopischen Systems gefaltet und anschließend mit ihrem Integral normiert. Das resultierende Simulationsergebnis wird im Anschluss mit dem ebenso normierten gemessenen Spektrum verglichen [146]. Ein typisches Ergebnis dieses Vorgehens für die Emission vor einer CALCARB Materialprobe ist in Bild 5.10 dargestellt. Die Unsicherheit der Methode wurde analysiert und ist in Tabelle 5.7 dargestellt. Hierbei werden die Unsicherheit in der spektralen Strahldichte der Ulbrichtkugel, sowie alle CCD-Sensor Rauschursachen berücksichtigt.





**Bild 5.10.:** Messdaten und PARADE Simulation von CN, N<sub>2</sub> und N<sub>2</sub><sup>+</sup>. Position: Auf der Staustromline, 5 mm vor einer CALCARB Materialprobe.



**Bild 5.11.:** Messdaten der Echelle-Spektroskopie und LIFBASE Simulation von N<sub>2</sub><sup>+</sup> Molekülbanden. Position: Auf der Zentralachse des Freistrahls bei  $x = 250$  mm.

Eine weitere Analyse der Molekülstrahlung des N<sub>2</sub><sup>+</sup> *first negative* Systems ( $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ ) wurde unter Verwendung der Messdaten der Echelle-Spektroskopie durchgeführt [147]. Diese spektral hochaufgelösten Messungen erlauben es, einzelne Rotationslinien voneinander zu trennen. Dadurch wird es möglich, die relative Verteilung der Besetzungsdichten der einzelnen Vibrationszustände zu ermitteln. Hierzu wird eine ähnliche Strategie wie für die Bestimmung der molekularen Anregungstemperaturen verwendet. Für jeden oberen Vibrationszustand werden die Emissionsanteile berechnet, die durch Übergänge in andere Zustände entstehen. Diese Simulationen werden mithilfe des Programms LIFBASE durchgeführt. Anschließend werden die berechneten Anteile jeweils skaliert und zu einem Gesamtspektrum addiert. Dieses Simulationsergebnis wird mit dem gemessenen Echelle-Spektrum verglichen, wobei die Skalierungsfaktoren der einzelnen Vibrationsniveaus so lange variiert werden, bis die beste Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung erreicht ist. Die berechneten Skalierungsfaktoren entsprechen den relativen Besetzungsdichten der jeweiligen Vibrationszustände [147, 178]. Das Ergebnis der Simulation und die entsprechenden Messdaten sind in Bild 5.11 dargestellt. Rotationszustände auf dieselbe Weise verlässlich zu analysieren, ist nicht möglich, da sich in diesem Fall Übergänge verschiedener Zweige überlappen [150].

**Tabelle 5.7.:** Unsicherheit der molekularen Anregungstemperaturen.

| Parameter               | Unsicherheit |
|-------------------------|--------------|
| $\Delta T_{\text{rot}}$ | 9 %          |
| $\Delta T_{\text{vib}}$ | 11 %         |

### 5.3. Elektronen- und Ionendichte

Aufgrund der großen Bedeutung der Elektronendichte für den Plasmazustand wurden in der Vergangenheit viele diagnostische Methoden entwickelt, die deren Bestimmung auf Basis spektroskopischer Messungen erlauben. Zusammenfassungen möglicher Ansätze sind bei Cooper oder Ivkovic et al. zu finden [179, 80]. Nicht zuletzt aufgrund der großen Bedeutung für die Astronomie und Fusionsforschung liegt der Fokus der Methoden auf der Analyse des atomaren Wasserstoffs. Leider scheiden daher viele Methoden, die starke Wasserstoffstrahlung vorausset-



zen, für das hier vorgestellte Luftplasma aus. Jedoch ist atomarer Wasserstoff aufgrund von Verschmutzungen und Luftfeuchtigkeit stets in geringer Menge in der untersuchten Strömung vorhanden. Dadurch wird es möglich, die Stark-Breite der Balmer- $\alpha$  Linie zur Bestimmung der Elektronendichte zu nutzen [87]. Dies erfordert eine sehr hohe spektrale Auflösung, welche mit keinem der in dieser Arbeit vorgestellten spektroskopischen Systeme zu erreichen ist. Daher wurde die Strahlung dieser Emissionslinie in gemeinsamer Arbeit mit F. Zander mithilfe eines Fabry-Pérot-Interferometers gemessen [134]. Aus der Analyse der Linienbreite<sup>1</sup> ergibt sich bei  $x = 250$  mm eine Elektronendichte von  $6,5_{-1,8}^{+1,7} \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ .

Neben Methoden, die Linienbreiten oder Kontinuumsintensitäten zur Bestimmung der Elektronendichte zu nutzen, sind in der Literatur auch Ansätze bekannt, welche auf der Annahme des Saha-Gleichgewichts beruhen [180, 181, 182]. Im folgenden Abschnitt wird eine Methode dieser Gruppe vorgestellt, welche innerhalb dieser Dissertation weiterentwickelt wurde [155].

### 5.3.1. Elektronen- und Ionendichte - Saha-Verteilung (Atome)

In diesem Abschnitt wird vorgestellt, wie aus den gemessenen atomaren Besetzungsdichten die lokale Elektronen- sowie Ionendichte von  $\text{N}^+$  und  $\text{O}^+$  ermittelt wird. Hierbei wird angenommen, dass die hochangeregten elektronischen Zustände des atomaren Sauerstoffs, sowie Stickstoffs im Saha-Gleichgewicht mit den jeweiligen Ionen stehen. Ein Grund für diese Annahme ist die experimentell nachgewiesene Boltzmann-Verteilung der hochangeregten Zustände. Weiterhin wurde in den Arbeiten von Kunc und Soon, sowie bei Bourdon et al. anhand von detaillierten Stoß-Strahlungsmodellen nachgewiesen, dass die Relaxationszeiten der Ionisation dieser Zustände sehr kurz sind [72, 183]. Beide Beobachtungen legen ein Saha-Gleichgewicht zwischen hochangeregten atomaren Zuständen und deren jeweiligen Ionen nahe.

Analog zur Arbeit von van der Sijde et al. wird der Boltzmann-Plot der Messdaten einer atomaren Spezies bis zu einem virtuellen Energiezustand  $\eta_\infty$  extrapoliert, welcher sich bei der jeweiligen Ionisationsenergie befindet ( $E_{\text{ion,N}} = 117225.7 \text{ cm}^{-1}$ ,  $E_{\text{ion,O}} = 109837.02 \text{ cm}^{-1}$ ) [78]. Die extrapolierten Zustände sind exemplarisch in den Bildern 5.8 und 5.9 dargestellt. Damit wird die Saha-Gleichung für eine atomare Spezies in der Formulierung von van der Sijde et al. aufgestellt:

$$\eta_\infty = n_e \frac{n_+}{Q_+} \frac{\Lambda^3}{2}. \quad (5.8)$$

Für die Berechnung der thermischen Wellenlänge der Elektronen  $\Lambda$ , entsprechend Gleichung (2.11), wird angenommen, dass sich die Elektronentemperatur im Gleichgewicht mit der elektronischen Anregungstemperatur befindet [61]. Die gemessenen Teilchendichten, sowie die chemische Zusammensetzung im thermodynamischen Gleichgewicht legen nahe, dass die Ionen im untersuchten Enthalpieregime fast ausschließlich aus  $\text{N}^+$  und  $\text{O}^+$  bestehen. Wenn weiterhin Quasineutralität angenommen wird, ergibt sich die Elektronendichte somit zu

$$n_e = n_{\text{N}^+} + n_{\text{O}^+}. \quad (5.9)$$

<sup>1</sup>Für die Überlassung der Messdaten bedanke ich mich bei Dr. F. Zander.

**Tabelle 5.8.:** Unsicherheit von Elektronen- und Ionendichten.

| Parameter        | Unsicherheit |
|------------------|--------------|
| $\Delta n_e$     | 26 %         |
| $\Delta n_{N^+}$ | 28 %         |
| $\Delta n_{O^+}$ | 38 %         |
| $\Delta n_{C^+}$ | 62 %         |

Die Kombination der Gleichungen (5.8) und (5.9) ergibt schließlich

$$n_e = \sqrt{\eta_{\infty,O} \cdot Q_{O^+} \cdot \frac{2}{\Lambda^3} \cdot \left(1 + \frac{\eta_{\infty,N} \cdot Q_{N^+}}{\eta_{\infty,O} \cdot Q_{O^+}}\right)}, \quad (5.10)$$

wodurch die Bestimmung der Elektronendichte auf Basis der beiden extrapolierten virtuellen Zustände  $\eta_{\infty,N}$  und  $\eta_{\infty,O}$  ermöglicht wird. Die Zustandssummen der einzelnen Spezies werden anhand von Gleichung (2.10) berechnet. Im Fall von Messungen vor ablativen Materialien ist ebenfalls die Ionendichte des atomaren Kohlenstoffs relevant. Diese wird analog zur obigen Vorgehensweise berücksichtigt, wodurch sich Gleichung (5.10) zu

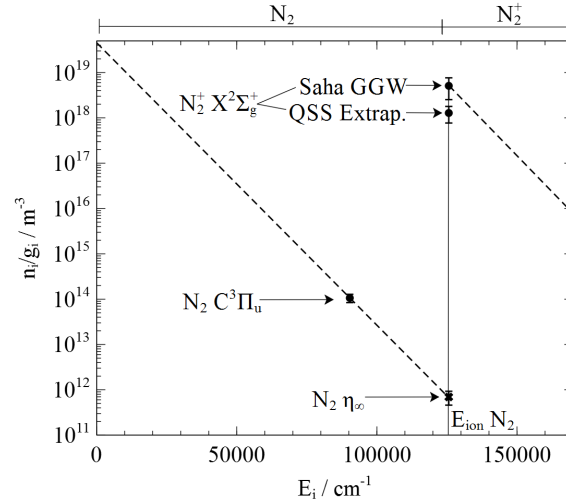
$$n_e = \sqrt{\eta_{\infty,O} \cdot Q_{O^+} \cdot \frac{2}{\Lambda^3} \cdot \left(1 + \frac{\eta_{\infty,N} \cdot Q_{N^+}}{\eta_{\infty,O} \cdot Q_{O^+}} + \frac{\eta_{\infty,C} \cdot Q_{C^+}}{\eta_{\infty,O} \cdot Q_{O^+}}\right)} \quad (5.11)$$

erweitert. Die Unsicherheit der Methode wurde analysiert und ist in Tabelle 5.8 zusammengefasst. Hierfür wurden die Unsicherheiten in den Besetzungsdichten der gemessenen Zustände, sowie in der elektronischen Anregungstemperatur berücksichtigt.

### 5.3.2. Ionendichte - Saha-Verteilung (Moleküle)

Neben den atomaren elektronischen Zuständen werden auch die elektronischen Zustände des molekularen Stickstoffs analysiert. Hierbei wird untersucht, ob ein Saha-Gleichgewicht zwischen  $N_2$  und  $N_2^+$  vorliegt. Die Besetzungsdichte des  $N_2^+$  Grundzustands wird bestimmt, indem ein Saha Gleichgewicht zwischen einem hochangeregten elektronischen Zustand von  $N_2$  und dem gesuchten  $N_2^+$  Grundzustand angenommen wird. Dieser Gleichgewichtswert wird dann mit den Messergebnissen aus der Quasi Steady State Extrapolation aus Abschnitt 5.1.4 verglichen.

Ebenso wie in Abschnitt 5.3.1, wird jedoch nicht die klassische Formulierung der Saha-Gleichung (Gleichung (2.11)) angewandt, da die Messunsicherheit des Grundzustands von  $N_2$  inakzeptabel groß ist. Statt dessen wird erneut Gleichung (5.8) genutzt, die die Besetzungsdichte eines virtuellen Energiezustands  $\eta_{\infty,N_2}$  bei der Ionisationsenergie  $E_{\text{ion } N_2} = 125661 \text{ cm}^{-1}$  angibt. Der Umstand, der bei der Quasi Steady State Extrapolation zu der großen Messunsicherheit des  $N_2$  Grundzustands geführt hat, nämlich die hohe Anregungsenergie des Zustands  $C^3\Pi_u$ , wird bei der hier genutzten Formulierung nach van der Sijs et al. zu einem Vorteil umgewandelt. Die hohe Energie erlaubt es, die Besetzungsdichte des virtuellen Energiezustands  $\eta_{\infty,N_2}$  zu extrapolieren, ohne eine sehr große Messunsicherheit in Kauf nehmen zu müssen, da die Energiedifferenz zwischen Ionisation und angeregtem Zustand vergleichsweise klein ist.



**Bild 5.12.:** Boltzmann-Plot der elektronischen Zustände von  $N_2$  und  $N_2^+$  bei  $x = 250$  mm.

Für die Extrapolation muss zuerst die Besetzungsdichte des  $C^3\Pi_u$  Zustands ermittelt werden. Dazu wird die integrale Strahlung der  $\Delta v = +1$  Bande des  $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$  Systems verwendet, da diese von anderen Strahlungsübergängen kaum überlagert ist. Hierzu wird Gleichung (2.14) verwendet, wobei die Einsteinkoeffizienten aus der Arbeit von Laux verwendet werden [49]. Die genannten Einsteinkoeffizienten sind für jeden einzelnen Vibrationsübergang tabelliert. Daher wird der gesamte Einsteinkoeffizient der Bande durch

$$A_{\text{ges}} = \frac{\sum_{v=1}^5 A_v \cdot n_v}{\sum_{v=1}^5 n_v} \quad (5.12)$$

approximiert, wobei die relativen Besetzungsdichten der einzelnen vibratorischen Zustände  $n_v$  aus der gemessenen Vibrationstemperatur unter Annahme einer Boltzmann-Verteilung berechnet werden. Die gemessene elektronische Anregungstemperatur des atomaren Stickstoffs wird verwendet, um die Geradensteigung einer Boltzmann-Verteilung zu ermitteln. Diese Gerade ist in Bild 5.12 dargestellt und wird verwendet, um die Extrapolation zum virtuellen Energiezustand auszuführen. Die Anwendung der Saha-Gleichung (5.8) mit der gemessenen Elektronendichte ermöglicht dann die Berechnung des Grundzustands der Ionendichte. Die Unsicherheit der Methode beläuft sich auf 50 % und wurde unter Berücksichtigung der Unsicherheit der Elektronendichte, der elektronischen Anregungstemperatur, der spektralen Strahldichte der Ulbrichtkugel und aller Rauschursachen des CCD-Sensors berechnet.

## 5.4. Lokale massenspezifische Enthalpie

In diesem Abschnitt werden alle zuvor bestimmten thermodynamischen Größen verwendet, um daraus die lokale massenspezifische Enthalpie des Freistrahls zu ermitteln. Emissionsspektroskopische Messungen wurden bereits in der Vergangenheit benutzt, um die massenspezifische Enthalpie einer Strömung zu bestimmen. Allerdings wurden hierbei, wie bei Babikian et al. und bei Lein, Gleichgewichtsannahmen angewandt [50, 38]. Park et al. bestimmte die massenspezifische Enthalpie auf Basis einer numerischen Simulation der Strömung [184]. Nur bei Löhle wurde die lokale massenspezifische Enthalpie einer Nichtgleichgewichtsströmung ausschließlich

auf Basis von Messwerten bestimmt [35]. Dabei handelte es sich allerdings um eine reine Sauerstoffströmung. An diese Arbeit soll hier angeknüpft werden, wobei im vorliegenden Fall eine erhöhte Komplexität vorherrscht, da es sich dabei um eine Luftströmung handelt und somit mehr chemische Spezies zu beachten sind. Aufgrund der Vielzahl der in diesem Kapitel vorgestellten Analysemethoden ist es erstmals möglich, die lokale massenspezifische Enthalpie einer Luftströmung im Nichtgleichgewicht zu bestimmen.

Die lokale Teilchendichte jeder einzelnen Spezies wird durch die Addition der jeweils gemessenen Besetzungsdichten berechnet. Aus diesen Teilchendichten leiten sich folglich die jeweiligen lokalen Molanteile  $\psi_i$  beziehungsweise Massenanteile  $\xi_i$  ab [9]. An dieser Stelle sei noch einmal darauf hingewiesen, dass hierbei ausschließlich die Spezies  $\text{N}_2$ ,  $\text{N}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{N}^+$ ,  $\text{O}^+$  und  $\text{e}^-$  berücksichtigt werden, da die Anteile der sonstigen Luftspezies vernachlässigbar klein sind. Die lokale massenspezifische Enthalpie berechnet sich entsprechend Gleichung (5.1) durch Addition aller inneren Energieanteile und dem kinetischen Anteil [37, 34]. Hierbei wird die Strömungsgeschwindigkeit  $v$  verwendet, die von Zander et al. mithilfe eines Fabry-Pérot-Interferometers ermittelt wurde [134]. Für diesen Messwert wird eine Unsicherheit von 40 % angenommen. Weiterhin wird angenommen, dass die Translationstemperatur im Gleichgewicht mit der Rotationstemperatur steht [49, 170, 67]. Die Bildungsenthalpien  $h_{\text{Bildung}, i}$  der einzelnen Spezies  $i$  wurden aus der Arbeit von Grau entnommen [122]. Die spezifische Gaskonstante  $R_i$  einer Spezies  $i$  wird mit der molaren Masse und der universellen Gaskonstante  $\mathfrak{R}$  berechnet [9]. Die resultierende spezifische Gaskonstante des Gasgemischs  $R$  berechnet sich entsprechend der gemessenen Massenanteile [9]. Die charakteristischen Vibrationstemperaturen  $\theta_{\text{vib}, i}$  der einzelnen Moleküle  $i$  wurden aus Vincenti und Krüger entnommen [9]. Die Werte der charakteristischen Temperaturen  $\theta_{\text{el}, j}$  der elektronischen Anregungszustände  $j$  wurden von Park bezogen [61]. Die elektronische Zustandssumme  $Q_{\text{el}}$  berechnet sich dabei durch Gleichung (2.10). Die Unsicherheit der Messung ergibt sich aus der Unsicherheit aller gemessenen Temperaturen, aller gemessenen Teilchendichten und der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit. Insgesamt resultiert daraus eine Unsicherheit von 7 % für die lokale massenspezifische Enthalpie.

Die meisten der in diesem Kapitel vorgestellten Methoden erlauben es, lokale thermodynamische Größen aus den gemessenen, lokal aufgelösten Emissionsspektren zu gewinnen. Daher ist es möglich, das gemessene dreidimensionale Strahlungsfeld zu nutzen, um auf die dreidimensionale Verteilung der Strömungsgrößen zu schließen. Der somit entstandene umfassende Datensatz der Strömung wird im folgenden Kapitel aufgeführt.

## 6. Aerothermodynamik der Plasmaströmung

Dieses Kapitel ist das erste der beiden Ergebnisteile dieser Arbeit. Hier werden die aerothermodynamischen Charakteristika der untersuchten Strömung in PWK1 vorgestellt. In Kapitel 7 wird dann auf spezielle Phänomene der Strömung eingegangen. In dieser Arbeit wird die experimentelle Simulation des hyperbolischen Hayabusa-Wiedereintritts verwendet, um die physikalischen Prozesse dieser hochenthalpen Strömung zu untersuchen. Mit der detaillierten Charakterisierung der Strömung wird die Grundlage geschaffen, die physikalischen Prozesse zu isolieren und somit besser zu verstehen. Eine Charakterisierung bildet den Grundstein für weitere Untersuchungen. Erst die Kenntnis über die Strömung erlaubt es, bedeutungsvolle Analysen über Effekte des Eintritts durchzuführen. Die Wichtigkeit solcher Untersuchungen lässt sich nicht zuletzt an der großen Anzahl von Dissertationen bemessen, die sich mit dieser Aufgabe beschäftigen [34, 35, 36, 37, 38, 39].

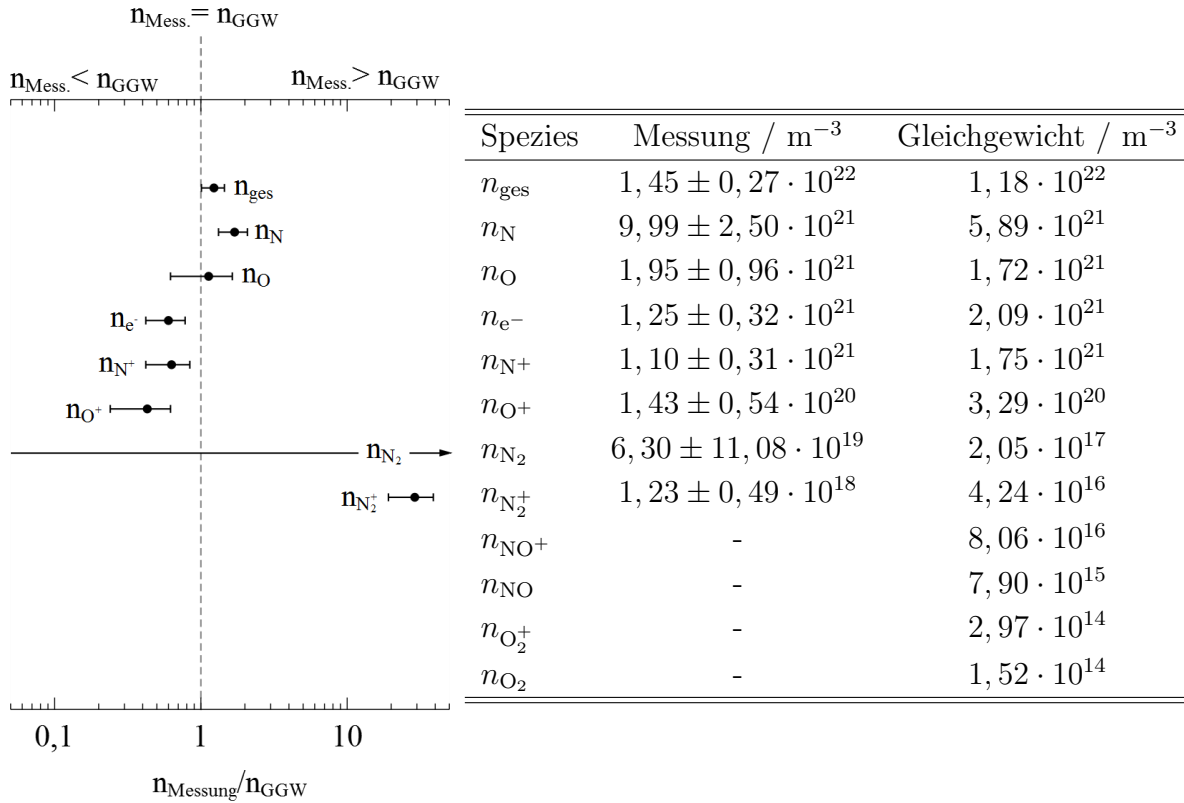
Das vorliegende Kapitel ist in vier Teile gegliedert. In den ersten drei Teilen werden jeweils die räumlichen Verteilungen von Teilchendichten, Temperaturen und der massenspezifischer Enthalpie dargestellt. Abschnitt 6.4 geht über die klassische Thermodynamik hinaus und befasst sich mit der Analyse einzelner Quantenzustände. Hier werden die Verteilungsfunktionen unterschiedlicher Freiheitsgrade untersucht, sowie Auffälligkeiten und Abweichungen von Gleichgewichtszuständen diskutiert.

Beim untersuchten Strömungsfeld handelt es sich um eine Strömung vor einer Kupfersonde mit 80 mm Durchmesser bei  $x = 270$  mm. Da alle hier vorgestellten Messergebnisse auf Basis von Emissionsmessungen entstanden sind, können lediglich Aussagen über die Strömungsbereiche getroffen werden, die so stark angeregt sind, dass messbare Strahlung ausgesendet wird. In Bereichen, in denen die Temperaturen verhältnismäßig klein sind, kann keine Aussage über die Strömungsparameter getroffen werden. Aufgrund der notwendigen Strahlungsintensität und der geometrischen Beschränkung der optischen Zugänge zur Plasmaströmung wird der axiale Bereich  $215 \text{ mm} < x < 270 \text{ mm}$  und der radiale Bereich  $0 \text{ mm} < r < 43 \text{ mm}$  analysiert. Hier herrscht ein ausreichend hohes Signal-Rausch-Verhältnis, um verlässliche Aussagen über die untersuchten thermodynamischen Parameter treffen zu können. Aufgrund des großen Bereichs in axialer Richtung wird bei den Messungen sowohl die freie Anströmung als auch die körpernahe Grenzschicht erfasst.

Im vorliegenden Kapitel wird insbesondere die freie Anströmung analysiert. Dazu werden die gemessenen Parameter bei  $x = 250$  mm mit einer Gleichgewichtssimulation verglichen, die mit dem Programm CEA durchgeführt wurde [185]. Die Simulation eines 11 Komponenten Luftmodells nach Park wird mit dem gemessenen Tankdruck von 1660 Pa und einer massenspezifischen Enthalpie von  $64,5 \text{ MJ kg}^{-1}$  ausgeführt [176]. Die massenspezifische Enthalpie ergibt sich aus dem gemessenen Gesamtwert von  $70,1 \text{ MJ kg}^{-1}$  abzüglich des gemessenen kinetischen Anteils von  $5,6 \text{ MJ kg}^{-1}$  [113, 134]. Der kinetische Anteil wird bei der Simulation nicht berücksichtigt,

da er ausschließlich die gerichtete Bewegung der Partikel beschreibt und für die thermochemische Zusammensetzung in der Anströmung somit unerheblich ist.

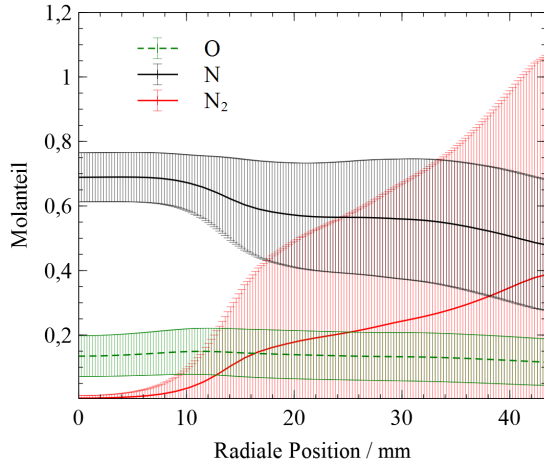
## 6.1. Teilchendichten



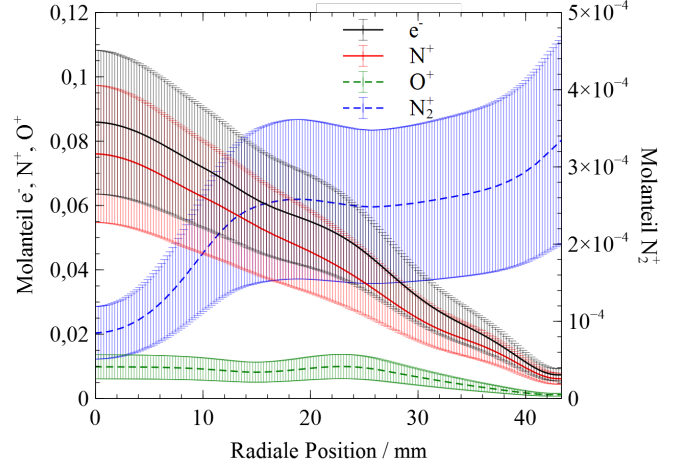
**Tabelle 6.1.:** Gemessene Teilchendichten auf der Staustromlinie des Freistrahls bei  $x = 250$  mm.

Die gemessenen und simulierten Teilchendichten auf der Staustromlinie bei  $x = 250$  mm sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Da es sich bei der experimentellen Wiedereintrittssimulation um eine Staupunktskonfiguration handelt, sind die Werte auf der Staustromlinie von besonderem Interesse. Die erste Auffälligkeit ist, dass die Teilchendichten von  $\text{O}_2$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{O}_2^+$  und  $\text{NO}^+$  in der Gleichgewichtssimulation viele Größenordnungen kleiner sind als die gesamte Teilchendichte. Dies ist ein weiteres Indiz dafür, dass deren Vernachlässigung in den Messdaten keinen signifikanten Fehler bewirkt. Des Weiteren ist erkennbar, dass die Strömung auf der Staustromlinie praktisch voll dissoziiert ist und im Wesentlichen aus atomarem Stickstoff und Sauerstoff besteht.

Die gesamte gemessene Teilchendichte stimmt gut mit dem simulierten Wert überein, wobei sich die jeweilige Zusammensetzung unterscheidet. Zwar liegt die Teilchendichte des atomaren Sauerstoffs sehr nahe am Gleichgewichtswert, jedoch ist dies für atomaren Stickstoff nicht der Fall. Die um etwa 70 % höheren Teilchendichte des atomaren Stickstoffs fällt besonders schwer ins Gewicht, da diese Spezies den mit Abstand größten Molanteil in der Strömung darstellt. Gegenteilig verhalten sich hierbei die atomaren Ionen sowie die Elektronen. Deren Teilchendichten befinden sich zwischen 57 % und 37 % unterhalb des Gleichgewichtswerts. Die Teil-



**Bild 6.1.:** Radiale Verteilung der Molanteile der neutralen Spezies bei  $x = 250$  mm.

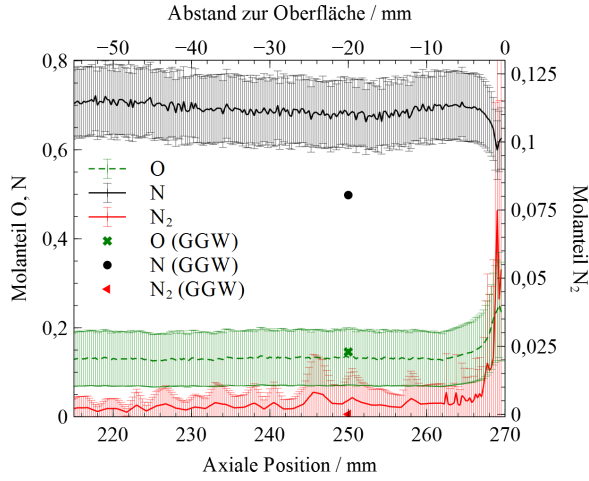


**Bild 6.2.:** Radiale Verteilung der Molanteile der geladenen Spezies bei  $x = 250$  mm.

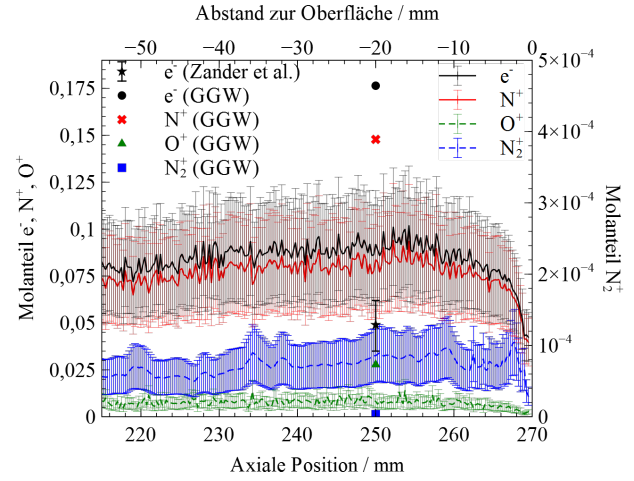
chendichten der beiden untersuchten Moleküle  $N_2$  und  $N_2^+$  liegen mehr als eine Größenordnung über dem jeweiligen Gleichgewichtswert. Interpretationen der  $N_2$  Teilchendichte sind aufgrund der großen Messunsicherheit nicht sinnvoll. Jedoch liegt die  $N_2^+$  Teilchendichte, auch unter Berücksichtigung der Unsicherheit, deutlich über dem entsprechenden Gleichgewichtswert.

Das Nichtgleichgewicht der stickstoffhaltigen Spezies könnte ein Resultat der kurzen Zeit sein, die für das Passieren des Lichtbogens zur Verfügung steht. Beim Durchgang des Stickstoffs durch den Lichtbogen wird die Energie in erster Linie durch Elektronenstöße in die Strömung eingebracht. Daher wird angenommen, dass die zwei Reaktionen  $N_2 + e^- \rightarrow N_2^+ + e^- + e^-$  und  $N_2 + e^- \rightarrow N + N + e^-$  zu Beginn dominieren. Die weitere Ionisation von N zu  $N^+$  durch Elektronenstöße findet möglicherweise nicht in ausreichendem Maß statt, oder es liegt eine erhöhte Rekombinationsrate in der Strömung vor. Daraus wird gefolgert, dass die Durchgangszeit durch den Lichtbogen für einen Gleichgewichtszustand nicht ausreicht. Weiterhin ist die überhöhte Teilchendichte des im Lichtbogen entstandenen  $N_2^+$  nach 250 mm nicht auf Gleichgewichtsniveau gesunken. Die Relaxationsgeschwindigkeit scheint dafür zu langsam zu sein. Die Durchmischung des Strahls zwischen Stickstoff und dem später zugeführten Sauerstoff scheint wie beabsichtigt zu funktionieren. Insgesamt macht Stickstoff  $85 \pm 21$  % der Partikel aus, während Sauerstoff bei  $15 \pm 7$  % liegt. Die nominellen Volumenanteile von Luft sind 78 % Stickstoff und 21 % Sauerstoff und liegen somit innerhalb der Messunsicherheit. Dieses Ergebnis bestätigt, dass die spätere Beimischung von Sauerstoff in der Düse zu dem gewünschten Luftverhältnis führt und somit eine repräsentative Wiedereintrittssimulation ermöglicht. Im Folgenden werden die radialen und axialen Verläufe der Molanteile analysiert. Das dreidimensional aufgelöste Strömungsfeld ist im Anhang in Abschnitt A.2 dargestellt.

Die Bilder 6.1 und 6.2 zeigen den radialen Verlauf der gemessenen Molanteile bei  $x = 250$  mm. Der Molanteil des molekularen Stickstoffs steigt nach Außen hin stark an, während der Molanteil des atomaren Stickstoffs sinkt. Dies ist ein Resultat von mehr Rekombinationsreaktionen aufgrund der sinkenden massenspezifischen Enthalpie beziehungsweise der zusätzlichen Durchmischung des Strahls mit Umgebungsluft. Trotz der großen Messunsicherheit des molekularen Stickstoffs ist das beschriebene Verhalten eindeutig festzustellen. Derartige thermodynamische Verhältnisse sind typisch für Umströmungen der Rückwand eines Eintrittsfahrzeugs und könnten somit für die Analyse derartiger Regime genutzt werden [71]. Interessant ist der



**Bild 6.3.:** Axiale Verteilung der Molanteile der neutralen Spezies auf der Staustromlinie.



**Bild 6.4.:** Axiale Verteilung der Molanteile der geladenen Spezies auf der Staustromlinie.

leichte Anstieg des Molanteils des atomaren Sauerstoffs bei einer radialen Position von etwa 10 mm. Hier sinkt die gesamte Teilchenzahl aufgrund von Rekombination von je zwei Stickstoffatomen zu einem Stickstoffmolekül ab. Der Sauerstoff liegt allerdings weiterhin fast nur in atomarer Form vor, wodurch dessen Molanteil erhöht wird. Dieses unterschiedliche Verhalten ist auf die höhere Dissoziationsenthalpie des Stickstoffs ( $h_{\text{Bildung, N}} \approx 33,8 \text{ MJ kg}^{-1}$ ,  $h_{\text{Bildung, O}} \approx 17,8 \text{ MJ kg}^{-1}$ ) zurückzuführen [34, 122]. Durch das Absinken der Enthalpie in radialer Richtung genügt die Energie in der Strömung nicht mehr, um alle Stickstoffmoleküle zu dissoziieren, während dies bei Sauerstoff aufgrund der kleineren Bildungsenthalpie weiterhin weitgehend möglich ist.

Die absinkende Enthalpie ist auch durch das monotone Abnehmen der Elektronendichte erkennbar. Analog zur Dissoziation finden in den Randbereichen mehr Rekombinationsreaktionen von Elektronen und Ionen statt. Dabei sinkt der Molanteil der Stickstoffionen  $\text{N}^+$  schneller als der Molanteil der Sauerstoffionen  $\text{O}^+$ . Der Grund ist erneut die geringere Bildungsenthalpie ( $h_{\text{Bildung, N}^+} \approx 100,8 \text{ MJ kg}^{-1}$ ,  $h_{\text{Bildung, O}^+} \approx 93,9 \text{ MJ kg}^{-1}$ ), analog zur obigen Diskussion der Dissoziation. Der Molanteil der ionisierten Stickstoffmoleküle steigt nach außen hin um einen Faktor von etwa drei an [34, 122]. Es wird vermutet, dass hierfür hauptsächlich die Ladungsaustauschreaktionen  $\text{N}_2 + \text{N}^+ \rightarrow \text{N}_2^+ + \text{N}$  und  $\text{N}_2 + \text{O}^+ \rightarrow \text{N}_2^+ + \text{O}$  verantwortlich sind, da in radialer Richtung deutlich mehr neutrale Stickstoffmoleküle dafür zur Verfügung stehen [49, 122].

In den Bildern 6.3 und 6.4 ist der axiale Verlauf der gemessenen Molanteile auf der Staustromlinie dargestellt. Es ist erkennbar, dass der axiale Gradient der Molanteile in der ungestörten Anströmung sehr klein ist. Damit weist das Plasma Charakteristika einer eingefrorenen Strömung auf [4]. Im untersuchten Regime des Hayabusa-Wiedereintritts spielen Relaxationsprozesse eine große Rolle, wodurch die Strömung in einem Nichtgleichgewicht auf die Fahrzeugoberfläche trifft [123]. Das eingefrorene Nichtgleichgewicht der Strömung in PWK1 zeigt somit dieselben Charakteristika wie im Flugfall. Des Weiteren sind einige Relaxationseffekte zu beobachten. Der Molanteil des atomaren Stickstoffs sinkt leicht ab und strebt somit dem entsprechenden Gleichgewichtswert entgegen. Analog dazu steigen die Molanteile der atomaren Ionen an und streben ebenso in Richtung ihrer Gleichgewichtswerte.

Einige weitere Aspekte sind in der Grenzschicht vor der Sonde zu beobachten. Der Einfluss des Körpers auf die Molanteile ist ab einem Abstand von etwa 15 mm von der Wand spürbar. Hier



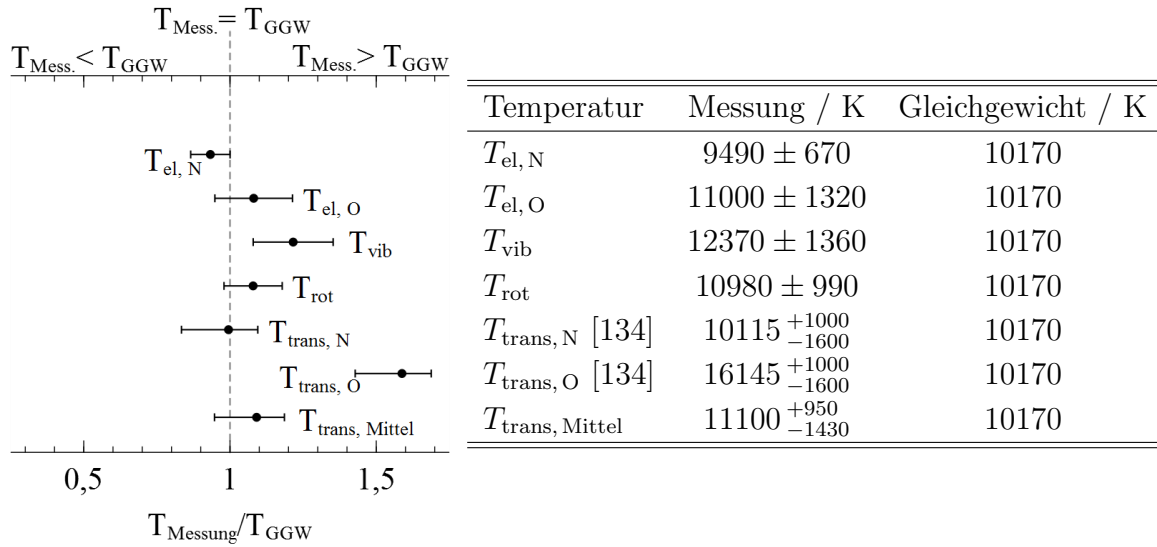
steigt der Molanteil des atomaren Stickstoffs nochmals geringfügig an, da Rekombinationsreaktionen der atomaren Stickstoffionen zu einer höheren Teilchenzahl der neutralen Stickstoffatome führen. Ab etwa 5 mm sinkt der Molanteil des atomaren Stickstoffs, wie von einem Grenzschichtverlauf erwartet. Im Gegenzug steigt der Molanteil des molekularen Stickstoffs stark an, da die Temperatur zum Körper hin sinkt und somit eine deutlich höhere Rekombinationsrate vorliegt. Weiterhin ist mit katalytischen Oberflächenreaktionen zu rechnen, die die Bildung von Molekülen begünstigen [129]. Interessanterweise steigt der Sauerstoff bis kurz vor der Oberfläche an. Der Anstieg wird, analog zur obigen Erklärung des radialen Verlaufs, durch die geringere Dissoziationsenthalpie von Sauerstoff eingeleitet. Jedoch erklärt dieser Umstand nicht den weiteren Anstieg in unmittelbarer Nähe zum Staupunkt. Auch die Oberflächenrekombination von Sauerstoff wird durch oxidiertes Kupfer begünstigt [186]. Daher sollte, analog zum Verhalten von Stickstoff, der Molanteil von atomarem Sauerstoff zur Oberfläche hin absinken. Jedoch bildet sich lediglich ein Plateau von etwa 1 mm Länge direkt vor der Oberfläche. Zwei mögliche Gründe können das beobachtete Verhalten erklären: Die Haftbedingung könnte an der Wand im untersuchten Strömungsregime verletzt sein, wodurch Diskrepanzen zwischen den Werten an der Wand und unmittelbar davor entstehen können. Dies wurde bereits in der numerischen Simulation des Flugfalls des untersuchten Trajektorienpunkts beobachtet [123]. Der Grenzschichtverlauf könnte für Sauerstoff deutlich steiler sein, da die Rekombination erst ab einer Grenzschichttemperatur einsetzt, die kurz vor der Oberfläche erreicht wird. In diesem Fall würde die räumliche Auflösung des spektroskopischen Systems unzureichend sein, um die steilen Gradienten aufzulösen.

Der Molanteil der atomaren Ionen sinkt ab einem Abstand von etwa 10 mm von der Oberfläche stetig ab, wie es bei einer Grenzschicht zu erwarten ist. Analog zum Verhalten von Stickstoff ist eine sehr leichte Erhöhung vor diesem Absinken zu verzeichnen, die erneut durch den Enthalpiegewinn aus der kinetischen Energie hervorgeht. Im Fall von  $N_2^+$  ist ein signifikantes Absinken erst ab etwa 2 mm vor der Oberfläche erkennbar. Für diese Verzögerung wird erneut die erhöhte Rate an Ladungsaustauschreaktionen verantwortlich gemacht, die durch den höheren Molanteil von  $N_2$  in der Grenzschicht ermöglicht wird. Eine Diskrepanz besteht zwischen der Messung der Elektronendichte anhand der Linienbreite der H- $\alpha$  Linie und der Messung auf Basis des Saha-Gleichgewichts (siehe Abschnitt 5.3.1). Die direkte Messung von Zander et al. liegt gerade außerhalb der Messunsicherheit der Saha-Methode. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten ist die Abweichung von der Quasineutralität. Aufgrund der geringen Masse und damit verbundenen hohen Beweglichkeit der Elektronen verbreiten sich diese viel schneller im Strömungsfeld. Die schweren Ionen sind dagegen deutlich träger und verbleiben daher in einer höheren Konzentration im Strömungszentrum.

## 6.2. Temperaturen

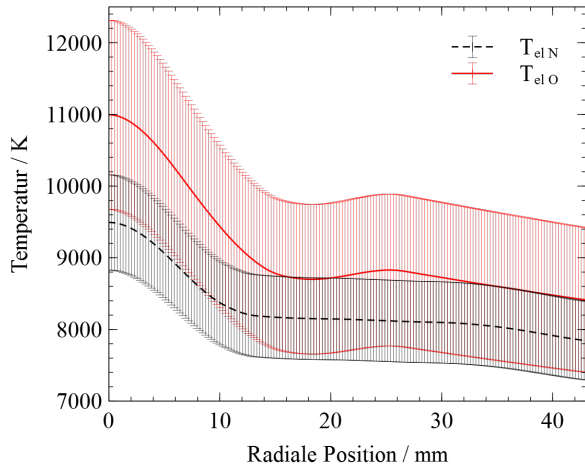
Die gemessenen und simulierten Temperaturen der Anströmung bei  $x = 250$  mm sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst. Zusätzlich zu den in dieser Arbeit bestimmten Anregungstemperaturen sind die Messergebnisse von Zander et al. für die Translationstemperaturen von atomarem Sauerstoff und atomarem Stickstoff dargestellt [134]. Der Gesamtwert  $T_{\text{trans, Mittel}}$ , der die mittlere translatorische Energie der Strömung beschreibt, wird durch die Gewichtung der gemessenen Temperaturen mit ihren jeweiligen Molanteilen berechnet. Eine Auffälligkeit ist, dass, mit Ausnahme der elektronischen Anregungstemperatur von atomarem Stickstoff, alle Temperaturen über der Gleichgewichtstemperatur liegen. Ein typisches Charakteristikum von Strömungen

nach einem Verdichtungsstoß, wie aus Bild 3.2 hervorgeht. Somit wird auch diese Eigenschaft einer relaxierenden Nachstoßströmung im PWK reproduziert. Die Vibrationstemperatur und die Translationstemperatur des atomaren Sauerstoffs sind die einzigen Größen, die so weit vom Gleichgewicht entfernt sind, dass die jeweilige Diskrepanz nicht mehr im Bereich der Messunsicherheit liegt. Somit liegen die bestimmten Temperaturen näher am Gleichgewicht, als dies für die chemische Zusammensetzung der Fall ist. Eine weitere Auffälligkeit ist die sehr gute Übereinstimmung zwischen Rotationstemperatur und mittlerer Translationstemperatur. Dadurch wird dieses Gleichgewicht bestätigt, welches in vielen Analysemethoden angewendet wird. Im Weiteren werden die radialen und axialen Charakteristika der Temperaturfelder näher analysiert. Die dreidimensionale Verteilung der Anregungstemperaturen ist im Anhang in Abschnitt A.2 dargestellt.

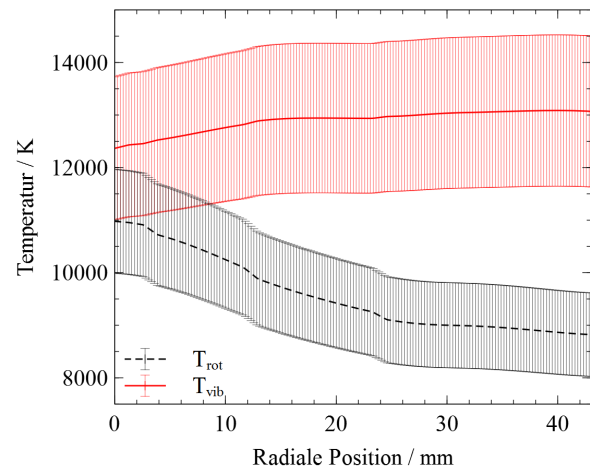


**Tabelle 6.2.:** Gemessene Temperaturen auf der Staustromlinie des Freistrahls bei  $x = 250$  mm.

Bild 6.5 zeigt den radialen Verlauf der elektronischen Anregungstemperaturen bei  $x = 250$  mm. Die Temperaturen beider Atome sind, innerhalb der Messunsicherheit, miteinander im Gleichgewicht. Beide elektronischen Anregungstemperaturen weisen ein Maximum im Zentrum auf und fallen dann nach 15 mm auf ein vergleichsweise konstantes Plateau ab. Bild 6.6 stellt den radialen Verlauf der molekularen Anregungstemperaturen dar. Die Rotationstemperatur sinkt von einem Maximum im Zentrum nach außen hin ab, wohingegen die Vibrationstemperatur nach außen eher leicht ansteigt. Ein Grund für die gegensätzliche Verteilung der molekularen Temperaturen könnte die bevorzugte Dissoziation von vibratorisch angeregten Stickstoffmolekülen sein. In Bereichen hoher Rotationstemperatur wird angenommen, dass dort auch ein hoher Dissoziationsgrad herrscht, da dort eine hohe Translationstemperatur und somit eine hohe massenspezifische Enthalpie vorliegt. Diese Annahme stützt sich auf die schnelle Relaxation zwischen Translationstemperatur und Rotationstemperatur [170, 67]. Da energetisch höher angeregte Vibrationszustände schneller dissoziieren, werden diese früher entvölkert [61, 8, 187]. Durch diese Entvölkerung entsteht eine scheinbar niedrigere Vibrationstemperatur. Diese Interpretation würde implizieren, dass eine Abweichung von der vibratorischen Boltzmann-Verteilung besteht, was durch die Messdaten in Abschnitt 6.4 gestützt wird.



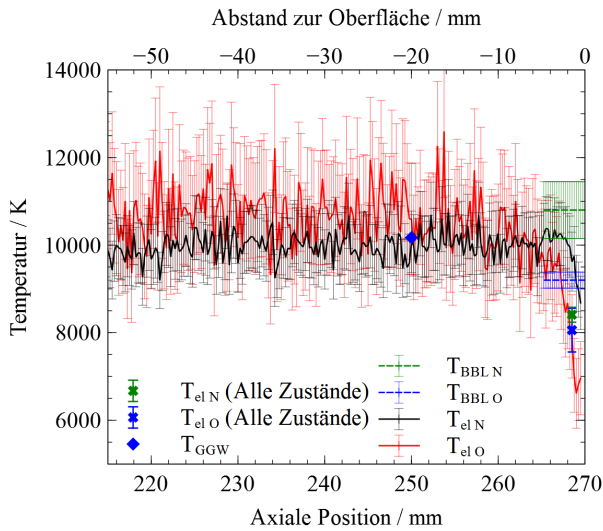
**Bild 6.5.:** Radiale Verteilung der elektronischen Anregungstemperaturen bei  $x = 250$  mm.



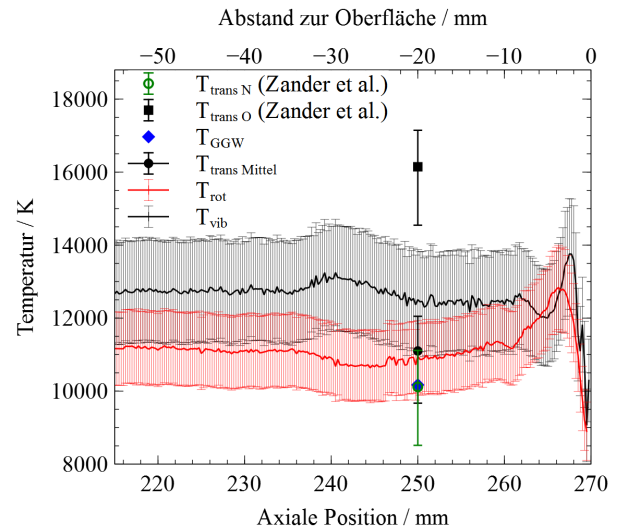
**Bild 6.6.:** Radiale Verteilung der molekularen Anregungstemperaturen bei  $x = 250$  mm.

Bild 6.7 zeigt den axialen Verlauf der gemessenen elektronischen Anregungstemperaturen von atomarem Stickstoff und Sauerstoff auf der Staustromlinie. Beide Temperaturen sind über die gesamte Länge der Anströmung auf dem Niveau der Gleichgewichtstemperatur. Ein weiterer interessanter Aspekt ist der unterschiedlich stark ausgeprägte Grenzschichtverlauf. Die elektronische Anregungstemperatur von Sauerstoff beginnt etwa 5 mm vor der Oberfläche abzusinken, während die entsprechende Stickstofftemperatur erst ab etwa 2 mm einen typischen Grenzschichtverlauf aufweist. Für die Bestimmung der Temperaturen in der Grenzschicht mithilfe der Boltzmann-Plot Methode wurden zusätzlich zu den hochenergetischen Zuständen auch niederenergetische Zustände verwendet [146]. Auch hier wird das Nichtgleichgewicht zwischen beiden Spezies rekonstruiert, wobei eine sehr gute Übereinstimmung bei Sauerstoff vorliegt. Darüber hinaus wird derselbe Trend auch bei den elektronischen Anregungstemperaturen beobachtet, welche anhand des Black Body Limits bestimmt wurden. Die derartig bestimmten Temperaturen beziehen sich auf die ersten Millimeter vor der Oberfläche, da VUV-Strahlung von weiter entfernten Partikeln aufgrund der starken Selbstabsorption kaum zum gemessenen Signal beiträgt. Wie erwartet, wird das Black Body Limit hauptsächlich durch die Bereiche dominiert, die die höchste elektronische Anregungstemperatur aufweisen. Es besteht eine gute Übereinstimmung zwischen dem gemessenen Grenzschichtverlauf und den Black Body Limit Temperaturen. Das konsistente Bild der vorliegenden Analyse bestätigt, dass die beim Wiedereintritt herrschenden thermischen Nichtgleichgewichtseffekte in der Grenzschicht dieser Plasmaströmung ausreichend aufgelöst werden können.

Bild 6.8 zeigt den axialen Verlauf der molekularen Anregungstemperaturen. Beide Temperaturen verbleiben in der Anströmung auf einem recht konstanten Niveau, ausgenommen von einer Störung bei etwa 245 mm. Der Grund hierfür ist bisher unbekannt. Ab etwa 15 mm vor der Oberfläche wird der Einfluss der Sonde spürbar, was sich in einer Erhöhung der Rotationstemperatur niederschlägt. Dieses Verhalten entspricht den Erwartungen an eine sich verdichtende Strömung, bei der die translatorischen und rotatorischen Freiheitsgrade als Erstes angeregt werden, analog zur Situation hinter einem Verdichtungsstoß [8]. Ab etwa 5 mm vor der Oberfläche, beginnt die Rotationstemperatur rapide abzusinken und somit der Wandtemperatur entgegen-



**Bild 6.7.:** Axiale Verteilung der elektronischen Anregungstemperaturen auf der Staustromlinie.



**Bild 6.8.:** Axiale Verteilung der molekularen und translatorischen Temperaturen auf der Staustromlinie.

zustreben. Die Vibrationstemperatur zeigt hingegen einen unerwarteten Verlauf. Sie durchläuft etwa 5 mm vor der Oberfläche ein lokales Minimum, um daraufhin etwa 2 mm vor der Oberfläche auf ein Maximum anzusteigen, bevor das steile Absinken unmittelbar vor der Wand einsetzt. Aufgrund der verdichteten Strömung vor der Sonde erhöht sich die Relaxationsgeschwindigkeit, da mehr Stöße ausgeführt werden und eine geringere Strömungsgeschwindigkeit vorliegt. Dadurch strebt die Vibration schneller zur Gleichgewichtstemperatur, was das Absinken bei etwa 262 mm erklärt. Das Maximum nahe der Oberfläche ist ein Resultat von chemischen Reaktionen. Durch katalytische Rekombinationsreaktionen an der Oberfläche werden bevorzugt vibratorisch hochangeregte Moleküle erzeugt [37]. Weiterhin wurde in Abschnitt 6.1 gezeigt, dass in der Grenzschicht einige  $N_2^+$  Moleküle durch Ladungsaustauschreaktionen entstehen. Es wird angenommen, dass die gebildeten Moleküle ebenfalls vibratorisch hochangeregte sind, da der inverse Prozess einer bevorzugten Dissoziation stattfindet. Beide genannten Prozesse führen zu einer höheren Population von hochangeregten vibratorischen Zuständen, was sich in der Erhöhung der Vibrationstemperatur niederschlägt.

### 6.3. Massenspezifische Enthalpie

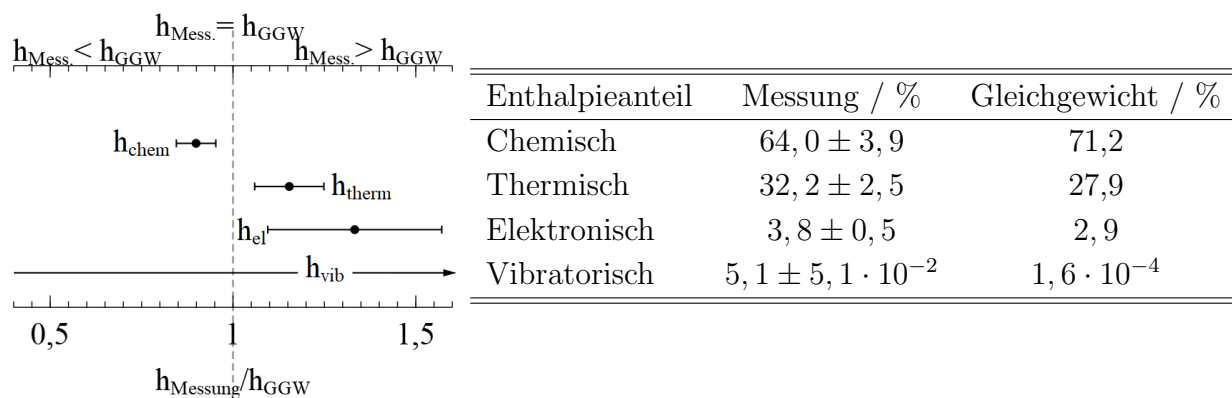
Der Messwert der massenspezifischen Enthalpie auf der Strahlachse bei  $x = 250$  mm ist in Tabelle 6.3 dargestellt. Dabei wurde der als „Spektroskopische Messung“ bezeichnete Wert anhand der Methode aus Abschnitt 5.4 berechnet und die Werte aus den Tabellen 6.1 und 6.2 verwendet. Als Vergleich sind zwei Messergebnisse aufgeführt, die mit jeweils unterschiedlichen Sonden ermittelt wurden. Eine Messung wurde mit einer Sonde mit 80 mm Durchmesser durchgeführt. Hierbei wurden der Totaldruck und die Wärmestromdichte genutzt, um über eine Korrelation auf die lokale massenspezifische Enthalpie zu schließen [132, 113]. Das Vorgehen wurde bereits in Abschnitt 3.2 diskutiert. Zusätzlich wurden Messungen auf der Staustromlinie mit einer Enthalpiesonde mit 50 mm Durchmesser durchgeführt. Bei dieser Messtechnik strömt ein bekannter Stickstoffmassenstrom aus einem Bohrloch im Sondenstau Punkt, wobei der Massenstrom variiert wird. Im Sondenkopf wird für jeden eingestellten Massenstrom die Wärmestromdichte

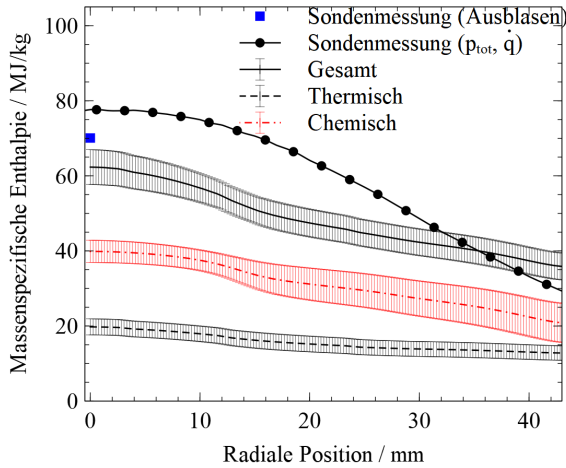
**Tabelle 6.3.:** Massenspezifische Enthalpie auf der Strahlachse bei  $x = 250$  mm.

|                                      | Spektroskopische | $d = 80$ mm Sonde           | $d = 50$ mm Sonde |
|--------------------------------------|------------------|-----------------------------|-------------------|
|                                      | Messung          | $(p_{\text{tot}}, \dot{q})$ | (Ausblasen)       |
| $h_{\text{ges}} / \text{MJ kg}^{-1}$ | $62,3 \pm 4,5$   | 76,4                        | 70,1              |

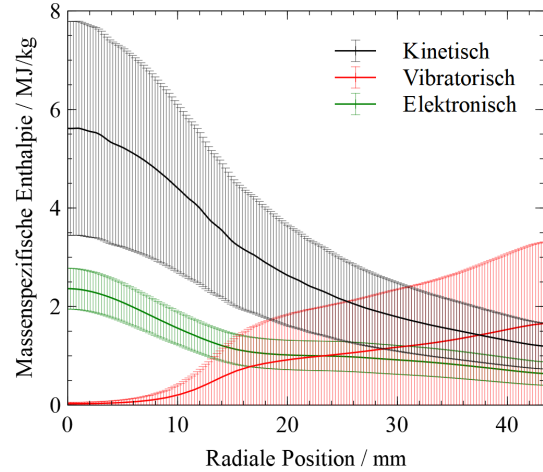
gemessen. Anhand der Reduktion des Staupunktärmestroms durch Ausblasen, kann auf die lokale massenspezifische Enthalpie geschlossen werden [186]. Alle drei verschiedenen Messtechniken zeigen eine gute Übereinstimmung. Durch die Fülle an Messdaten ist es nun erstmals möglich, einen detaillierten Blick in die Zusammensetzung der massenspezifischen Enthalpie zu werfen. Dies wird im Folgenden anhand der spektroskopischen Messergebnisse durchgeführt.

Tabelle 6.4 fasst die jeweils gemessenen beziehungsweise simulierten relativen Enthalpieanteile auf der Staustromlinie bei  $x = 250$  mm zusammen. Hierbei ist erneut der kinetische Anteil ausgenommen. Die gemessene massenspezifische Enthalpie besteht zum größten Teil aus dem chemischen und thermischen Anteil. Die restlichen Anteile der inneren Freiheitsgrade sind sehr klein. Aufgrund der hohen Enthalpie ist die Strömung praktisch voll dissoziiert, wie in Abschnitt 6.1 gezeigt wurde. Dies ist der Grund, weshalb der vibratorische Anteil so gering ist. Es sind schlicht keine Moleküle vorhanden, in denen dieser Energietyp gespeichert werden kann. Der Anteil der elektronischen Anregung ist größer, da diese bei allen Teilchen möglich ist. Beim Vergleich zwischen Messung und Simulation fällt auf, dass keiner der Enthalpieanteile der vorliegenden Strömung dem jeweiligen Gleichgewichtswert entspricht. Die höhere Translationstemperatur sorgt dafür, dass der thermische Anteil über Gleichgewichtsniveau liegt. Hingegen sind die vergleichsweise geringen Massenanteile der ionisierten Spezies hauptsächlich dafür verantwortlich, dass der chemische Anteil unter dem Gleichgewichtswert zu liegen kommt. Der Anteil der molekularen Freiheitsgrade wird hauptsächlich durch den Massenanteil von  $\text{N}_2$  bestimmt, wodurch auch die große Messunsicherheit entsteht. Die Messdaten zeigen, dass die Abweichung vom Gleichgewichtsfall gering ist. Die Verteilung der Enthalpie in deren jeweiligen

**Tabelle 6.4.:** Relative Enthalpieanteile auf der Staustromlinie des Freistrahls bei  $x = 250$  mm (kinetischer Anteil ist ausgenommen).



**Bild 6.9.:** Radiale Verteilung der größten Anteile der massenspezifischen Enthalpie bei  $x = 250$  mm.



**Bild 6.10.:** Radiale Verteilung der kleinen Anteile der massenspezifischen Enthalpie bei  $x = 250$  mm.

Moden entspricht einer relaxierenden Strömung kurz vor der Gleichgewichtsregion. Somit wird bestätigt, dass die Wiedereintrittssimulation im Plasmawindkanal wichtige Eigenschaften des Flugs korrekt reproduziert.

Bild 6.9 zeigt das radiale Profil der gemessenen massenspezifischen Enthalpie. Der gezeigte Verlauf entspricht der gesamten Enthalpie, also inklusive des kinetischen Anteils. Der qualitative radiale Verlauf des kinetischen Anteils wurde analog zum Vorgehen von Löhle bestimmt [35]. Hierzu wird das Verhältnis zwischen lokalem Staudruck und statischem Druck verwendet, um über die Korrelation von Rayleigh und Pitot eine lokale Machzahl zu bestimmen. Der radial aufgelöste Staudruck wurde durch eine Totaldruckmessung bestimmt, während angenommen wird, dass der statische Druck dem gemessenen Tankdruck von 1660 Pa entspricht [146]. Weiterhin wird auf Basis der gemessenen Massenanteile und den Tabellen von Gordon und McBride der lokale Isentropenexponent berechnet [185]. Analog zu Löhle wird die lokale Schallgeschwindigkeit auf Basis der gemessenen Rotationstemperatur und des Isentropenexponenten bestimmt. Die lokale Strömungsgeschwindigkeit lässt sich im Anschluss aus der Schallgeschwindigkeit und der Machzahl berechnen [35]. Diese Verteilung wird schließlich derart skaliert, dass im Zentrum der von Zander gemessene Wert von  $3350 \text{ m s}^{-1}$  vorherrscht [134].

Zusätzlich ist in Bild 6.9 eine Vergleichsmessung der Enthalpie mithilfe einer Wärmestromdichte-Totaldruck-Sonde aufgetragen [131, 130]. Die Übereinstimmung zwischen spektroskopisch ermittelter massenspezifischer Enthalpie und Sondenmessung auf der Staustromlinie ist gut. Jedoch ergeben sich im qualitativen radialen Verlauf beträchtliche Diskrepanzen zwischen den beiden Messmethoden. Der spektroskopisch ermittelte Verlauf sinkt beinahe linear ab, während die Sondenmessung einen Verlauf aufweist, der einer Gauß-Verteilung ähnelt. Des Weiteren ist der spektroskopisch ermittelte Wert am Strahlrand deutlich höher, als der Wert der Sondenmessung. Diese Unterschiede werden auf zwei Ursachen zurückgeführt: Das radiale Profil der Sondenmessung ist das Resultat einer sehr geringen räumlichen Auflösung. Der Sondeneinsatz, welcher für die Ermittlung der Wärmestromdichte verwendet wird, hat einen Durchmesser von 40 mm. Dies führt dazu, dass bei einer lokalen Messung stets der Mittelwert aus einem  $\pm 20$  mm breiten Strahlbereich gemessen wird. Dies äußert sich in einer Verschmierung beziehungsweise Verbreiterung des tatsächlichen Strahlpro-

files. Daraus wird geschlossen, dass das wirkliche Strahlprofil schmaler ist. Das führt allerdings dazu, dass die Diskrepanz zwischen spektroskopischer Messung und Sondenmessung noch größer wird. Dieser Unterschied wird auf das transiente Strömungsverhalten zurückgeführt, welches in Abschnitt 4.3 diskutiert wurde [151]. Durch Hochgeschwindigkeitsmessungen von Zander et al. wurde gezeigt, dass die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Plasmas im Zentrum der Strömung praktisch 100 % beträgt, aber nach außen hin schnell abfällt [121]. Zu den spektroskopischen Messdaten trägt jedoch nur der Zustand des Plasmas bei, der hoch genug angeregt ist, um ausreichend stark zu emittieren. Das führt dazu, dass die Messdaten stets vom heißen Zentrum eines Plasmafadens dominiert werden. Weiterhin beruhen die meisten Analysemethoden dieser Arbeit auf relativen Linienvhältnissen, wodurch die absolute Intensität lediglich eine kleine Rolle spielt. Diese Ursachen führen dazu, dass tendenziell eher der „instantane“ Zustand des Plasmas gemessen wird, als ein zeitlicher Mittelwert. Im Zentrum ist diese Problematik wenig relevant, da wegen der hohen Aufenthaltswahrscheinlichkeit der „instantane“ Zustand dem zeitlichen Mittelwert entspricht. Jedoch wird mit zunehmendem radialen Abstand die Aufenthaltswahrscheinlichkeit geringer [121]. Dadurch entsteht eine immer größer werdende Diskrepanz zwischen „instantanem“ und zeitlich gemitteltem Zustand. Da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit in der spektroskopischen Bestimmung der massenspezifischen Enthalpie nicht berücksichtigt wird, ist der radiale Verlauf zu flach. Für eine Verbesserung der Bestimmung der Enthalpie wäre eine tomographisch aufgelöste spektroskopische Messung notwendig, die mit extrem kurzen Belichtungszeiten durchgeführt wird. Hierbei könnten die räumlich und zeitlich aufgelösten Strömungsparameter erfasst werden.

Dennoch gibt der radiale Verlauf der Enthalpie Aufschluss über die Plasmazusammensetzung in den äußeren Strömungsbereichen. Die Bilder 6.9 und 6.10 zeigen hierfür die radialen Verläufe der jeweiligen Enthalpieanteile. Der thermische Anteil sinkt nach außen hin ab und folgt damit im Wesentlichen dem Verlauf der Rotationstemperatur. Der chemische Anteil sinkt ebenso, hauptsächlich durch das radiale Abnehmen der Massenanteile der Ionen und des atomaren Stickstoffs. Wie von einem turbulenten Freistrahler erwartet, sinkt auch der kinetische Anteil der massenspezifischen Enthalpie nach außen hin ab [34]. Der Anteil der elektronischen Anregung sinkt ebenso leicht ab und folgt damit der elektronischen Anregungstemperatur. Hingegen steigt der vibratorische Anteil an, hauptsächlich durch den erhöhten Massenanteil des molekularen Stickstoffs. Eine axiale Verteilung der Enthalpie wird aufgrund des unbekannten Verlaufs der Strömungsgeschwindigkeit nicht näher untersucht.

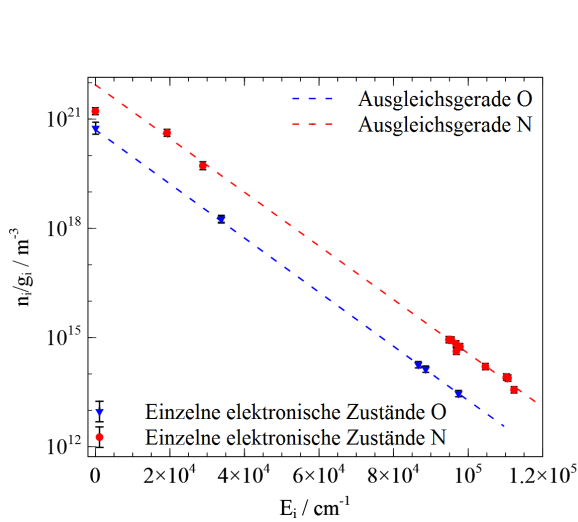
## 6.4. Charakteristika von Anregungszuständen

Nach der Analyse der klassischen kontinuumsmechanischen Strömungsgrößen wie Temperatur und Molanteil sollen in diesem Abschnitt die gemessenen Verteilungsfunktionen einzelner Spezies näher analysiert werden. Dabei werden elektronische, vibratorische und rotatorische Freiheitsgrade untersucht.

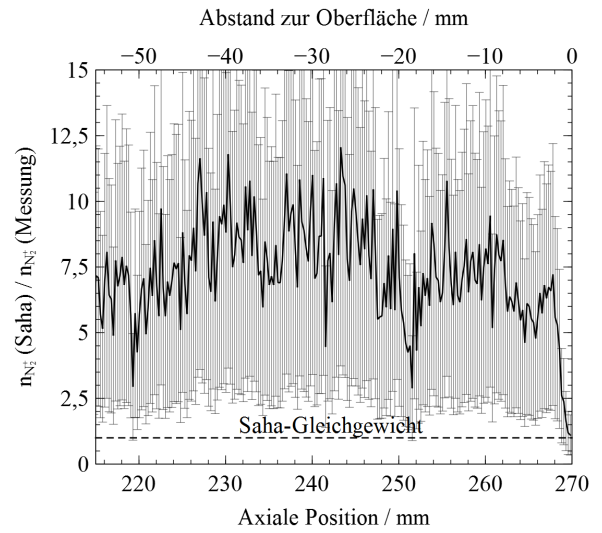
### 6.4.1. Elektronische Anregung

Die Verteilungen der Besetzungsdichten auf der Staustromlinie, 2 mm vor einer Kupfersonde, sind in Bild 6.11 dargestellt. Es ist offensichtlich, dass sich die beiden Temperaturen im Gleichgewicht befinden, da die Steigungen der Ausgleichsgeraden beinahe identisch sind. Weiterhin





**Bild 6.11.:** Boltzmann-Plot der elektronischen Zustände von N und O auf der Staustromlinie  $x = 268$  mm.



**Bild 6.12.:** Abweichung vom Saha-Gleichgewicht ( $N_2$ ) entlang der Staustromlinie.

fällt auf, dass alle gemessenen Zustände sehr nahe an einer Boltzmann-Verteilung liegen, bis auf den Grundzustand des Stickstoffs. Diese Abweichung kann zwei Ursachen haben. Einerseits könnte die Strahlungsabsorption im VUV derart stark sein, dass Absorptionsprozesse einen signifikanten Einfluss auf die Besetzungsdichte ausüben. Andererseits könnte eine unzureichende Relaxation vorliegen, das heißt die Zeit, die ein Partikel zwischen Lichtbogen und Messstelle benötigt, reicht nicht aus, um eine stationäre Verteilung der Zustände auszubilden. Um diese Fragestellung zu klären, wurden die An- und Abregungsraten des Grundzustands anhand der Gleichungen (2.5) bis (2.7) berechnet, welche Elektronenstoßanregung, Elektronenstoßionisation und Strahlungsprozesse beschreiben. Dabei zeigt sich, dass Elektronenstoßanregung bei der Änderung der Besetzungsdichte über zwei Größenordnungen effektiver ist, als Strahlungsübergänge. Ionisationsprozesse sind etwa acht Größenordnungen weniger effektiv. Die gesamte Änderungsrate ist positiv, das bedeutet, dass das Plasma den Grundzustand in Richtung des erwarteten Boltzmann-Werts treibt. Weiterhin wurde das Kriterium von Anders et al. (Gleichung (2.12)) für den Grundzustand von atomarem Sauerstoff und Stickstoff ausgewertet. Dieses Kriterium gibt an, welche minimale Elektronendichte vorhanden sein muss, damit nach Abschluss aller transienten Prozesse eine Boltzmann-Verteilung vorliegt. Die resultierenden benötigten Elektronendichten sind  $2,2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  für O und  $4,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  für N. Beide Werte liegen deutlich unter den Messwerten, wie aus Tabelle 6.1 ersichtlich wird. Somit wird die Schlussfolgerung gezogen, dass es sich bei der Abweichung von der Boltzmann-Verteilung um einen transienten Effekt handeln muss. Dieses Argument wird zusätzlich durch die Arbeit von Kunc und Soon unterstützt, in der die Relaxationszeiten verschiedener Energiezustände des atomaren Stickstoffs berechnet wurden [72]. Hier wird gezeigt, dass die Relaxationszeit des Grundzustands über eine Größenordnung größer ist, als für andere Zustände. Weiterhin scheint es plausibel, dass sich die elektronische Anregung des Stickstoffs beim Düsenaustritt in einem starken Nichtgleichgewicht befindet, da diese Partikel zuvor den hochenergetischen Lichtbogen passiert haben. Sauerstoff wird hingegen hauptsächlich durch Stoß- und Strahlungsprozesse nach der Düse angeregt, wodurch keine extreme Abweichung von der Boltzmann-Verteilung zu erwarten ist [121].

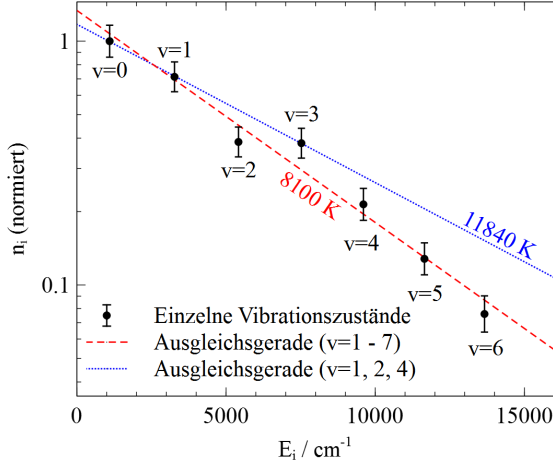


Zusätzlich zu den atomaren elektronischen Zuständen wird analysiert, inwieweit die elektronischen Zustände von  $N_2$  und  $N_2^+$  vom Saha-Gleichgewicht abweichen. Die Teilchendichte von  $N_2^+$  wurde anhand der in Abschnitt 5.1.4 beschriebenen QSS Extrapolation ermittelt. Weiterhin wurde die Besetzungsdichte des  $N_2^+$  Grundzustands ermittelt, sofern sich dieser im Saha-Gleichgewicht mit dem hochangeregten  $C^3\Pi_u$  Zustand von  $N_2$  befinden würde (Abschnitt 5.3.2). Das Verhältnis der beiden Werte des Grundzustands entlang der Staustromlinie ist in Bild 6.12 dargestellt. Trotz der verhältnismäßig großen Messunsicherheit lässt sich sicher sagen, dass in der Anströmung kein Saha-Gleichgewicht zwischen  $N_2$  und  $N_2^+$  vorliegt. Wie bereits in Abschnitt 6.1 diskutiert, wird vermutet, dass dieses Nichtgleichgewicht aufgrund einer zu kurzen Verweildauer im Lichtbogen entsteht. Analog zum Grundzustand von N könnte dies daher auf eine nicht abgeschlossene Relaxation innerhalb der Anregungszustände hindeuten. Dies würde allerdings implizieren, dass die QSS-Annahme fraglich ist, welche zur Bestimmung der molekularen Teilchendichten verwendet wird. Eine alternative Erklärung ist eine vergleichsweise langsame Relaxation der Ionisationsprozesse, welche aufgrund der großen Abweichungen der Ionendichten vom Gleichgewicht wahrscheinlich erscheint.

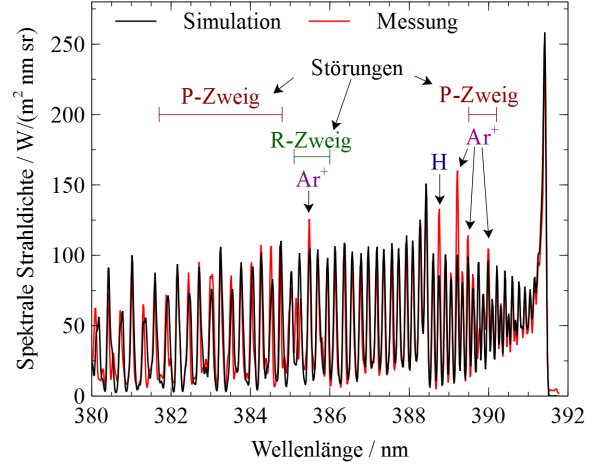
### 6.4.2. Vibratorische und rotatorische Anregung

In diesem Abschnitt wird die Verteilung der vibratorischen und rotatorischen Anregungszustände des  $N_2^+$   $B^2\Sigma_u^+$  Zustands untersucht. Die relativen Besetzungsdichten der vibratorischen Niveaus werden anhand der in Abschnitt 5.2.3 vorgestellten Methode ermittelt. Dazu werden die hoch aufgelösten Spektren des Echelle-Spektrographen verwendet. Diese Messdaten beziehen sich auf den Strömungsquerschnitt bei  $x = 250$  mm und bestehen aus der integralen Emission entlang des optischen Pfads durch das Zentrum des Plasmastrahls [147]. Das Ergebnis dieser Analyse ist in Bild 6.13 gezeigt. Eine Ausgleichsgerade, bei der alle sieben gemessenen Vibrationszustände in Betracht gezogen werden, resultiert in einer Vibrationstemperatur von 8100 K. Dieser Wert liegt weit unter den  $12370 \pm 1360$  K, welche auf Basis der Messungen des spektroskopischen Aufbaus aus Abschnitt 4.2 bestimmt wurden. Ein Grund für diese Abweichung könnte die Integration der Strahlung entlang der Sichtlinie des Echelle-spektroskopischen Aufbaus sein, wodurch ein direkter Vergleich mit den lokalen Messdaten aus Abschnitt 6.2 nicht möglich ist. Jedoch sollte die Messung mit dem Echelle-Spektrographen vom hellen Inneren des Plasmas dominiert sein, wodurch der Vergleich mit dem Wert der Staustromlinie am sinnvollsten erscheint. Eine weitere Möglichkeit, diese Diskrepanz zu erklären, ist die in Abschnitt 6.2 geäußerte Vermutung einer bevorzugten Dissoziation von vibratorisch hochangeregten Zuständen. Werden die hochangeregten Zustände  $v = 4, 5$  und  $6$ , sowie der abweichende Zustand  $v = 2$  nicht berücksichtigt, ergibt sich eine Vibrationstemperatur von 11840 K (siehe Bild 6.13), welche innerhalb der Messunsicherheit des Werts im Strahlzentrum liegt. Ein weiteres Argument für die Unterpopulation hochangeregter Zustände ist die sehr steile Verteilung der Zustände  $v = 4, 5$  und  $6$ . Es ist bisher ungeklärt, warum die Besetzungsdichte des  $v = 2$  Zustands so klein ist. Ein möglicher Grund ist Quenching durch andere angeregte Spezies [49, 188]. Eine bevorzugte Dissoziation scheint durch die hier vorgestellten Messdaten wahrscheinlich zu sein. Jedoch kann ohne eine lokale Messung keine abschließende Bestätigung für dieses Phänomen gegeben werden.

Ein Boltzmann-Plot der einzelnen Rotationszustände ist aufgrund der Überlagerung verschiedener Rotationszweige leider nicht möglich [150]. Anstatt dessen wurde eine LIFBASE Simulation der  $N_2^+$   $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$   $\Delta v = 0$  Bande durchgeführt. Dabei wurde die in Abschnitt 6.2 bestimmte Rotationstemperatur der Strahlmitte von 10980 K verwendet. Der Vergleich zwi-



**Bild 6.13.:** Boltzmann-Plot der vibratorischen Zustände des  $N_2^+ B^2\Sigma_u^+$  Zustands bei  $x = 250$  mm.



**Bild 6.14.:** Messung und Simulation der  $N_2^+ B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+ \Delta v = 0$  Bande bei  $x = 250$  mm.

schen den Messergebnissen des Echelle-Spektrographen und der Simulation ist in Bild 6.14 dargestellt und zeigt eine exzellente Übereinstimmung. Diskrepanzen zwischen den Datensätzen lassen sich auf Störungen der Rotationszweige oder Überlagerung durch andere Emissionslinien zurückführen. Störungen werden dadurch hervorgerufen, dass sich Potentialkurven verschiedener elektronisch angeregter Zustände überlagern, was zu einer Änderung der Emission einiger Linien führt [49]. Da diese kleinen Unterschiede zwischen Messung und Simulation ausnahmslos durch Störungen und Emissionsüberlagerung erklärbar sind, können aufgrund der sonstigen sehr guten Übereinstimmung zwei Schlussfolgerungen gezogen werden: Die Rotationszustände sind Boltzmann-verteilt, da diese Annahme auch im Programm LIFBASE verwendet wird. Weiterhin wird die gemessene Rotationstemperatur aus Abschnitt 6.2 durch die vorliegenden Messungen bestätigt.

## 7. Erkenntnisse aus der experimentellen Wiedereintrittssimulation

Die Untersuchungen in diesem Kapitel sollen dazu dienen, einige der in Kapitel 1 genannten Fragestellungen aufzugreifen und einen Erkenntnisgewinn durch die quantitativen Messdaten dieser Arbeit beizutragen. Der umfassende Datensatz, der im vorigen Kapitel aufgezeigt wurde, ermöglicht es nun erstmals, die Ähnlichkeit zwischen Flug und Bodentestanlage quantitativ zu untersuchen. Weiterhin wird der Einfluss von ablatierenden Materialien auf die Strömungseigenschaften aufgezeigt, welcher anhand der Messdaten verschiedener Materialtypen analysiert wird.

### 7.1. Ähnlichkeit zwischen Flug und Plasmawindkanal

Wie bereits in Abschnitt 3.2 erläutert, ermöglicht die Ähnlichkeitstheorie nach Kolesnikov die Reproduktion der konvektiven Staupunktswärmestromdichte einer Eintrittskapsel in einer subsonischen Bodentestanlage [33]. Da diese Theorie aus den Grenzschichtgleichungen von Fay und Riddell hervorgeht, soll dabei auch der thermochemische Zustand in der Grenzschicht reproduziert werden [124, 189]. Es stellt sich nun die Frage, ob die geforderte konvektive Wärmelast korrekt nachgebildet wird, wie gut dabei die Reproduktion der Strahlungswärmestromdichte ist und ob der Grenzschichtverlauf der thermodynamischen Parameter dem Flugfall entspricht.

#### 7.1.1. Makroskopische Werte im Staupunkt

Zu Beginn der Untersuchung werden die makroskopischen Größen, insbesondere die Wärmestromdichte, im Staupunkt untersucht. Die Messwerte des konvektiven und radiativen Anteils sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst. Der Strahlungswärmestrom  $\dot{q}_{\text{rad}, \text{VUV}}$  aus dem VUV-Regime wird, basierend auf der spektroskopisch gemessenen spektralen Strahldichte  $L_\lambda$ , anhand von

$$\dot{q}_{\text{rad}, \text{VUV}} = 2\pi \cdot \int_{116 \text{ nm}}^{200 \text{ nm}} L_\lambda d\lambda \quad (7.1)$$

berechnet [16]. Die gesamte Strahlungswärmestromdichte zwischen 100 nm und 1000  $\mu\text{m}$  wurde durch die in Abschnitt 4.4 beschriebenen fensterlosen radiometrischen Messungen bestimmt. Hierbei wird der optische Pfad mit Argon gespült, um die Absorption der VUV-Strahlung durch molekularen Sauerstoff oder Wasserdampf zu verhindern. Durch den Verzicht auf diese Spülung und den Einsatz einer alternativen Thermosäule mit einem Quarzfenster wird der Strahlungsanteil aus dem VUV zwischen 100 nm und 200 nm von der Messung ausgeschlossen. Dies erlaubt die Trennung der Anteile aus den spektralen Bereichen über beziehungsweise unter 200 nm.

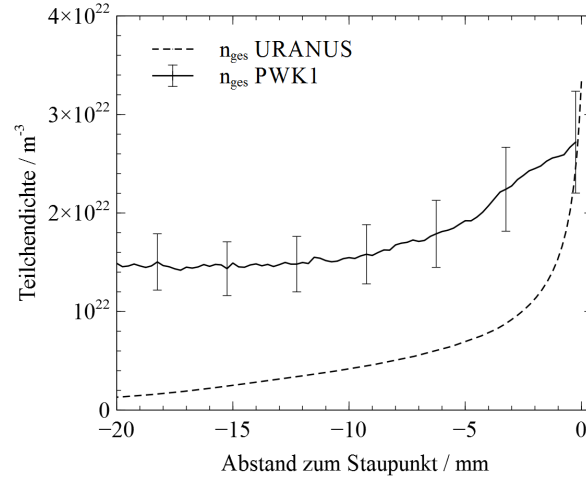
**Tabelle 7.1.:** Wärmestromdichte im Staupunkt der Hayabusa Kapsel beziehungsweise der Sonde im Windkanal.

|                                                 | $\dot{q}_{\text{konv}}^a$ / kW m <sup>2</sup> | $\dot{q}_{\text{rad}}^b$ / kW m <sup>2</sup> |
|-------------------------------------------------|-----------------------------------------------|----------------------------------------------|
| VUV-Spektroskopie (116 nm < $\lambda$ < 200 nm) | -                                             | 235                                          |
| Radiometrie (100 nm < $\lambda$ < 200 nm)       | -                                             | 377                                          |
| Radiometrie (200 nm < $\lambda$ < 1000 $\mu$ m) | -                                             | 53                                           |
| Radiometrie (100 nm < $\lambda$ < 1000 $\mu$ m) | -                                             | 430                                          |
| PWK1 Kupfersonde                                | 3856                                          | 430                                          |
| URANUS, HERTA, PARADE Simulation [123]          | 4299                                          | 2186                                         |
| Semiempirische Korrelation (LAURA, HARA) [10]   | 3370                                          | 59                                           |

<sup>a</sup> Vollkatalytische Oberfläche.<sup>b</sup> Wärmestromdichte bei einem Emissionsgrad von  $\epsilon = 1$ .

Mit Tabelle 7.1 wird experimentell bestätigt, dass ein Großteil des Strahlungswärmestroms aus dem spektralen Bereich unter 200 nm stammt. Beinahe 90 % stammen aus dem VUV, wobei davon über 60 % aus dem spektroskopisch gemessenen Bereich zwischen 116 nm und 200 nm stammt. Wie in Kapitel 1 beschrieben wurde, wird die Strahlungswärmestromdichte einer Kapsel bei einem hyperbolischen Wiedereintritt hauptsächlich durch den Anteil aus dem VUV belastet. Durch die Messungen in Tabelle 7.1 wird nun bestätigt, dass diese Situation also auch analog im Plasmawindkanal hervorgerufen wird. Der absorbierte Strahlungswärmestrom auf der oxidierten Kupferoberfläche der Wärmestromdichtesonde berechnet sich unter Berücksichtigung des Kirchhoff'schen Strahlungsgesetzes und des Emissionsgrads der Oberfläche  $\epsilon = 0,568$  zu 244 kW m<sup>2</sup> [190]. Der konvektive Anteil der Wärmestromdichte berechnet sich dann schlicht aus der Differenz zwischen der gemessenen gesamten Wärmestromdichte und dem Strahlungsanteil. Wie in Kapitel 3 beschrieben, wurde die gesamte Wärmestromdichte mit einer Wärmestromdichtesonde gemessen und beträgt 4.1 MW m<sup>-2</sup>. Die daraus resultierenden Werte sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst. Um eine Vergleichbarkeit zwischen den Messungen und den numerischen Ergebnissen zu ermöglichen, ist die Strahlungswärmestromdichte in Tabelle 7.1 für einen Emissionsgrad von  $\epsilon = 1$  dargestellt.

An dieser Stelle soll nun der Vergleich zwischen Flugfall und Bodentest erfolgen. Es gibt jedoch nur wenige Messdaten des tatsächlichen Wiedereintritts. Die aufschlussreichsten Daten sind hierbei aus einer Beobachtungsmission des Wiedereintritts entstanden [24, 191, 128]. In den Referenzen [113, 123] wird gezeigt, dass die beim Beobachtungsflug gemessenen Daten gut mit einer numerischen Simulation des Flugs übereinstimmen. Diese Simulation wurde mit dem Programm URANUS durchgeführt. Um nun einen detaillierten Vergleich zwischen Flug und Bodentest zu ermöglichen, wird diese numerische Simulation des Wiedereintritts in 78,8 km Höhe herangezogen. Um eine Vergleichbarkeit zur oxidierten Kupferoberfläche im Bodentest zu ermöglichen, wird in der numerischen Simulation eine vollkatalytische Oberfläche angenommen. Das Ziel der Ähnlichkeitstheorie, die Reproduktion der konvektiven Wärmelast, wird durch die Werte in Tabelle 7.1 bestätigt. Es besteht lediglich ein Unterschied von 11 % zwischen der numerischen Simulation und der Messung im Plasmawindkanal, der innerhalb der Unsicherheitsmargen der Messung beziehungsweise der Simulation liegt. Als weiterer Vergleich dient die semi-empirische Korrelation von Brandis und Johnston, bei der ebenfalls eine vollkatalytische Oberfläche angenommen wird, welche auf Berechnungen mit den Programmen LAURA und HARA basiert [10]. Hier besteht zwischen PWK und Simulation des Flugs ein



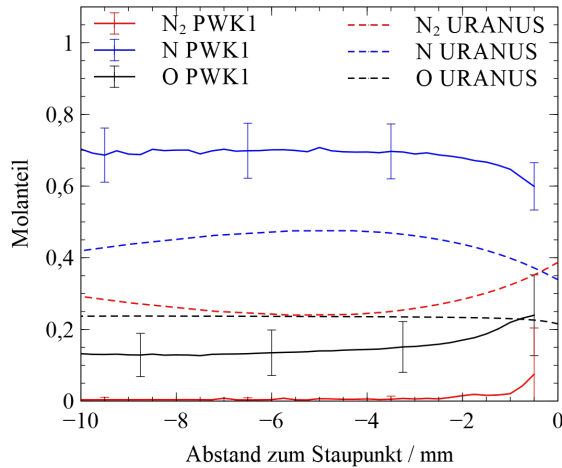
**Bild 7.1.:** Grenzschichtverlauf der gesamten Teilchendichte in PWK1 und der entsprechenden URANUS Simulation des Flugs.

Unterschied von lediglich 13 %. Die Diskrepanz zwischen den beiden Simulationenwerten kann auf die unterschiedliche Modellierung bei den verwendeten Programmen zurückgeführt werden und soll an dieser Stelle nicht weiter vertieft werden. Für die vorliegende Arbeit ist das Fazit der experimentellen Simulation des Flugs von Interesse. Die im Experiment gemessene konvektive Wärmestromdichte zeigt eine gute Übereinstimmung mit den erwarteten Werten und liegt innerhalb der Unsicherheit der numerischen Programme. Somit wird bestätigt, dass die geforderte Ähnlichkeit im Fall des konvektiven Wärmestroms besteht.

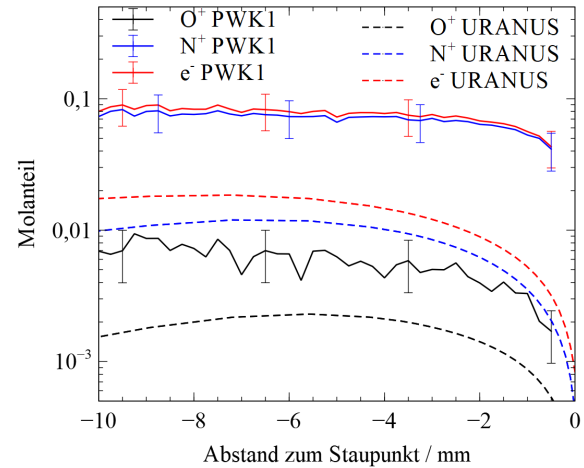
Ein gänzlich anderes Bild ergibt sich beim Strahlungswärmestrom. Hier liegen zwei Größenordnungen zwischen den beiden numerischen Simulationen. Hierfür ist vermutlich die unterschiedliche Modellierung des Sechstemperaturmodells von URANUS und des Zweitemperaturmodells in LAURA verantwortlich. Diese Diskrepanz wird durch die von Johnston et al. berechnete absolute numerische Unsicherheit von etwa 80 % zusätzlich schwer interpretierbar [7]. Diese Unsicherheiten lassen keinen sinnvollen Vergleich zwischen Flug und Bodentest zu. Anhand des Vergleichs der beiden numerischen Ergebnisse wird deutlich, dass die unterschiedliche Strahlungsmodellierung einen immensen Einfluss auf die berechnete Strahlungswärmestromdichte hat. Deshalb kann kein abschließendes Urteil über die Güte der experimentellen Reproduktion der VUV-Strahlung des Flugs gefällt werden. Jedoch bieten die Messdaten der vorliegenden Arbeit erstmals die Möglichkeit numerische Modelle mit der absoluten Staupunktsstrahlungswärmestromdichte eines hyperbolischen Wiedereintritts zu vergleichen, was eine Weiterentwicklung und Validierung der Modelle gestattet.

### 7.1.2. Eigenschaften der Grenzschicht

Nach der Betrachtung der makroskopischen Parameter im Staupunkt soll in diesem Abschnitt der lokale Verlauf der körpernahen Grenzschicht analysiert werden. Hierzu wird die Staustromlinie der numerischen Strömungssimulation des Flugfalls mit den entsprechenden Messungen in PWK1 verglichen. Im Versuch im Plasmawindkanal wird eine annähernd vollkatalytische oxidierte Kupferoberfläche verwendet. Daher wird in der numerischen Simulation ebenfalls eine vollkatalytische Randbedingung für die Wand der Wiedereintrittskapsel vorgeschrieben.



**Bild 7.2.:** Grenzschichtverlauf der Molanteile von N, O und  $N_2$  in PWK1 und der entsprechenden URANUS Simulation des Flugs.

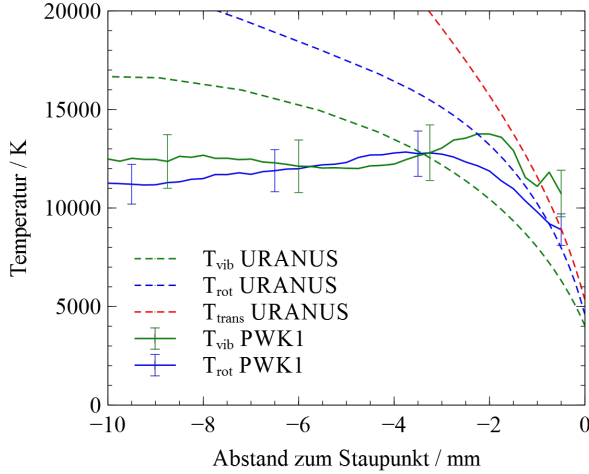


**Bild 7.3.:** Grenzschichtverlauf der Molanteile von  $N^+$ ,  $O^+$  und  $e^-$  in PWK1 und der entsprechenden URANUS Simulation des Flugs.

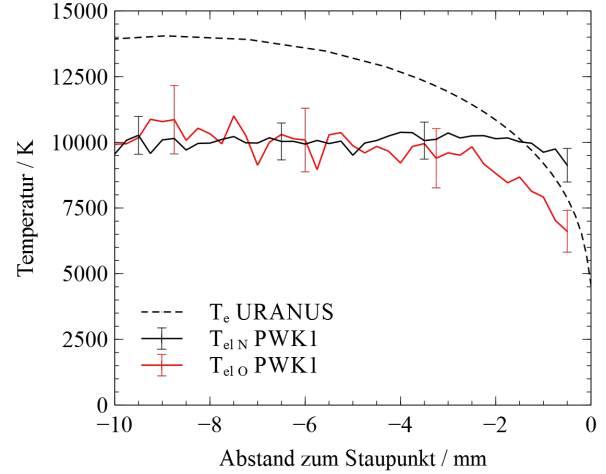
Die geforderte Ähnlichkeit zwischen Flug und Bodentest soll für die Reproduktion der thermochemischen Eigenschaften der Grenzschicht sorgen [33]. Bereits numerische Analysen von Kolesnikov haben gezeigt, dass dieser Aspekt nur zum Teil erfüllt wird, und insbesondere die Verteilung der Molanteile der atomaren Spezies in der Grenzschicht von der katalytischen Eigenschaft der Oberfläche beeinflusst wird [189]. Diese Analysen haben weiterhin gezeigt, dass eine Übereinstimmung zwischen Flug und Bodentest hauptsächlich in den letzten 1 mm–2 mm vor der Körperoberfläche stattfindet. Der Grenzschichtverlauf vor dieser Region kann sich teilweise stark voneinander unterscheiden. Da die Emission unmittelbar vor der Wand zu gering ist, um eine verlässliche Aussage der thermodynamischen Parameter zu erlauben, kann leider nur der restliche Grenzschichtverlauf analysiert werden. Jedoch ist auch dieser Bereich interessant. So wurde beispielsweise ebenfalls durch die numerischen Simulationen von Kolesnikov gezeigt, dass die Grenzschichtdicke im Flug- und Bodentestfall beinahe identisch ist [189].

Bild 7.1 zeigt den Grenzschichtverlauf der gesamten Teilchendichte. Wie in Kapitel 6 gezeigt wurde, ist die Anströmung gleichgewichtsnah. Dies ist ebenfalls anhand der gleichbleibenden Teilchendichte der Anströmung in Bild 7.1 erkennbar. Nahe der Wand streben die numerische Simulation des Flugs und die Plasmawindkanalströmung beide demselben Staupunktzustand entgegen, genau wie von der Ähnlichkeitstheorie vorgeschrieben. Somit wird auch hier bestätigt, dass der makroskopische Staupunktzustand des Flugs wie gewünscht reproduziert wird. Jedoch unterscheidet sich der Grenzschichtverlauf, was auf eine unterschiedliche Zusammensetzung der Anströmung zurückgeführt werden kann. Diese Unterschiede werden im Folgenden näher analysiert.

Bild 7.2 zeigt den Grenzschichtverlauf der Molanteile von N, O und  $N_2$  für den Flug- sowie den Bodentestfall. Die charakteristischen Grenzschichtverläufe von N und  $N_2$  sind im Flug und Bodentest sehr ähnlich. Ebenso ist die Grenzschichtdicke von etwa 4 mm in beiden Fällen annähernd identisch, was auch in den theoretischen Untersuchungen von Kolesnikov nachgewiesen wurde [189]. Der große Unterschied ist der Ausgangswert vor der Grenzschicht. Im Flugfall ist die Relaxation der Strömung nicht abgeschlossen [123]. Daher liegt ein beträchtlicher Anteil des Stickstoffs noch in molekularer Form vor. Der Verlauf des atomaren Sauerstoffs im Flug



**Bild 7.4.:** Grenzschichtverlauf der Anregungstemperaturen von Rotation und Vibration in PWK1 und der entsprechenden URANUS Simulation des Flugs.



**Bild 7.5.:** Grenzschichtverlauf der elektronischen Anregungstemperaturen in PWK1 und der entsprechenden URANUS Simulation des Flugs.

weist einen sehr geringen negativen Gradienten auf, wohingegen er im Bodentest langsam ansteigt. Der Grund für diese Abweichung ist unbekannt. Bild 7.3 stellt den Grenzschichtverlauf der geladenen Spezies dar. Es fällt auf, dass hier die Grenzschichtdicke in der numerischen Simulation größer ist, als im Bodentest. Weiterhin gilt auch hier, dass die Relaxation noch nicht voll abgeschlossen ist, wodurch beträchtliche Unterschiede im Molanteil vor der Grenzschicht entstehen. Aufgrund der dünneren Grenzschicht in PWK1 ist der Gradient der Molanteile von  $N^+$  und  $e^-$  deutlich steiler. Lediglich die Sauerstoffionen zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen PWK1 und numerischer Simulation. Ein möglicher Grund für diese Diskrepanzen könnte die noch nicht abgeschlossene Relaxation sein.

Bild 7.4 zeigt den Grenzschichtverlauf der molekularen Anregungstemperaturen. Insbesondere hier wird deutlich, wie stark das thermische Nichtgleichgewicht in der numerischen Simulation des Flugs ausgeprägt ist. Die Vibrationstemperatur im Bodentest weist die bereits in Kapitel 6 diskutierte Erhöhung kurz vor der Wand auf. Dieser Effekt ist in der numerischen Berechnung des Flugs nicht zu erkennen. Dagegen streben die Translations- und Rotationstemperaturen des Flugs und die Rotationstemperatur des Experiments ab etwa 2 mm vor der Wand einem gemeinsamen Verlauf entgegen. Dieses Verhalten entspricht den Berechnungen von Kolesnikov [189]. Auch zeigte die Analyse von Šakraker et al. ein derartiges Verhalten [125]. Beim von Šakraker et al. untersuchten Fall handelt es sich ebenfalls um eine Strömung, deren chemische Zusammensetzung bis zur Grenzschicht nicht voll relaxiert. Beide vorangenannten Literaturen verwenden ein Eintemperaturmodell, da die zugrunde liegende Theorie der Ähnlichkeit auf den Grenzschichtgleichungen von Fay und Riddell, einer Eintemperaturmodellierung, basiert [124]. Durch die hier vorgestellten Messungen wird experimentell gezeigt, dass die Rotationstemperatur dem erwarteten Verlauf dieser Modellierung folgt. Wie in Kapitel 6 gezeigt wurde, befinden sich Rotationstemperatur und Translationstemperatur miteinander im Gleichgewicht. Daher ist anzunehmen, dass dieses Gleichgewicht, analog zur numerischen Simulation, auch in der Grenzschicht fortbesteht. Bild 7.5 zeigt den Vergleich zwischen elektronischer Anregungstemperatur des Bodentests und Elektronentemperatur der numerischen Simulation des Flugs. In den Erhaltungsgleichungen von URANUS ist die elektronische Anregungstemperatur nicht enthalten.

Daher wird die Elektronentemperatur als Maß für die elektronische Anregungstemperatur verwendet [88]. Ähnlich wie im Fall der Vibrationstemperatur ist die Grenzschichtdicke im Bodentest deutlich geringer als im Flug. Hinzu kommt das Nichtgleichgewicht zwischen den beiden untersuchten Spezies, welches in der Simulation nicht berücksichtigt wird. Der Grenzschichtverlauf des atomaren Sauerstoffs folgt hierbei dem Flugfall stärker als der entsprechende Wert des atomaren Stickstoffs.

Interessanterweise ist die Übereinstimmung zwischen Flug und Bodentest bei den Strömungsgrößen gut, die im Eintemperaturmodell einer dissoziierten Strömung von Fay und Riddell berücksichtigt werden ( $N_2$ ,  $N$ ,  $O$ ,  $T_{\text{rot}}$  als Maß für  $T_{\text{trans}}$ ). Hingegen versagt die Grenzschichtähnlichkeit bei den Parametern, die in dieser Modellierung nicht berücksichtigt werden. Darunter fallen praktisch alle verbleibenden Anregungstemperaturen und insbesondere die Molanteile der Ionen und Elektronen. Die Messdaten der vorliegenden Strömung deuten somit an, dass die Ähnlichkeitstheorie für hyperbolische Wiedereintritte näher untersucht werden sollte. Dies kann nur anhand eines größeren Spektrums von Strömungsbedingungen geschehen, wobei die jeweilige Thermochemie durch die in dieser Dissertation erarbeiteten Methoden zugänglich wird.

## 7.2. Einfluss von Ablation auf Strömung und Strahlung

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse vorgestellt, die durch Messungen mit ablativen Materialien erarbeitet wurden. Die Kopplung zwischen Ablation, thermodynamischen Parametern der Grenzschicht und schließlich auch der Strahlung führt zu einem signifikanten Einfluss auf konvektiven sowie Strahlungswärmestrom. Dabei verändern die aus dem Hitzeschild stammenden Spezies die Temperatur, die chemische Zusammensetzung, die Strahlungsemission und Absorption [20, 19, 18, 17]. Aufgrund der hohen Komplexität der Vorgänge im Strömungsfeld besteht bei der korrekten Vorhersage der Wärmelasten immer noch eine beträchtliche Unsicherheit, welche insbesondere beim Strahlungsanteil bis zu 80 % beträgt [7, 17, 20, 192, 193]. Der wichtigste spektrale Bereich, aus dem die Strahlungsbelastung stammt, ist dabei das VUV. Messungen für einen möglichen Wiedereintritt dieser Art wurden innerhalb dieser Arbeit am Expansionswindkanal X2 des Centre for Hypersonics (UQ) durchgeführt [155]. Dabei wurde der Strahlungsanteil aus dem VUV mit über  $15 \text{ MW m}^{-2}$  auch experimentell nachgewiesen. In der vorliegenden Arbeit ist die Größenordnung des Strahlungswärmestroms zwar kleiner, jedoch werden hierbei die wichtigen Kopplungsmechanismen zur Ablation untersucht. In dieser Arbeit sind erstmals Messungen von VUV-Staupunktspektren bei Verwendung von ablativen Materialien gelungen [140]. Diese Messungen geben Aufschluss über die Intensität der Strahlung sowie deren wichtigste Quellen.

### 7.2.1. Materialien

Das IRS weist eine lange Historie bei experimentellen Untersuchungen ablativer Materialien auf, die verschiedene Messverfahren und unterschiedliche Materialtypen umfasst [115, 194, 195, 57]. Auf dieser Expertise wird in dieser Arbeit aufgebaut, indem die folgende experimentelle Strategie verfolgt wird [136]: Drei unterschiedliche Materialientypen werden untersucht. Zum einen wird wassergekühltes Kupfer eingesetzt, eine nichtablativ Referenz. Weiterhin wird das Kohlefaserfilz CALCARB<sup>TM</sup> (CB CF 18-2000) verwendet, was für die Herstellung bei kommerziellen



Hitzeschutzmaterialien als Ausgangsmaterial verwendet wird [196]. Ähnlich wie bei MacDonald et al., dient das Material als Referenz für den Vergleich zu einem Kohlenstoff-Phenolharz-Material, wie es bei Hitzeschilden eingesetzt wird [48]. Diese Materialgruppe wird durch den von AIRBUS entwickelten Ablator ASTERM<sup>TM</sup> vertreten [197]. In der Ablationsmodellierung wird das Material meist in zwei Zonen unterteilt, die poröse verkohlte Oberflächenschicht, und das Innere, in welchem das Phenolharz durch Pyrolyse zersetzt wird [198, 199]. Das poröse Material CALCARB besteht aus Kohlefasern und bietet daher die Möglichkeit, den Ablationsprozess in der Oberflächenschicht getrennt vom Einfluss des Ausgasens von Pyrolyseprodukten zu analysieren [139]. Der Vergleich mit einem vollwertigen Kohlenstoff-Phenolharz-Ablator eröffnet somit die Möglichkeit, den hierbei zusätzlichen Effekt der Pyrolyse zu isolieren. Alle relevanten Materialparameter sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst.

**Tabelle 7.2.:** Eigenschaften der verschiedenen Materialtypen.

|         | $\lambda / \text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ | $\rho / \text{kg/m}^{-3}$ | $w_{\text{phen}}^a$ | $w_C^b$ |
|---------|-------------------------------------------|---------------------------|---------------------|---------|
| CALCARB | 1,2                                       | 180                       | -                   | 1,0     |
| ASTERM  | 1,0                                       | 350                       | 0,3                 | 0,7     |

<sup>a</sup> Massenanteil Phenolharz.

<sup>b</sup> Massenanteil Kohlefaser.

Die Messmethoden zur Analyse des Materialverhaltens umfassen Thermografie, Pyrometrie, Photogrammetrie, Emissionsspektroskopie, Massenverlust sowie Temperaturmessungen im Material [137, 138, 139, 140]. Dadurch werden die Oberflächentemperatur  $T_W$ , die Rezessionsrate  $\dot{s}$ , die flächenspezifische Ausgasrate von Pyrolyseprodukten  $\dot{m}_{\text{sPh}}$ , die flächenspezifische Ablationsrate von Kohlefasern  $\dot{m}_{\text{sC}}$  sowie die Wärmestromdichte  $\dot{q}_{\text{ges}}$  zugänglich [139]. Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 7.3 zusammengefasst und beziehen sich auf den Staupunkt zum Zeitpunkt 25 s nach Versuchsbeginn, bei welchem nachgewiesen wurde, dass stationäre Ablation vorliegt [138]. Da zahlreiche Versuche mit den jeweiligen Materialproben durchgeführt wurden, sind die Variationen zwischen den einzelnen Messungen als Unsicherheitsintervall in Tabelle 7.3 aufgeführt. Ebenfalls ist der Messwert der Oberflächentemperatur des tatsächlichen Wiedereintritts in 78,8 km Höhe aufgeführt [113]. Die erreichte Oberflächentemperatur von ASTERM stimmt gut mit diesem Wert überein. Dadurch wird gezeigt, dass sich die Oberflächenwärmelast im Plasmawindkanal zum Flug gut vergleicht, da bei der Wiedereintrittskapsel ein ähnlicher Materialtyp verwendet wurde.

Ziel eines ablativen Hitzeschutzmaterials ist, die Rückwandtemperatur, also die Grenze zwischen Hitzeschild und Unterstruktur der Eintrittskapsel, unterhalb eines kritischen Werts zu

**Tabelle 7.3.:** Materialzustand im Staupunkt bei stationärer Ablation.

|            | $T_W / \text{K}$ | $\dot{s} / \mu\text{m s}^{-1}$ | $\dot{m}_{\text{sPh}} / \text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}$ | $\dot{m}_{\text{sC}} / \text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}$ | $\dot{q}_{\text{ges}} / \text{MW m}^{-2}$ |
|------------|------------------|--------------------------------|--------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------|-------------------------------------------|
| Cu         | -                | -                              | -                                                      | -                                                     | 4,1                                       |
| CALCARB    | $3025 \pm 125$   | 55                             | 0                                                      | 11,6                                                  | $4,39 \pm 0,65$                           |
| ASTERM     | $2775 \pm 175$   | 32                             | 12,96                                                  | 7,84                                                  | $3,15 \pm 0,51$                           |
| Flug [113] | 2700             | -                              | -                                                      | -                                                     | -                                         |

halten. Dabei spielen eine Vielzahl von Vorgängen an der Oberfläche sowie der Wärmeleitung und der chemischen Umwandlung im Material eine Rolle. Zwei Prozesse sind hierbei hervorzuheben, die Rezessionsrate und die Verminderung der Oberflächenwärmestromdichte [139]. Wie erwartet, schneidet das Referenzmaterial CALCARB für Messungen ohne Pyrolyseeinfluss am schlechtesten ab. Die Wärmestromdichte ist hierbei sogar etwas größer als im Referenzfall mit gekühltem Kupfer. Womöglich sind exotherme Oxidationsreaktionen der Kohlefasern mit dem Luftplasma hierfür verantwortlich. Aus Tabelle 7.3 wird weiterhin ersichtlich, dass ASTERM eine geringere Rezessionsrate und eine geringere Oberflächenwärmestromdichte aufweist und somit als bestes Material aus dieser Untersuchung hervorgeht. Die Verminderung der Wärmestromdichte wird hauptsächlich durch Ausgasen von verhältnismäßig kaltem Pyrolysegas ermöglicht, wodurch die massenspezifische Enthalpie in der Grenzschicht verringert wird [126, 17, 61]. Die umfangreichen Messdaten der Material- und Strömungseigenschaften erlauben erstmals, diese Reduktion zu bestimmen, was im folgenden Abschnitt geschieht.

### 7.2.2. Reduktion der Enthalpie in der Grenzschicht

In diesem Abschnitt wird auf Basis der Erkenntnisse der bisherigen Untersuchungen der Versuch unternommen, die Verringerung der Grenzschichtenthalpie durch das Ausgasen von Pyrolysegas zu quantifizieren. Dafür wird ein Ansatz verwendet, der aus der Literatur stammt, jedoch erstmalig in diesem Zusammenhang verwendet wird [184, 128, 200]. Die grundsätzliche Vorgehensweise besteht darin, ein gesamtes Spektrum zu simulieren und dieses mit der Messung zu vergleichen, wobei die Temperatur der Simulation variiert wird. Diese Variation wird so lange durchgeführt, bis die beste Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation besteht. Die zugehörige Temperatur kann im Fall einer Gleichgewichtsannahme ebenso als massenspezifische Enthalpie ausgedrückt werden. Da sich die Emission im VUV sehr sensitiv im Bezug auf die Strömungsenthalpie verhält, werden die gemessenen VUV-Staupunktspektren für diese Methode verwendet.

Die Analyse in Kapitel 6 hat gezeigt, dass die Strömung gleichgewichtsnah ist. Die Untersuchung der Selbstabsorption der Strahlung anhand der Methode aus Abschnitt 5.1.2 hat weiterhin gezeigt, dass der Großteil der VUV-Strahlung aus den ersten Millimetern vor dem Staupunkt entsteht. Deshalb wird zur Strahlungssimulation angenommen, dass die Strahlung aus einem Volumen im thermochemischen Gleichgewicht stammt, welches eine optische Länge von 10 mm besitzt. Die Zusammensetzung der chemischen Spezies in diesem Volumen wird anhand der flächenspezifischen Massenströme des ankommenden Luftplasmas und des ablatierenden Materials berechnet. Dafür wird angenommen, dass sich die jeweiligen Molanteile entsprechend dieser Massenströme einstellen. Die Messungen aus Kapitel 6 ergeben eine Anströmdichte von  $\rho_\infty = 2,2 \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$  bei  $x = 250 \text{ mm}$ , wodurch sich der flächenspezifische Massenstrom zu

**Tabelle 7.4.:** Gleichgewichtsenthalpie in der Nähe der Körperoberfläche.

|         | $h_{\text{GGW}} / \text{MJ kg}^{-1}$ |
|---------|--------------------------------------|
| Cu      | 67,5                                 |
| CALCARB | 67,7                                 |
| ASTERM  | 39,3                                 |

$$\dot{m}_s = v_\infty \cdot \rho_\infty = 740 \text{ g s}^{-1} \text{ m}^2 \quad (7.2)$$

berechnet. Die Ausgasrate von Pyrolyseprodukten und die Ablationsrate der Kohlenstofffasern aus Tabelle 7.3 erlauben die Berechnung der Molanteile der Ablationsprodukte. Dafür wird an-

genommen, dass Kohlefasern ausschließlich aus Kohlenstoff bestehen und Phenolharz entsprechend der Angaben von Bartlett et al. zusammengesetzt ist [201]. Die Gleichgewichtszusammensetzung wird mit dem gemessenen Staudruck von 24,3 hPa und unter Variation der Temperatur mithilfe des Programms CEA berechnet [185]. Diese Zusammensetzung wird anschließend als Eingabe für das Strahlungsprogramm NEQAIR verwendet, mit dem der eindimensionale Strahlungstransport durch das Volumen berechnet wird. Nach der Faltung der berechneten Spektren mit der instrumentellen Verbreiterungsfunktion werden Messung und Simulation miteinander verglichen. Die Gleichgewichtstemperatur der Simulation wird dann so lange verändert, bis die beste Übereinstimmung erreicht ist. Diese Temperatur entspricht im Gleichgewicht ebenso einer bestimmten massenspezifischen Enthalpie, die für alle drei Materialtypen in Tabelle 7.4 dargestellt ist.

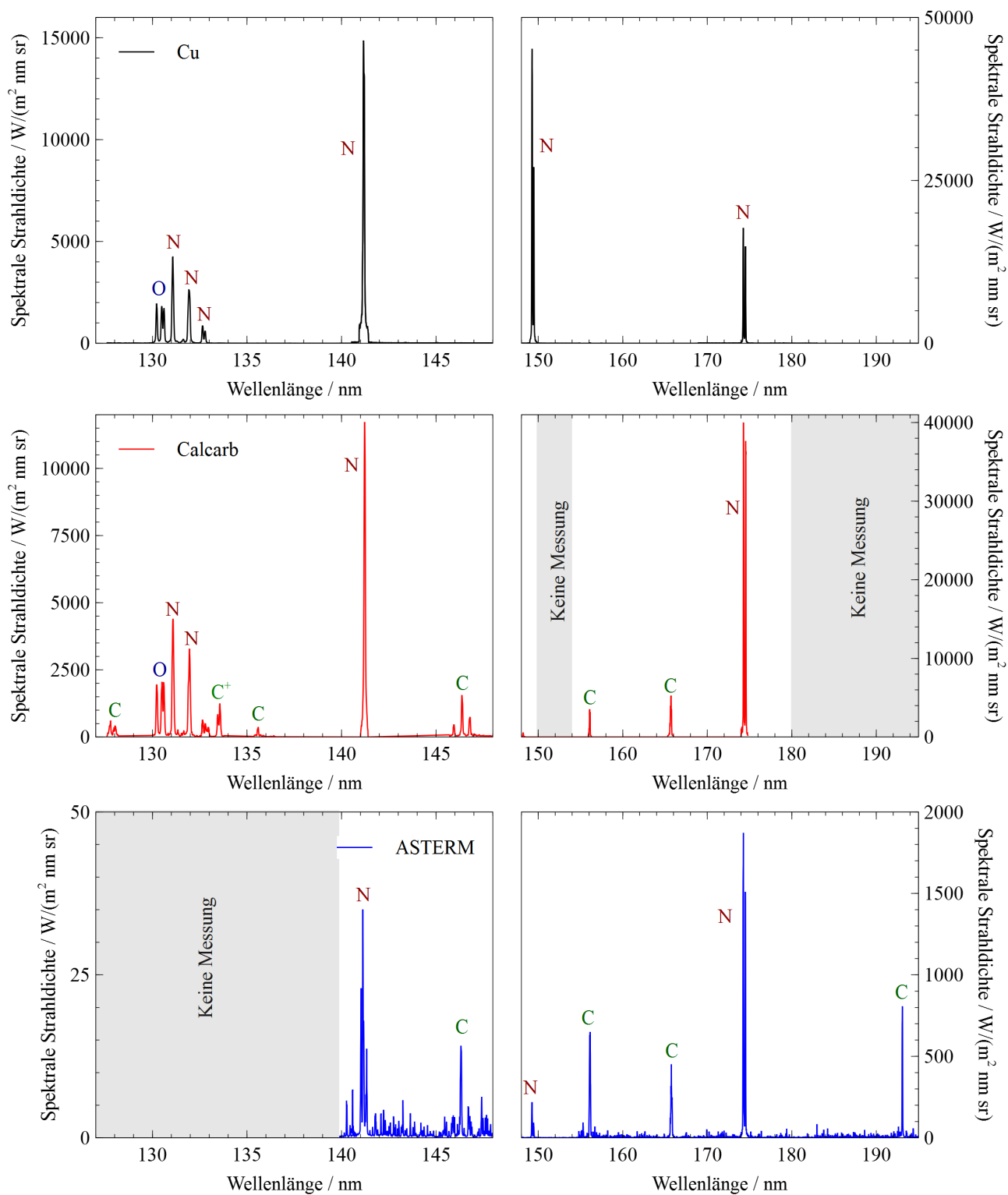
Die gute Übereinstimmung der massenspezifischen Enthalpie bei Kupfer mit den andersartig bestimmten Werten aus Tabelle 6.3 stärkt das Vertrauen in diese Methodik. Interessanterweise führt die reine Ablation von Kohlefasern bei CALCARB zu keiner Verringerung der Enthalpie. Hingegen ist die Verringerung von etwa 40 % durch ASTERM ein klares Indiz für den großen Einfluss der Pyrolyseprodukte in der Grenzschicht. Wie auch bei Johnston et al. numerisch simuliert wurde, führt dies zur Verringerung der thermischen Belastung durch Strahlung und Konvektion [17]. In den Tabellen 7.3 und 7.5 wird diese Reduktion nun auch erstmals experimentell erfasst.

In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels wird der Prozess der Reduktion der Grenzschichtenthalpie näher untersucht. Es ist die Frage zu klären, welche Mechanismen zu dieser Reduktion führen und wie stark die Plasmastrahlung davon beeinflusst wird. Dies wird mithilfe der quantitativen Analyse der Kopplungsmechanismen zwischen Material, Strömung und Strahlung durchgeführt.

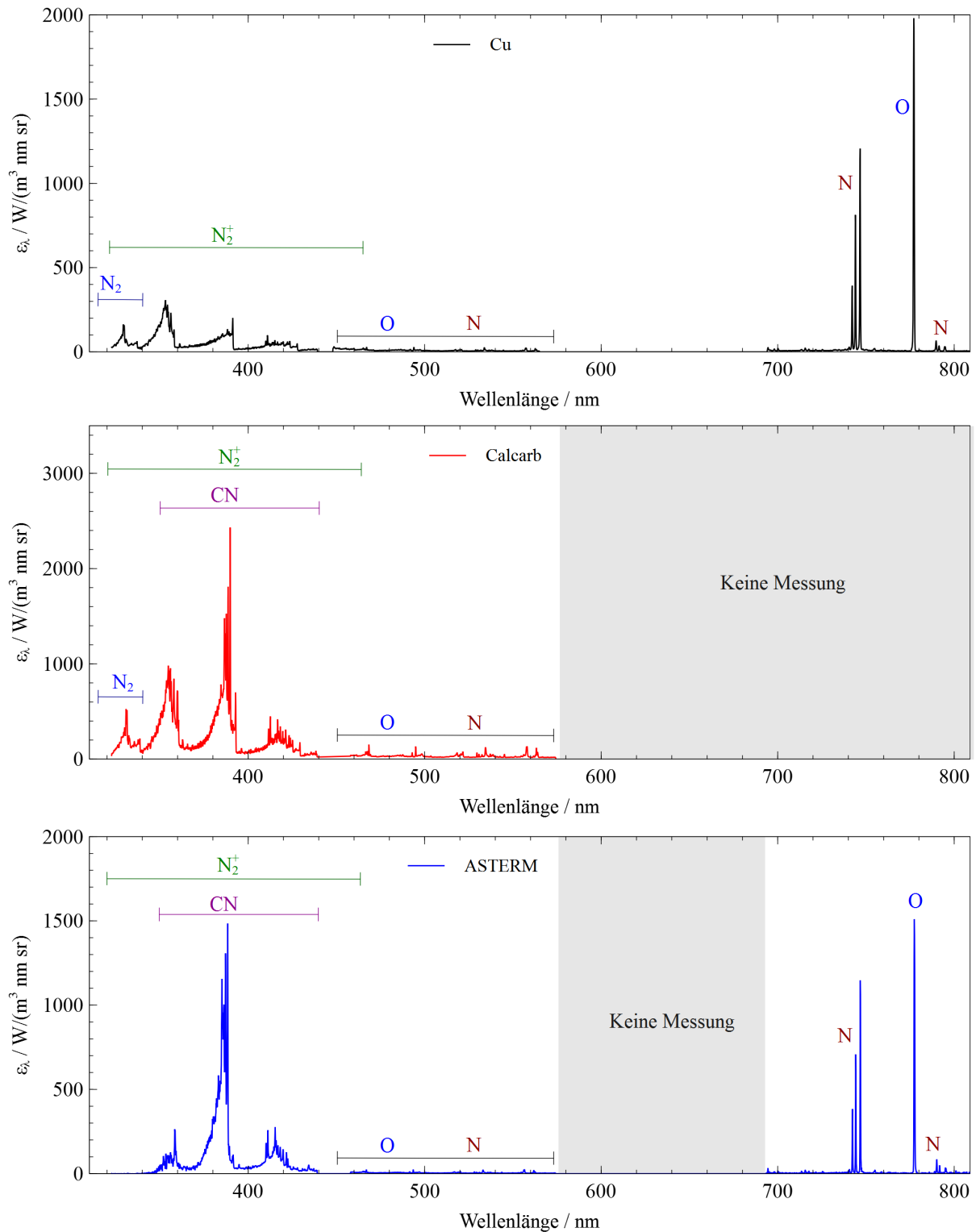
### 7.2.3. Emissionsspektren und Strahlungswärmestromdichte

In diesem Abschnitt werden die Staupunktspektren im VUV und die lokalen Emissionskoeffizienten im UV/VIS präsentiert, die bei Verwendung von CALCARB, ASTERM und Kupfer gemessen wurden. In Bild 7.6 sind die VUV-Staupunktspektren dargestellt. Wellenlängenbereiche, die nicht gemessen wurden, oder in denen eine Sättigung der ICCD-Kamera vorlag, sind grau gekennzeichnet.

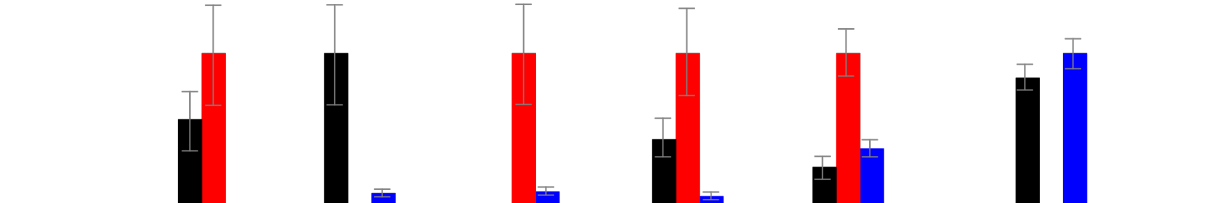
Die gesamte Strahlung im VUV wird durch Atomlinien von Sauerstoff, Kohlenstoff und insbesondere Stickstoff dominiert. Wie erwartet, tritt Kohlenstoffemission nur bei CALCARB und ASTERM auf. Interessanterweise fehlt jegliche Spur vom starken „fourth positive“ System von CO zwischen 130 nm und 200 nm [154]. Dies ist ein Indiz, dass auch die kohlenstoffhaltigen Spezies hauptsächlich in atomarer Form vorliegen. Die Atomlinien bei CALCARB und Kupfer sind von ähnlicher Intensität. Die einzige Ausnahme bildet das Stickstoffmultiplett bei 174 nm, welches bei CALCARB deutlich stärker ist. Die Strahlung der verschiedenen Kohlenstoffmultipletts bei CALCARB erzeugt eine weitere Erhöhung der VUV-Strahlungswärmestromdichte. Diese Wärmestromdichte wird anhand von Gleichung (7.1) berechnet und ist über 80 % größer als im Referenzfall von Kupfer. Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 7.5 zusammengefasst. Das Bild bei ASTERM ist ein gänzlich verschiedenes. Die Stickstofflinien sind deutlich schwächer als bei Kupfer. Auch die zusätzlichen Kohlenstofflinien vermögen es nicht, diese Diskrepanz auszugleichen. Wie in Tabelle 7.5 gezeigt, ist die VUV-Strahlung bei ASTERM beinahe 15 mal schwächer als bei Kupfer. Ein direkter Vergleich zwischen ASTERM und CALCARB



**Bild 7.6.:** VUV-Staupunktspektren (Oben: Kupfer, Mitte: CALCARB, Unten: ASTERM).



**Bild 7.7.:** UV/VIS Spektren auf der Staustromlinie 5 mm vor dem Staupunkt (Oben: Kupfer, Mitte: CALCARB, Unten: ASTERM).



|                | $\dot{q}^a /$<br>$\text{kW m}^{-2}$ | $\dot{q}^b /$<br>$\text{kW m}^{-2}$ | $\dot{q}^c /$<br>$\text{kW m}^{-2}$ | $\dot{q}^d /$<br>$\text{kW m}^{-2}$ | $\varepsilon^e /$<br>$\text{kW m}^{-3} \text{sr}^{-1}$ | $\varepsilon^f /$<br>$\text{kW m}^{-3} \text{sr}^{-1}$ |
|----------------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|--------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------|
| Cu             | $40 \pm 14$                         | $75 \pm 25$                         | -                                   | $17 \pm 4,9$                        | $7,8 \pm 1,2$                                          | $11 \pm 1,1$                                           |
| <b>CALCARB</b> | $72 \pm 25$                         | -                                   | $5,3 \pm 1,7$                       | $40 \pm 12$                         | $32 \pm 4,8$                                           | -                                                      |
| <b>ASTERM</b>  | -                                   | $5,1 \pm 1,7$                       | $0,4 \pm 0,1$                       | $1,9 \pm 0,6$                       | $11 \pm 1,7$                                           | $14 \pm 1,3$                                           |

<sup>a</sup> 126 nm–180 nm außer N Multiplet bei 149 nm. <sup>b</sup> 140 nm–197 nm. <sup>c</sup> C Multiplet bei 166 nm.

<sup>d</sup> N Multiplet bei 174 nm. <sup>e</sup> 320 nm–575 nm. <sup>f</sup> 320 nm–810 nm außer 575 nm–690 nm.

**Tabelle 7.5.:** Strahlungswärmestrom  $\dot{q}$  und lokaler Emissionskoeffizient  $\varepsilon$  in verschiedenen Wellenlängenbereichen.

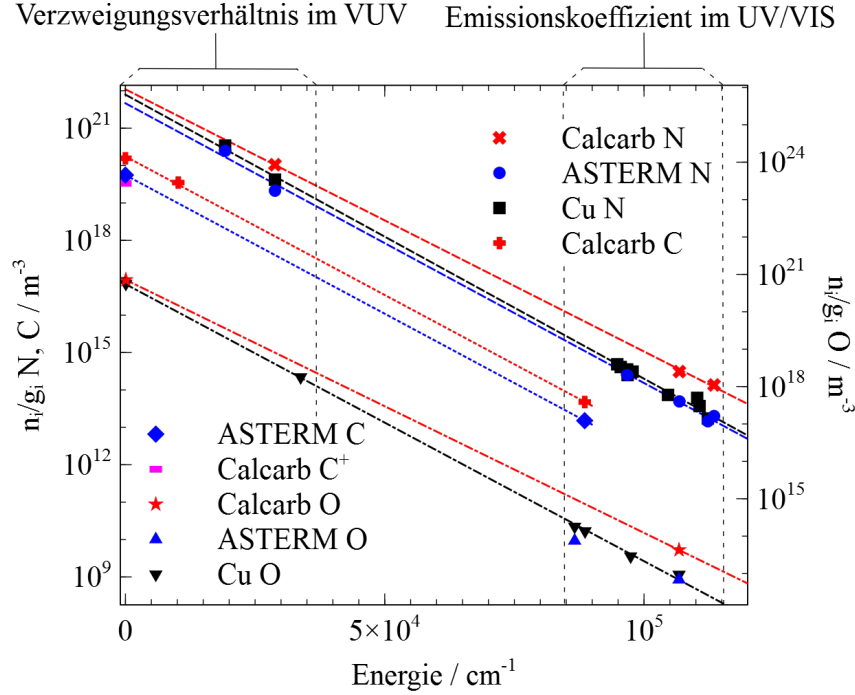
anhand der Multipletts bei 174 nm und 165 nm zeigt jeweils einen Unterschied von über einer Größenordnung. Die dargestellten Messergebnisse zeigen einen eindeutigen Einfluss der Ablations-Strahlungskopplung. Alle atomaren VUV-Multipletts bei ASTERM sind bedeutend schwächer, während die Multipletts bei CALCARB sogar noch stärker sind, als die entsprechende Emission beim Referenzmaterial Kupfer. Die ausgasenden Pyrolyseprodukte der zersetzten Phenolharzmatrix schwächen die Stickstoffemission im VUV um einen Faktor von über 20.

Bild 7.7 zeigt den lokalen Emissionskoeffizienten im UV/VIS-Regime auf der Staustromlinie 5 mm vor der Oberfläche von CALCARB, ASTERM und Kupfer 25 s nach Versuchsbeginn. Bei allen Materialien ist die molekulare Emission von  $\text{N}_2^+$  vorhanden. Bei den beiden ablativen Materialien wird der UV Bereich zusätzlich durch die starke Strahlung des CN Radikals überlagert. Bei Kupfer und ASTERM sind die Atomlinien von Sauerstoff und Stickstoff ( $450 < \lambda < 570 \text{ nm}$ ) von ähnlicher Intensität, während die entsprechenden Linien bei CALCARB signifikant stärker sind. Im jeweils gemessenen Wellenlängenbereich ist die Emission bei CALCARB vier mal stärker als bei Kupfer. Im Fall von ASTERM emittiert das Plasma etwa 1,2 mal stärker als bei Kupfer. Im Wellenlängenbereich 320 nm–575 nm ist die Emission bei CALCARB fast drei mal stärker als bei ASTERM. Die jeweiligen Werte der integralen Emission sind in Tabelle 7.5 zusammengefasst.

In allen Wellenlängenbereichen konnte eine starke Kopplung zwischen Ablation und Emission festgestellt werden. Der Grund dafür soll nun in den nachfolgenden Abschnitten näher untersucht werden. Hierfür werden die Analysemethoden aus Kapitel 5 bei den gemessenen Spektren eingesetzt, um Anregungstemperaturen und Teilchendichte zu bestimmen. Dies gewährt einen detaillierten Einblick in die Eigenschaften der Kopplung zwischen Material und Strömung.

## 7.2.4. Teilchendichten

In diesem Abschnitt werden Teilchendichten auf der Staustromlinie 5 mm vor der jeweiligen Oberfläche vorgestellt. Dazu werden die Methoden aus Kapitel 5 angewendet. Eine Auflistung der jeweils verwendeten Methode bei den gemessenen atomaren Multipletts ist in Tabelle A.1 zu finden. Die derart bestimmten Besetzungsdichten der einzelnen elektronischen Energiezustände

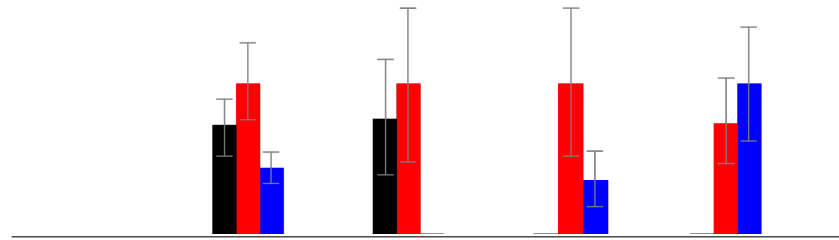


**Bild 7.8.:** Boltzmann-Plot auf der Staustromlinie 5 mm vor der Oberfläche.

der atomaren Spezies N, O, C und C<sup>+</sup> sind in Bild 7.8 in einem Boltzmann-Plot dargestellt. Bis auf Stickstoff wurde die Besetzungsdichte des Grundzustands jeder Spezies bestimmt. Dies liegt an der geringen Intensität des Rohsignals im kurzwelligen Bereich bei Verwendung von ablativen Materialien. Dadurch wird die Messung des Stickstoff Resonanzmultipletts bei 120 nm verhindert, wodurch auch die einzige Möglichkeit der Bestimmung des Grundzustands versiegt. Obwohl im Fall von Kupfer dieser Messwert vorliegt, wird eine andere Herangehensweise zur Approximation der Besetzungsdichte des Grundzustands gewählt. Auf Basis der Boltzmann-Verteilung wird die jeweilige Besetzungsdichte extrapoliert, was in Bild 7.8 als Verlängerung der Ausgleichsgeraden erkennbar ist. Dadurch wird ein direkter Vergleich zwischen den drei Materialien ermöglicht.

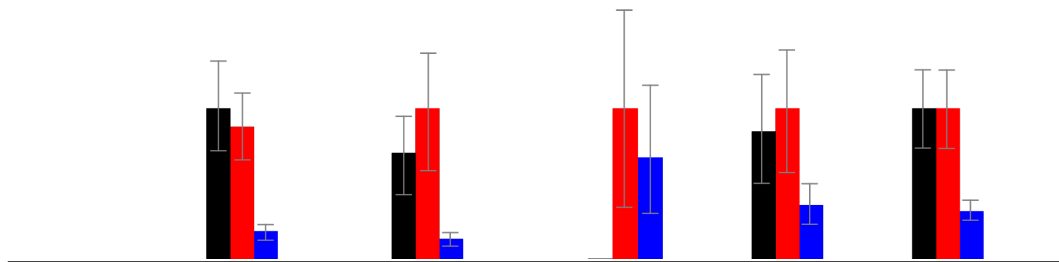
Die erste Auffälligkeit der Verteilungsfunktionen ist, dass alle gemessenen Energiezustände einer Boltzmann-Verteilung gehorchen. Die Messdaten werden dazu verwendet, elektronische Anregungstemperaturen auf Basis der Boltzmann-Plot Methode zu ermitteln. Darüber hinaus werden die Messdaten dazu verwendet, die gesamte Teilchendichte der einzelnen Spezies zu ermitteln, indem die Besetzungsdichten aller Energiezustände addiert werden. Zustände, die nicht direkt gemessen wurden, werden auf Basis der Boltzmann-Verteilung interpoliert. Weiterhin wird die Saha-Extrapolation aus Abschnitt 5.3 verwendet, um die jeweiligen Elektronen- und Iondichten zu bestimmen. Molekulare Teilchendichten werden mithilfe der Quasi Steady State Extrapolation aus Abschnitt 5.1.4 bestimmt. Die resultierenden Teilchendichten der zugänglichen Spezies sind in den Tabellen 7.6 und 7.7 zusammengefasst.

Beim Vergleich der unterschiedlichen Materialien ist ein eindeutiger Trend festzustellen. Die Teilchendichten beinahe aller atomarer und ionisierter Spezies sind bei CALCARB am größten und bei ASTERM am kleinsten. Die geringe atomare Teilchendichte bei ASTERM ist in Einklang mit den gemessenen VUV-Spektren aus Bild 7.6, bei denen ASTERM eine deutlich schwächere atomare Emission aufweist. Am stärksten ist diese Situation jedoch bei den Io-



|                | $n_N / 10^{22} \text{ m}^{-3}$ | $n_O / 10^{21} \text{ m}^{-3}$ | $n_C / 10^{21} \text{ m}^{-3}$ | $n_{CN} / 10^{18} \text{ m}^{-3}$ |
|----------------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|-----------------------------------|
| Cu             | $3,5 \pm 0,9$                  | $6,5 \pm 3,2$                  | -                              | -                                 |
| <b>CALCARB</b> | $4,9 \pm 1,2$                  | $8,7 \pm 4,3$                  | $1,7 \pm 0,8$                  | $1,6 \pm 0,6$                     |
| <b>ASTERM</b>  | $2,1 \pm 0,5$                  | -                              | $0,6 \pm 0,3$                  | $2,2 \pm 0,8$                     |

**Tabelle 7.6.:** Teilchendichten der neutralen Spezies auf der Staustromlinie 5 mm vor der Oberfläche.

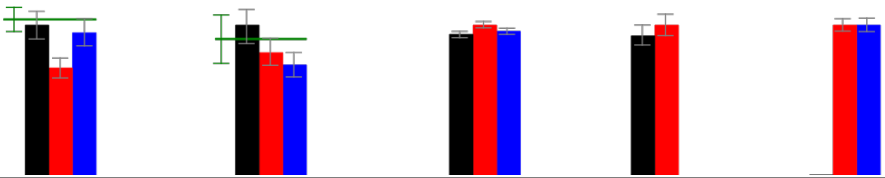


|                | $n_{N^+} / 10^{21} \text{ m}^{-3}$ | $n_{O^+} / 10^{20} \text{ m}^{-3}$ | $n_{C^+} / 10^{20} \text{ m}^{-3}$ | $n_{N_2^+} / 10^{18} \text{ m}^{-3}$ | $n_{e^-} / 10^{21} \text{ m}^{-3}$ |
|----------------|------------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|--------------------------------------|------------------------------------|
| Cu             | $1,4 \pm 0,4$                      | $1,1 \pm 0,4$                      | -                                  | $1,9 \pm 0,8$                        | $1,6 \pm 0,4$                      |
| <b>CALCARB</b> | $1,2 \pm 0,3$                      | $1,6 \pm 0,6$                      | $2,7 \pm 1,7$                      | $2,3 \pm 0,9$                        | $1,6 \pm 0,4$                      |
| <b>ASTERM</b>  | $0,25 \pm 0,07$                    | $0,20 \pm 0,07$                    | $1,8 \pm 1,1$                      | $0,8 \pm 0,3$                        | $0,5 \pm 0,1$                      |

**Tabelle 7.7.:** Elektronen- und Ionendichten auf der Staustromlinie 5 mm vor der Oberfläche.

Teilchendichten von  $N^+$  und  $O^+$  zu erkennen, bei denen eine Größenordnung zwischen CALCARB und ASTERM besteht. Die geringeren Teilchendichten sind ein Resultat der kleineren Grenzschichtenthalpie vor dem Ablator. Der besonders große Einfluss auf die Ionendichten von  $N^+$  und  $O^+$  ist auf deren vergleichsweise hohe Ionisationsenergien zurückzuführen. Bei einer geringeren Enthalpie sinken dadurch die Ionendichten sehr schnell ab. Der Unterschied zwischen CALCARB und ASTERM ist im Fall von C und  $C^+$  geringer. Dies ist nicht zuletzt auch auf die größere Häufigkeit von kohlenstoffhaltigen Teilchen bei ASTERM zurückzuführen, die aufgrund der größeren Ausgasrate in der Grenzschicht vorliegen (siehe Tabelle 7.3). Dieser Effekt kann auch anhand der höheren CN Teilchendichte nachvollzogen werden. Der Unterschied der atomaren Teilchendichten zwischen CALCARB und Kupfer spiegelt interessanterweise erneut die Messdaten aus der VUV-Spektroskopie wieder. Eine leichte Erhöhung bei CALCARB sorgt auch für die entsprechend höhere Strahlungsintensität (siehe Tabelle 7.5). In allen Fällen bewegt sich der gemessene Unterschied jedoch im Bereich der Messunsicherheit. Die geringere atomare Teilchendichte vor der Kupferoberfläche im Vergleich zu CALCARB ist auf die höhere Oberflächenkatalyzität von Kupfer zurückzuführen [129].





|            | $T_{\text{rot}} / \text{K}$ | $T_{\text{vib}} / \text{K}$ | $T_{\text{exc,N}} / \text{K}$ | $T_{\text{exc,O}} / \text{K}$ | $T_{\text{exc,C}} / \text{K}$ |
|------------|-----------------------------|-----------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| Cu         | $12780 \pm 1150$            | $12930 \pm 1420$            | $8230 \pm 160$                | $8430 \pm 510$                | -                             |
| CALCARB    | $8950 \pm 810$              | $10190 \pm 1120$            | $8910 \pm 180$                | $9230 \pm 550$                | $8430 \pm 340$                |
| ASTERM     | $12050 \pm 1080$            | $9290 \pm 1020$             | $8350 \pm 170$                | -                             | $8430 \pm 370$                |
| Flug [191] | $13000 \pm 1000$            | $11500 \pm 2000$            | -                             | -                             | -                             |

Tabelle 7.8.: Anregungstemperaturen auf der Staustromlinie 5 mm vor der Oberfläche.

### 7.2.5. Anregungstemperaturen

In diesem Abschnitt werden die Anregungstemperaturen der einzelnen Freiheitsgrade vorgestellt, die mit den Methoden aus Abschnitt 5.2 ermittelt wurden. Die Anregungstemperaturen auf der Staustromlinie 5 mm vor der Oberfläche sind in Tabelle 7.8 zusammengefasst. Die beiden molekularen Anregungstemperaturen sind am höchsten vor der Kupferoberfläche und signifikant niedriger vor den Ablationsmaterialien. Die Strahlung, die zur Bestimmung der beiden molekularen Anregungstemperaturen verwendet wird, ist durch die starke Emission von CN dominiert. Daher entsprechen diese beiden Temperaturen dem Zustand dieses Moleküls. Es zeigt sich der größere Einfluss bei der Vibrationstemperatur, welche für beide Materialproben geringer als bei Kupfer ist. Die Relaxation des vibratorischen Freiheitsgrads benötigt eine längere Zeit, wodurch sich der Einfluss der relativ kalten CN Partikel weiter stromauf manifestiert und somit die niedrigere Temperatur 5 mm vor der Oberfläche erklärt [65]. Zusätzlich ist die Rotationstemperatur bei CALCARB signifikant niedriger als bei ASTERM oder Kupfer. Erneut kann auch hierbei davon ausgegangen werden, dass die Rotationstemperatur ein vernünftiges Maß für die Translationstemperatur darstellt. Da der Anteil der Translationsenergie an der gesamten Enthalpie signifikant ist, zeigt der Einfluss der Ablation auf die Rotationstemperatur ebenso den Einfluss auf die Grenzschichtenthalpie. An dieser Stelle wird es erstmals möglich, einen Vergleich zum Flugfall, dem Ziel dieser experimentellen Simulation, zu ziehen. In der Publikation von Kraetzig et al. sind Rotations- und Vibrationstemperaturen von CN zusammengefasst, die auf Basis der Messdaten des Instruments AUS, einem Spektrograph für das Ultraviolette, entstanden sind [191]. Diese Temperaturen sind von phänomenologischer Natur, da bei den entsprechenden Messungen das gesamte strahlende Wiedereintrittsplasma vor der Kapsel gemessen wurde. Jedoch sind die Spektren stark von CN dominiert, welches hauptsächlich in der Nähe der Oberfläche vorliegt. Daher können die bestimmten Temperaturen als repräsentativ für diesen räumlichen Bereich angesehen werden, sodass ein Vergleich mit den in PWK1 gemessenen ASTERM Daten sinnvoll erscheint. Der Vergleich zeigt eine gute Übereinstimmung, wobei die Diskrepanzen zwischen den beiden Messungen im Bereich der Messunsicherheit liegen. Dies deutet an, dass die beabsichtigte Ähnlichkeit der Grenzschicht zum Flug unter Einfluss von Ablation tatsächlich besteht. Im Gegensatz zu den molekularen Anregungstemperaturen sind die elektronischen Anregungstemperaturen der Atome sehr ähnlich. Lediglich bei N und O vor CALCARB ist eine leichte Erhöhung zu erkennen. Offenbar ist dieser Anregungsmodus nur

leicht von der Kopplung zur Ablation beeinflusst. Weitere Analysen der Messdaten, insbesondere zum radialen Verlauf der Anregungstemperaturen und relativen Teilchendichten, sind in Referenz [140] publiziert.

### 7.2.6. Fazit

In dieser Arbeit wird erstmals eine Analyse der wichtigsten Materialparameter sowie der einzelnen aufgeschlüsselten thermodynamischen Strömungsparameter dargelegt. Der Einfluss der Ablation eines Kohlefaser-Phenolharz-Materials auf die VUV-Strahlungswärmestromdichte ist sehr groß und bewirkt eine Reduktion der Strahlungswärmestromdichte um über eine Größenordnung. Dabei hat die Anregungstemperatur einen geringen Einfluss. Der Hauptanteil der Reduktion entsteht durch die verringerte Teilchendichte strahlender Spezies. Zusätzlich zur Reduktion der VUV-Strahlung wird auch die konvektive Wärmestromdichte um etwa 30 % verringert, was erneut das Leistungsvermögen des Ablators unterstreicht. Die Pyrolysegase und somit die Phenolharzmatrix sind die Ursache für die Verringerung der Wärmestromdichte. Dies zeigt sich auch im Vergleich zu CALCARB. Eine Verwendung von CALCARB verringert weder den konvektiven, noch den Strahlungswärmestrom und sorgt aufgrund der zusätzlichen Strahlung von Kohlenstoffatomen beinahe zu einer Verdopplung der VUV-Strahlungsbelastung. Die Verringerung der Grenzschichtenthalpie wird hauptsächlich durch den chemischen Anteil erreicht, zu einem geringeren Maß auch durch die Translationstemperatur.

## 8. Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der experimentellen Simulation des hyperbolischen Wiedereintritts der Raumkapsel Hayabusa anhand von emissionsspektroskopischen Messungen. Dazu wurde eine subsonische Strömung im Plasmawindkanal PWK1 erzeugt, die den thermochemischen Grenzschichtzustand in 78,8 km Höhe reproduzieren soll. Hyperbolische Eintritte, wie derjenige der Hayabusa Kapsel, zeichnen sich durch eine signifikante Wärmebelastung aufgrund von Gasstrahlung und durch eine starke Kopplung zwischen Strömung, Strahlung und ablativem Hitzeschutzmaterial aus. Da bei der korrekten Vorhersage dieser wichtigen Prozesse noch große Wissenslücken bestehen, wurden optische Experimente entwickelt, welche quantitative Messungen der dafür relevanten Parameter erlauben. Insbesondere ist die Strahlung im VUV von Interesse, da die Strahlungskopplung in diesem Spektralbereich am stärksten ist und der Großteil der Strahlungswärmestromdichte aus diesem Wellenlängenintervall stammt.

Eine Sonde wurde entwickelt, die das Staupunktspektrum im VUV erfasst. Darüber hinaus wurde die lokale Verteilung der emittierten Strahlung vom UV bis zum NIR im Strömungsfeld mithilfe mehrerer spektroskopischer Systeme gemessen. Hierbei wurden vertikale, horizontale sowie tomographisch aufgelöste Ausschnitte des Plasmas gemessen. Alle spektroskopischen Systeme wurden für absolute spektrale Strahldichte kalibriert. Zusätzlich wurden radiometrische Messungen mit einem neu entwickelten Sondeneinsatz durchgeführt, wodurch die gesamte Strahlungswärmestromdichte im Staupunkt erfasst wird. Die Kalibrierung dieses Sensors wird dabei durch ein neues Verfahren mit einem Hochleistungslaser durchgeführt.

Die gemessenen Emissionsspektren wurden mit diversen Auswertungsmethoden analysiert. Besetzungsdichten von angeregten Zuständen und Teilchendichten von verschiedenen atomaren und molekularen Spezies wurden durch die absolut emittierte Strahlung, sowie durch die Analyse des Strahlungstransports bestimmt. Ionen- und Elektronendichten wurden durch eine Extrapolation der Besetzungsdichten zum virtuellen Energieniveau bei der Ionisationsenergie ermittelt. Ebenso wurden die Besetzungsdichten der einzelnen angeregten Spezies dazu verwendet, Anregungstemperaturen zu bestimmen. Molekulare Anregungstemperaturen der Rotation und Vibration wurden anhand der charakteristischen Form der Molekülbanden ermittelt. Die gemessenen thermodynamischen Strömungsparameter werden dazu verwendet, die lokale massenspezifische Enthalpie zu berechnen.

Die spektroskopisch bestimmte massenspezifische Enthalpie auf der Staustromlinie beträgt  $62,3 \text{ MJ kg}^{-1}$ , was auch durch zwei weitere Sondenmessungen bestätigt wird. Durch die Messungen der Teilchendichten von Sauerstoff und Stickstoff wird erstmals bestätigt, dass die Generatorströmung zu der gewünschten chemischen Zusammensetzung führt und somit eine experimentelle Simulation des Wiedereintritts erlaubt. Der axiale Strömungsverlauf weist hierbei eine langsame Relaxation auf, ähnlich der Nichtgleichgewichtseffekte einer Nachstoßströmung in hohen Atmosphärenbereichen. Die stärksten Nichtgleichgewichtseffekte treten bei Stickstoffatomen und -molekülen auf. Der molekulare Stickstoff weist deutliche Abweichungen von einem Saha-Gleichgewicht auf, während der atomare Stickstoff von einer Boltzmann-Verteilung geringfügig abweicht. Ein weiterer Nichtgleichgewichtseffekt ist bei Ionen- und Elektronendich-

ten zu beobachten, die etwa 40–60 % niedriger als im Gleichgewichtsfall sind. Beinahe alle Translations- und Anregungstemperaturen befinden sich leicht oberhalb des Gleichgewichtswerts von 10170 K. Die verschiedenen Anregungstemperaturen weichen zwischen -7 % und 22 % vom Gleichgewicht ab. Insgesamt ist die Strömung gleichgewichtsnah und entspricht dem Strömungszustand nach einem Verdichtungsstoß in der Relaxationszone kurz vor der Gleichgewichtsregion. Es wird somit erstmals experimentell bestätigt, dass die Plasmaströmung des Lichtbogengenerators RD5 geeignet ist, um die thermochemische Anströmung eines hyperbolischen Wiedereintritts nachzustellen.

Die Analyse des Grenzschichtverlaufs vor einer gekühlten Kupfersonde hat gezeigt, dass einige Nichtgleichgewichtseffekte bei Anregungstemperaturen auftreten, die zum Großteil auf die katalytischen Eigenschaften der Oberfläche zurückgeführt werden können. Die eingesetzte Ähnlichkeitstheorie zwischen Flug und Bodentest bestätigt die Reproduktion der konvektiven Wärmestromdichte im Staupunkt. Ebenso wurde erstmals die absolute Strahlungswärmestromdichte einer hyperbolischen Wiedereintrittsströmung im Plasmawindkanal gemessen. Jedoch ist unklar, ob diese Wärmestromdichte dem Flugfall entspricht, da bei der numerischen Simulation des Flugs zu große Unsicherheiten in der Berechnung der Strahlungsphänomene bestehen. Der Vergleich des Grenzschichtverlaufs der thermodynamischen Parameter zwischen numerischer Simulation des Flugs und Bodentest zeigt eine gute Übereinstimmung bei atomarem und molekularem Stickstoff sowie bei der Translations- beziehungsweise Rotationstemperatur. Unterschiede bestehen bei den restlichen Anregungstemperaturen und den ionisierten Spezies. Anhand der in dieser Arbeit untersuchten Strömung wurde experimentell gezeigt, dass die Ähnlichkeitstheorie zwar zu den geforderten Größen im Staupunkt führt, jedoch den thermochemischen Grenzschichtverlauf nur teilweise reproduziert.

Die Analyse der Ablationskopplung zwischen Material, Strahlung und Strömung zeigte, dass das Phenolharz-Kohlefaser-Material ASTERM die Grenzschichtenthalpie um 40 % reduziert. Dies führt dazu, dass die konvektive Wärmestromdichte im Vergleich zum Referenzfall mit Kupfer um 23 % und die Strahlungsbelastung aus dem VUV um 93 % verringert wird. Durch Vergleichsmessungen mit dem Kohlefaserfilzmaterial CALCARB wurde identifiziert, dass diese Phänomene auf ausgasende Pyrolyseprodukte der zersetzten Phenolharzmatrix von ASTERM zurückzuführen sind. Die Reduktion der Enthalpie führt zu einer leichten Verringerung der Anregungstemperaturen und zu einer starken Reduktion der Atom- und Ionendichten in der Grenzschicht. Die Analyse der Ablationskopplung zeigt, dass die von numerischen Simulationen vorhergesagten Effekte in einer Plasmawindkanalströmung wie erwartet stattfinden. Dabei wurde bestätigt, dass diese Effekte einen immensen Einfluss auf das Strömungsverhalten und die Wärmebelastung ausüben. Die Messdaten dieser Arbeit zeigen erstmals eine experimentelle quantitative Analyse der Kopplungsmechanismen von Ablation und bieten somit ein großes Potential für die Validierung numerischer Simulationen.

Die Experimente der vorliegenden Arbeit haben gezeigt, dass die Simulation eines hyperbolischen Wiedereintritts in einem Plasmawindkanal gelingt. Dabei werden Eigenschaften einer relaxierenden Nachstoßströmung im Freistrahle der Plasmaströmung nachgebildet. Die detaillierte Analyse der Grenzschicht unter Einfluss von ablatierenden Materialproben zeigt, dass die dabei auftretenden Kopplungsmechanismen identifiziert und quantifiziert werden können. Die in dieser Dissertation entwickelten Messaufbauten und Analysemethoden können in zukünftigen Arbeiten verwendet werden, um Wiedereintrittsplasmen anhand einer größeren Bandbreite von Strömungsbedingungen zu untersuchen und somit verschiedene Grade des Nichtgleichgewichts in der Strömung zu analysieren.

# Summary

The goal of this study has been investigating the experimental simulation of the hyperbolic re-entry of the Hayabusa capsule using emission spectroscopic measurements. For this, a subsonic flow was established in the plasma wind tunnel PWK1 with the goal to reproduce the thermochemical boundary layer at 78.8 km altitude. Such hyperbolic re-entries feature a high radiative heat flux and a strong coupling between flowfield, radiation and ablation. As these processes are not fully understood, optical experiments have been developed to provide quantitative measurements of the relevant parameters. Here, the vacuum ultraviolet spectral range is most important since the radiation coupling is strongest in this spectral region and the majority of the radiative heat flux stems from this regime.

A probe has been developed which measures the stagnation point VUV spectrum. Furthermore, different spectroscopic systems have been developed to measure the spatial distribution of UV to NIR radiation. Vertically, horizontally and tomographically resolved cross sections of the plasma emission have been measured. All spectroscopic systems have been calibrated for absolute spectral radiance. Additionally, radiometric measurements have been conducted using a newly developed probe which results in the total radiative stagnation point heat flux. The calibration of this sensor is performed by a new procedure using a high performance laser.

The measured emission spectra are analysed using different methods. Population densities of excited states and absolute particle densities of different atomic and molecular species are determined by analysing the absolute emission coefficient and the radiative transport. Ion and electron densities are determined by an extrapolation of the atomic population densities to a virtual state at the ionisation energy. Furthermore, the population densities of the different species are used to determine excitation temperatures. Molecular rotational and vibrational temperatures are deduced from the characteristic shape of molecular bands. The measured thermodynamic properties are subsequently used to calculate the non-equilibrium local mass-specific enthalpy.

The spectroscopically determined mass-specific enthalpy is  $62,3 \text{ MJ kg}^{-1}$  which is confirmed by two further probe measurements. The measured particle densities of nitrogen and oxygen confirm for the first time that the plasma generator produces the desired air composition which allows useful experimental re-entry simulations. The axial flowfield parameters exhibit a relatively slow relaxation which is similar to a non-equilibrium post-shock layer at high altitudes. The non-equilibrium effects are strongest for nitrogenous species. Molecular nitrogen features a deviation from the Saha-equilibrium while atomic nitrogen shows slight deviations from a Boltzmann-distribution. Further non-equilibrium effects are present for ion and electron densities which are approximately 40–60 % below equilibrium values. Almost all translational and excitation temperatures are slightly above the equilibrium temperature of 10170 K. The different excitation temperatures deviate from the equilibrium temperature by -7 % to 22 %. Nevertheless, the flowfield is close to equilibrium and corresponds to the flow situation in the relaxation region behind a hypersonic shock. The presented measurements confirm for the first

time that the plasma flow of the RD5 generator is well suited to simulate the thermochemical post-shock region of a hyperbolic re-entry flight.

The analysis of the boundary layer in front of a cooled copper probe showed that non-equilibrium effects occur for excitation temperatures that can mostly be traced back to the catalytic properties of the surface. The used similarity between flight and ground based testing leads to the desired reproduction of the stagnation point convective heat flux. Additionally, the absolute radiative heat flux of a hyperbolic re-entry flow in a plasma wind tunnel has been measured. However, it is unclear, whether this heat flux corresponds to the respective flight value as the uncertainties of the numerical flight simulation are too large. The comparison between the flight and ground testing boundary layer distributions of atomic and molecular nitrogen mole fractions shows good agreement. The same agreement holds for rotational and translational temperature distributions. Significant differences exist for the remaining excitation temperatures and the ionised species. The measurements of this study show that the used similarity theory leads to the desired values in the stagnation point. However, the thermochemical boundary layer distribution is only partially reproduced.

The analysis of the coupling between ablative material, radiation and the flowfield shows that the carbon phenolic material ASTERM leads to a boundary layer enthalpy reduction of 40 %. This results in a decrease of the convective heat flux by 23 % and a decrease of the radiative heat flux by 93 % when compared to the copper reference material. Experiments with the carbon fibre material CALCARB showed that these phenomena can be ascribed to the outgasing of pyrolysis products of the decomposed phenolic matrix of ASTERM. The enthalpy reduction leads to a slight decrease of the excitation temperatures and a large reduction of atomic and ionic densities in the boundary layer. The analysis of ablation coupling shows that the expected effects postulated by numerical simulations occur in the ground based facility. Furthermore, it is experimentally confirmed that these effects exert an immense influence on the flowfield and the surface heat flux. The measurements of this study provide for the first time a quantitative experimental analysis of the coupling mechanisms of ablation and therefore are potentially useful for the validation of numerical simulations.

The experiments of the current work showed that the simulation of a high speed re-entry in a plasma wind tunnel is successful. The characteristics of a relaxing post-shock layer are reproduced in the plasma jet. The detailed analysis of the boundary layer in front of ablative material samples leads to the identification and quantification of the relevant coupling mechanisms. The developed experimental setups and analysis methods can be employed in future investigations to analyse a greater range of re-entry flow conditions with varying degrees of non-equilibrium.

# A. Anhang

## A.1. Atomlinien

**Tabelle A.1.:** Atomare Multipletts, die für die Bestimmung von Besetzungsdichten verwendet wurden [63]. a: Emissionskoeffizient; b: Verzweigungsverhältnis; c: Black Body Limit Extrapolation.

| $\lambda_0$ / nm | $A_{ul}$ / s <sup>-1</sup> | $E_l$ / cm <sup>-1</sup> | $E_u$ / cm <sup>-1</sup> | $g_l$ | $g_u$ | Cu   | CALCARB | ASTERM |
|------------------|----------------------------|--------------------------|--------------------------|-------|-------|------|---------|--------|
| Stickstoff I     |                            |                          |                          |       |       |      |         |        |
| 120,00           | $4,04 \cdot 10^8$          | 0                        | 83336                    | 4     | 12    | c    | -       | -      |
| 149,33           | $3,44 \cdot 10^8$          | 19228                    | 86193                    | 10    | 6     | b, c | -       | b      |
| 124,32           | $3,45 \cdot 10^8$          | 19228                    | 99664                    | 10    | 10    | c    | -       | -      |
| 117,69           | $9,77 \cdot 10^7$          | 19228                    | 104196                   | 10    | 6     | b, c | -       | -      |
| 117,09           | $1,05 \cdot 10^7$          | 19228                    | 104628                   | 10    | 6     | b, c | -       | -      |
| 117,01           | $1,54 \cdot 10^6$          | 19228                    | 104694                   | 10    | 28    | b, c | -       | -      |
| 116,80           | $6,90 \cdot 10^6$          | 19228                    | 104847                   | 10    | 12    | b, c | -       | -      |
| 116,79           | $1,04 \cdot 10^8$          | 19228                    | 104851                   | 10    | 14    | b, c | -       | -      |
| 116,58           | $7,80 \cdot 10^5$          | 19228                    | 105007                   | 10    | 20    | b, c | -       | -      |
| 116,41           | $3,21 \cdot 10^7$          | 19228                    | 105134                   | 10    | 10    | b, c | -       | -      |
| 174,35           | $1,25 \cdot 10^8$          | 28839                    | 86193                    | 6     | 6     | b, c | b       | b      |
| 141,19           | $5,39 \cdot 10^7$          | 28839                    | 99664                    | 6     | 10    | c    | -       | -      |
| 133,59           | $3,06 \cdot 10^4$          | 28839                    | 103693                   | 6     | 12    | b    | b       | -      |
| 132,70           | $9,75 \cdot 10^6$          | 28839                    | 104196                   | 6     | 6     | b, c | b       | -      |
| 131,95           | $7,26 \cdot 10^7$          | 28839                    | 104628                   | 6     | 6     | b, c | b       | -      |
| 131,86           | $1,46 \cdot 10^5$          | 28839                    | 104675                   | 6     | 28    | b, c | b       | -      |
| 131,63           | $4,80 \cdot 10^5$          | 28839                    | 104810                   | 6     | 14    | b, c | b       | -      |
| 131,57           | $2,30 \cdot 10^5$          | 28839                    | 104846                   | 6     | 12    | b, c | b       | -      |
| 131,30           | $2,30 \cdot 10^5$          | 28839                    | 105000                   | 6     | 20    | b    | b       | -      |
| 131,07           | $7,73 \cdot 10^7$          | 28839                    | 105134                   | 6     | 10    | b, c | b       | -      |
| 122,87           | $4,05 \cdot 10^7$          | 28839                    | 110228                   | 6     | 6     | b, c | -       | -      |
| 122,52           | $4,41 \cdot 10^7$          | 28839                    | 110461                   | 6     | 10    | b, c | -       | -      |
| 119,09           | $2,19 \cdot 10^7$          | 28839                    | 112803                   | 6     | 6     | b, c | -       | -      |
| 118,91           | $2,48 \cdot 10^7$          | 28839                    | 112938                   | 6     | 10    | b, c | -       | -      |
| 869,40           | $2,53 \cdot 10^7$          | 83336                    | 94838                    | 12    | 20    | a    | -       | -      |
| 821,41           | $3,08 \cdot 10^7$          | 83336                    | 95510                    | 12    | 12    | a    | -       | -      |

|        |                   |       |        |    |    |   |   |   |
|--------|-------------------|-------|--------|----|----|---|---|---|
| 745,42 | $3,71 \cdot 10^7$ | 83336 | 96751  | 12 | 4  | a | - | a |
| 939,79 | $2,51 \cdot 10^7$ | 86193 | 96834  | 6  | 10 | a | - | - |
| 861,98 | $3,16 \cdot 10^7$ | 86193 | 97794  | 6  | 6  | a | - | - |
| 535,02 | $2,03 \cdot 10^5$ | 88132 | 106823 | 12 | 20 | - | a | a |
| 905,24 | $3,21 \cdot 10^7$ | 93582 | 104628 | 2  | 6  | a | - | - |
| 648,74 | $4,90 \cdot 10^6$ | 94838 | 110252 | 20 | 28 | a | - | - |
| 574,71 | $1,07 \cdot 10^6$ | 95510 | 112909 | 12 | 20 | a | a | a |
| 576,35 | $2,19 \cdot 10^5$ | 96751 | 114101 | 4  | 12 | a | - | a |
| 905,01 | $2,79 \cdot 10^7$ | 99664 | 110713 | 10 | 14 | a | - | - |
| 790,67 | $3,14 \cdot 10^7$ | 99664 | 112311 | 10 | 6  | a | - | a |

## Sauerstoff I

|        |                   |       |        |    |    |      |   |   |
|--------|-------------------|-------|--------|----|----|------|---|---|
| 130,35 | $6,12 \cdot 10^8$ | 78    | 76795  | 9  | 3  | b, c | b | - |
| 121,76 | $2,06 \cdot 10^8$ | 33793 | 115918 | 1  | 3  | c    | - | - |
| 777,55 | $3,69 \cdot 10^7$ | 73768 | 86629  | 5  | 15 | a    | - | a |
| 844,88 | $3,22 \cdot 10^7$ | 76795 | 88631  | 3  | 9  | a    | - | - |
| 926,64 | $3,71 \cdot 10^7$ | 86629 | 97420  | 15 | 25 | a    | - | - |
| 496,96 | $1,27 \cdot 10^6$ | 86629 | 106751 | 15 | 25 | a    | a | a |

## Kohlenstoff I

|        |                   |       |       |   |    |   |   |   |
|--------|-------------------|-------|-------|---|----|---|---|---|
| 165,72 | $3,48 \cdot 10^8$ | 30    | 60373 | 9 | 9  | - | b | b |
| 156,11 | $1,17 \cdot 10^8$ | 30    | 64089 | 9 | 15 | - | b | b |
| 132,93 | $2,19 \cdot 10^8$ | 30    | 75255 | 9 | 9  | - | b | - |
| 128,79 | $2,20 \cdot 10^5$ | 33    | 77680 | 9 | 5  | - | b | - |
| 128,04 | $9,44 \cdot 10^7$ | 30    | 78133 | 9 | 9  | - | b | - |
| 127,92 | $5,1 \cdot 10^6$  | 33    | 78209 | 9 | 21 | - | b | - |
| 127,75 | $2,20 \cdot 10^5$ | 30    | 78310 | 9 | 15 | - | b | - |
| 127,70 | $1,62 \cdot 10^7$ | 30    | 78340 | 9 | 3  | - | b | - |
| 127,41 | $1,20 \cdot 10^6$ | 43    | 78530 | 9 | 3  | - | b | - |
| 127,06 | $6,70 \cdot 10^5$ | 30    | 78731 | 9 | 3  | - | b | - |
| 126,13 | $1,72 \cdot 10^8$ | 30    | 79315 | 9 | 9  | - | b | - |
| 148,18 | $3,45 \cdot 10^7$ | 10193 | 77680 | 5 | 5  | - | b | - |
| 147,18 | $2,72 \cdot 10^5$ | 10193 | 78136 | 5 | 9  | - | b | - |
| 147,02 | $4,83 \cdot 10^5$ | 10193 | 78209 | 5 | 21 | - | b | - |
| 146,81 | $7,10 \cdot 10^5$ | 10193 | 78310 | 5 | 15 | - | b | - |
| 146,74 | $5,49 \cdot 10^7$ | 10193 | 78340 | 5 | 3  | - | b | - |
| 146,33 | $1,79 \cdot 10^8$ | 10193 | 78530 | 5 | 7  | - | b | - |
| 146,90 | $5,45 \cdot 10^7$ | 10193 | 78731 | 5 | 3  | - | b | - |
| 136,42 | $1,57 \cdot 10^7$ | 10193 | 83498 | 5 | 5  | - | b | - |
| 135,94 | $9,74 \cdot 10^5$ | 10193 | 83752 | 5 | 3  | - | b | - |
| 135,93 | $2,16 \cdot 10^6$ | 10193 | 83761 | 5 | 7  | - | b | - |
| 135,77 | $1,08 \cdot 10^6$ | 10193 | 83849 | 5 | 7  | - | b | - |

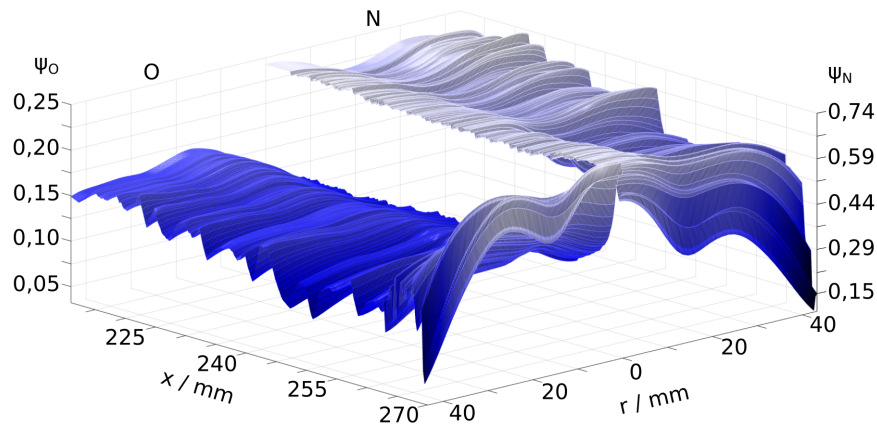


|        |                   |       |       |   |   |   |   |   |
|--------|-------------------|-------|-------|---|---|---|---|---|
| 135,71 | $1,35 \cdot 10^7$ | 10193 | 83877 | 5 | 3 | - | b | - |
| 135,58 | $1,04 \cdot 10^8$ | 10193 | 83947 | 5 | 7 | - | b | - |
| 135,43 | $2,95 \cdot 10^7$ | 10193 | 84032 | 5 | 3 | - | b | - |
| 581,63 | $3,64 \cdot 10^5$ | 71375 | 88568 | 9 | 9 | - | a | a |

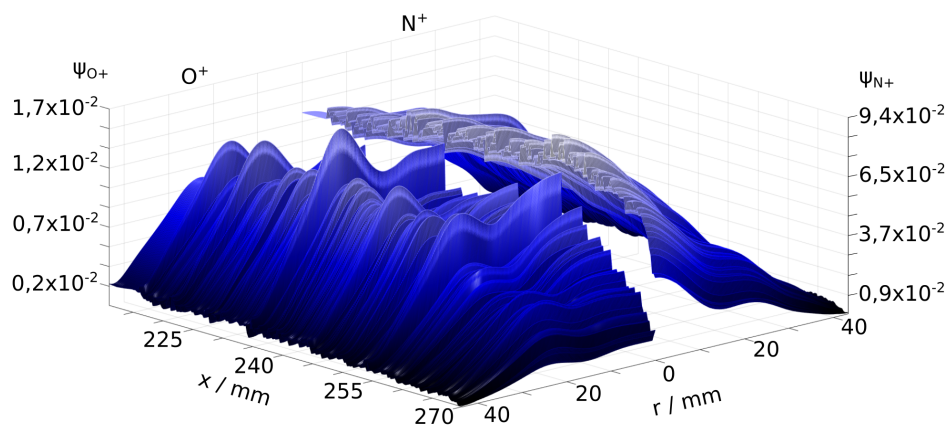
Kohlenstoff II

|        |                   |    |       |   |    |   |   |   |
|--------|-------------------|----|-------|---|----|---|---|---|
| 133,53 | $2,88 \cdot 10^8$ | 42 | 74931 | 6 | 10 | - | b | - |
|--------|-------------------|----|-------|---|----|---|---|---|

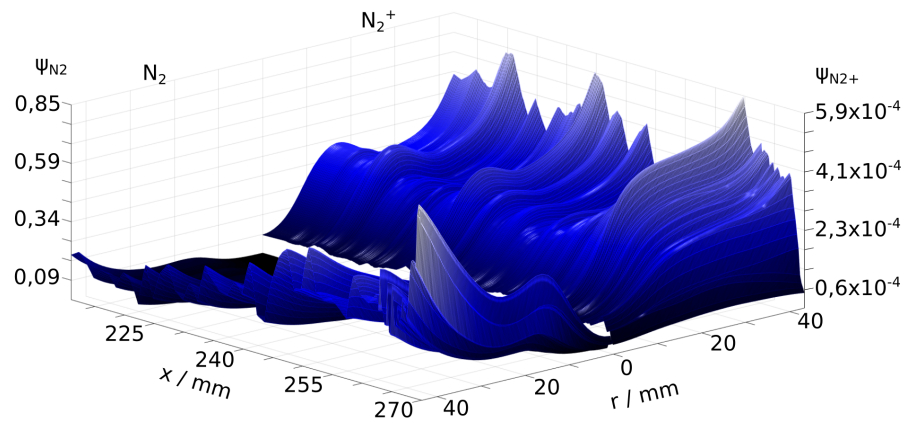
## A.2. Dreidimensionale Verteilung der Strömungsparameter



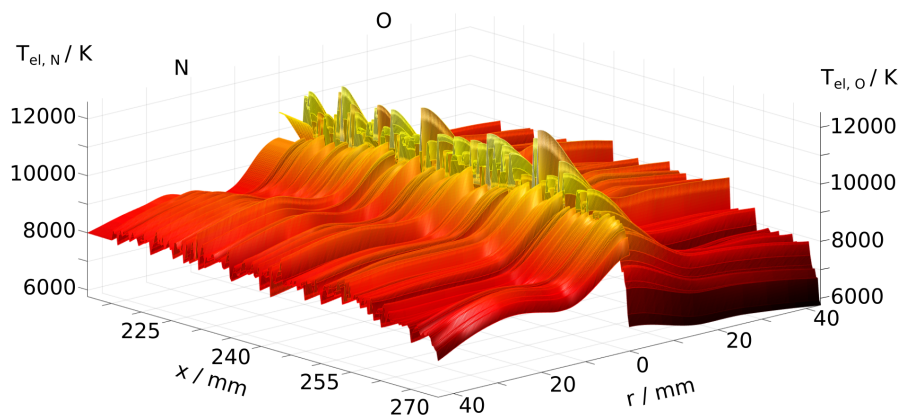
**Bild A.1.:** Dreidimensionale Verteilung der Molanteile von N und O vor einer Kupfersonde bei  $x = 270$  mm.



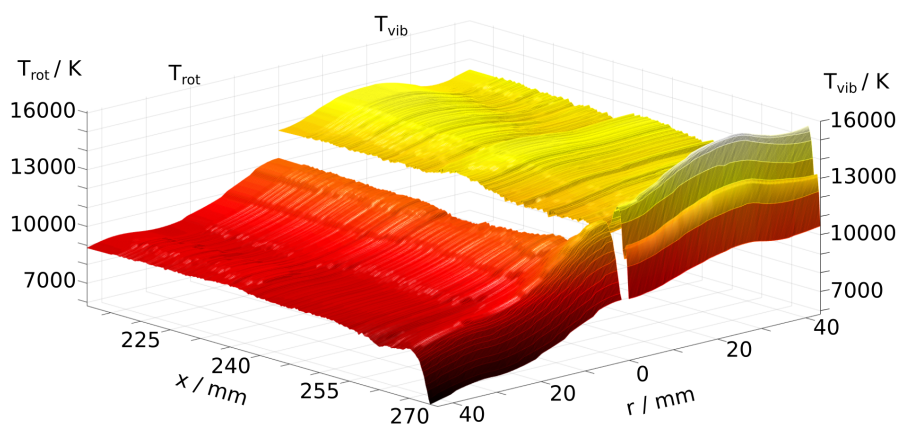
**Bild A.2.:** Dreidimensionale Verteilung der Molanteile von  $N^+$  und  $O^+$  vor einer Kupfersonde bei  $x = 270$  mm.



**Bild A.3.:** Dreidimensionale Verteilung der Molanteile von  $N_2$  und  $N_2^+$  vor einer Kupfersonde bei  $x = 270$  mm.



**Bild A.4.:** Dreidimensionale Verteilung der elektronischen Anregungstemperatur von atomarem Stickstoff und Sauerstoff vor einer Kupfersonde bei  $x = 270$  mm.



**Bild A.5.:** Dreidimensionale Verteilung der Rotations- und Vibrationstemperatur vor einer Kupfersonde bei  $x = 270$  mm.

# Literaturverzeichnis

- [1] <http://www.nasa.gov/centers/ames/news/features/2010/hayabusa.html>
- [2] TSUCHIYAMA, A. ; UESUGI, M. ; MATSUSHIMA, T. ; KADONO, T. ; NAKAMURA, T. ; UESUGI, K. ; NAKANO, T. ; SANDFORD, S. A. ; NOGUCHI, R. ; MATSUMOTO, T. ; MATSUNO, J. ; NAGANO, T. ; IMAI, Y. ; TAKEUCHI, A. ; SUZUKI, Y. ; OGAMI, T. ; KATAGIRI, J. ; EBIHARA, M. ; IRELEND, T. ; KITAJIMA, F. ; NAGAO, K. ; NARAOKA, H. ; NOGUCHI, T. ; OKAZAKI, R. ; YURIMOTO, H. ; ZOLENSKY, M. E. ; MUKAI, T. ; ABE, M. ; YADA, T. ; FUJIMURA, A. ; YOSHIKAWA, M. ; KAWAGUCHI, J.: Three-Dimensional Structure of Hayabusa Samples: Origin and Evolution of Itokawa Regolith. In: *Science* 333 (2011). DOI 10.1126/science.1207794.
- [3] GNOFFO, P. A.: Planetary-Entry Gas Dynamics. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 31 (1999), S. 459-494. DOI 10.1146/annurev.fluid.31.1.459.
- [4] ANDERSON, J. D.: *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics*. 2. Edition. AIAA Education Series, 2006.
- [5] [http://global.jaxa.jp/projects/sat/muses\\_c](http://global.jaxa.jp/projects/sat/muses_c)
- [6] BALL, A. ; GARRY, J. ; LORENZ, R. ; KERZHANOVICH, V.: *Planetary Landers and Entry Probes*. Cambridge University Press, 2010. – ISBN 9780521129589.
- [7] JOHNSTON, C. O. ; MAZAHARI, A. ; GNOFFO, P. A. ; KLEB, B. ; SUTTON, K. ; PRABHU, D. ; BRANDIS, A. M. ; BOSE, D.: Assessment of Radiative Heating Uncertainty for Hyperbolic Earth Entry. In: *42nd AIAA Thermophysics Conference*, 2011.
- [8] POTTER, D.: *Modelling of radiating shock layers for atmospheric entry at Earth and Mars*. The University of Queensland, Diss., Mai 2011.
- [9] VINCENTI, W. G. ; KRUGER, C. H.: *Introduction to Physical Gas Dynamics*. New York : John Wiley & Sons, 1965.
- [10] BRANDIS, A. M. ; JOHNSTON, C. O.: Characterization of Stagnation-Point Heat Flux for Earth Entry. In: *45th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*. Atlanta, GA, Juni 2014.
- [11] JOHNSTON, C. O. ; SAMAREH, J. ; BRANDIS, A. M.: Aerothermodynamic Characteristics of 16-22 km/s Earth Entry. In: *45th AIAA Thermophysics Conference*. Dallas, TX, Juni 2015.
- [12] LIEBHART, H. ; HERDRICH, G. ; MERRIFIELD, J. A.: Advances for Radiation Modeling for Earth Re-entry in PARADE: Application to the STARDUST Atmospheric Entry. In: *43rd AIAA Thermophysics Conference AIAA*, 2012.

- [13] PARK, C. ; ABE, T. ; INATANI, Y.: Research on the heatshield for MUSES-C Earth reentry. In: *7th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference* AIAA, 1998.
- [14] PARK, C.: Stagnation-Point Radiation for Apollo 4. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 18 (2004), Juli, Nr. 3, S. 349–357.
- [15] NA, J. ; PARK, C. ; BAEK, S.-W. ; MUYLEAERT, J.: *Preliminary Design of Super-Orbital Earth Entry Flight Experiment Using VOLNA Launcher*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2008 (Aerospace Sciences Meetings). – doi:10.2514/6.2008-1129.
- [16] LAUX, C. O. ; WINTER, M. ; MERRIFIELD, J. A. ; SMITH, Arthur ; TRAN, P.: Influence of Ablation Products on the Radiation at the Surface of a Blunt Hypersonic Vehicle at 10 km/s. In: *41st AIAA Thermophysics Conference*, 2009.
- [17] JOHNSTON, C. O. ; GNOFFO, P. A. ; MAZAHARI, A.: Influence of Coupled Radiation and Ablation on the Aerothermodynamic Environment of Planetary Entry Vehicles. In: *Radiation and Gas-Surface Interaction Phenomena* Bd. 218, 2013 (RTO Lecture Series, Von Karman Institute for Fluid Dynamics).
- [18] HOSHIZAKI, H. ; LASHER, L. E.: Convective and Radiative Heat Transfer to an Ablating Body. In: *Thermophysics Conference* AIAA, 1967.
- [19] RIED, R. C. ; ROCHELLE, W. C. ; MILHOAN, J. D.: Radiative Heating to the Apollo Command Module: Engineering Prediction and Flight Measurement / Johnson Space Center. 1972 (NASA-TM-X-58091). – Forschungsbericht.
- [20] GUPTA, R. N.: Aerothermodynamic Analysis of Stardust Sample Return Capsule with Coupled Radiation and Ablation. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 37 (2000), Juli, Nr. 4, S. 507–514.
- [21] CAUCHON, D. L.: Radiative Heating Results from the FIRE-II Flight Experiment at a Reentry Velocity of 11.4 Kilometer per Second / NASA. 1967 (TM X-1402). – Forschungsbericht.
- [22] LÖHLE, S. ; WERNITZ, R. ; HERDRICH, G. ; FERTIG, M. ; RÖSER, H.-P. ; RITTER, H.: Airborne Re-entry Observation Experiment SLIT: UV Spectroscopy during Stardust and ATV1 Re-entry. In: *CEAS Space Journal* 1 (2010), Nr. 1. DOI 10.1007/s12567-010-0005-3.
- [23] WINTER, M. W. ; TRUMBLE, K. A.: Near-Ultraviolet Emission Spectroscopy During an Airborne Observation of the Stardust Reentry. In: *Journal of Spacecrafts and Rockets* 48 (2011), Nr. 1. DOI 10.2514/1.38176.
- [24] LOEHLE, S. ; JENNISKENS, P.: High Resolution Spectroscopy of the Hayabusa Re-entry using a Fabry-Perot Interferometer. In: *Journal of Spacecrafts and Rockets* 51 (2014), November, Nr. 6, S. 1986–1993. DOI 10.2514/1.A32480.
- [25] LOEHLE, S. ; JENNISKENS, P. ; LIPS, T. ; BASTIDA-VIRGILI, B. ; ALBERS, J. ; ZANDER, F. ; KRAG, H. ; GRINSTEAD, J. H. ; BACON, J.: Preparations of the Airborne ATV-5 Re-entry Observation Campaign. In: *12th International Planetary Probe Workshop*, 2015.

- [26] JENNISKENS, P. ; ALBERS, J. ; KOOP, M. ; ODEH, M. ; AL-NOIMY, K. ; AL-REMEITHI, K. ; AL HASMI, K. ; DANTOWITZ, R. F. ; GASDIA, F. ; LOEHLE, S. ; ZANDER, F. ; HERMANN, T. ; FARNOCCHIA, D. ; CHESLEY, S. R. ; CHODAS, P. W. ; PARK, R. S. ; GIORGINI, J. D. ; GRAY, W. J. ; ROBERTSON, D. K. ; LIPS, T.: Airborne Observations of an Asteroid Entry for High Fidelity Modeling: Space Debris Object WT1190F. In: *SciTech 2016 AIAA*, 2016.
- [27] LU, F. K. ; MARREN, D. E. : *Progress in Astronautics and Aeronautics*. Bd. 198: *Advanced Hypersonic Test Facilities*. AIAA, 2002. – ISBN 1-56347-541-3.
- [28] WINTER, M. W.: Airborne Observation of Re-entries - Lessons Learned and Future Perspectives (Invited). In: *19th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, 2014.
- [29] MORGAN, R.: Superorbital expansion tubes. In: *21st International Symposium on Shock Waves*, 1997.
- [30] HORNUNG, H. G.: 28th Lanchester Memorial Lecture - Experimental real-gas hypersonics. In: *Aeronautical Journal* 92 (1988), Dezember, S. 379–389.
- [31] ZANDER, F. ; MORGAN, R. ; SHEIKH, U. ; BUTTSWORTH, D. ; TEAKLE, P. R.: Hot-Wall Reentry Testing in Hypersonic Impulse Facilities. In: *AIAA Journal* 51 (2013), Nr. 2. DOI 10.2514/1.J051867.
- [32] LAURE, S.: *Experimentelle Simulation der Staupunktströmung wiedereintretender Raumflugkörper und deren Charakterisierung mittels mechanischer Sonden*. Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, Diss., 1998.
- [33] KOLESNIKOV, A. F.: Extrapolation from High Enthalpy Tests to Flight Based on the Concept of Local Heat Transfer Simulation. In: *Measurement Techniques for High Enthalpy and Plasma Flows*. Rhode-Saint-Genese, Belgien : RTO — Research and Technology Organization, 1999.
- [34] FASOULAS, S.: *Experimentelle und theoretische Charakterisierung einer hochenthalpen Stickstoffströmung zur Wiedereintrittssimulation*. Universität Stuttgart, Diss., 1995.
- [35] LÖHLE, S.: *Untersuchung von Wiedereintrittsplasmen mit Hilfe laserinduzierter Fluoreszenzmessungen*. Universität Stuttgart, Diss., 2006.
- [36] RÖCK, W.: *Simulation des Eintritts einer Sonde in die Atmosphäre des Saturnmondes Titan in einem Plasmawindkanal*, Universität Stuttgart, Diss., 1999.
- [37] WINTER, M. W.: *Emissionsspektroskopische Untersuchung der Umströmung von Probenkörpern in hochenthalpen Plasmaströmungen*. Universität Stuttgart, Diss., 2007.
- [38] LEIN, S.: *Entwicklung eines auf Emissionsspektroskopie basierenden Sensorsystems zum Einsatz auf Wiedereintrittsplattformen*, Universität Stuttgart, Diss., 2012.
- [39] MARYNOWSKI, T.: *Charakterisierung von Kohlendioxid-Plasmaströmungen für Eintrittsmanöver in der Marsatmosphäre*, Universität Stuttgart, Diss., 2016.
- [40] LOEHLE, S. ; EBERHART, M. ; FULGE, H. ; HERMANN, T. ; MARYNOWSKI, T. ; MEINDL, A. ; ZANDER, F.: High Enthalpy Flow Diagnostics. In: *12th International Planetary Probe Workshop*, 2015.

- [41] BALTER-PETERSON, A. ; NICHOLS, F. ; MIFSUD, B. ; LOVE, W.: Arc Jet Testing in NASA Ames Research Center Thermophysics Facilities. In: *AIAA Materials Specialist Conference - Coating Technology for Aerospace Systems*, 1992.
- [42] FLETCHER, D. G.: Nonintrusive Diagnostic Strategies for Arcjet Stream Characterization. In: *Measurement Techniques for High Enthalpy and Plasma Flows*. Rhode-Saint-Genese, Belgien : RTO — Research and Technology Organization, 1999.
- [43] BOTTIN, A. ; CARONARO, M. ; VANDER HAEGEN, V. ; PARIS, S.: Predicted and Measured Capability of the VKI 1.2 MW Plasmatron Regarding Re-Entry Simulation. In: *Aerothermodynamics for space vehicles* Bd. 426, 1999 (ESA Special Publication).
- [44] ITOH, K. ; UEDA, S. ; TANNO, H. ; KOMURO, T. ; SATO, K.: Hypersonic Aerothermodynamic and Scramjet Research Using High Enthalpy Shock Tunnel. In: *Shock Waves* 12 (2002), Nr. 2, S. 93–98. DOI 10.1007/s00193-002-0147-0.
- [45] CARISTIA, S. ; DE FILIPPIS, F. ; VECCHIO, A. del ; GRAPS, E.: SCIROCCO PWT Facility for High Temperature Resistant Material Assemblies Tests. In: *International Astronautical Congress (IAF)*, September 2003.
- [46] CRUDEN, B. ; MARTINEZ, R. ; GRINSTEAD, J. H. ; OLEJNICZAK, J.: Simultaneous Vacuum Ultraviolet through Near IR Absolute Radiation Measurement with Spatiotemporal Resolution in an Electric Arc Shock Tube. In: *41st Thermophysics Conference AIAA*, 2009.
- [47] MUNDT, Ch. ; ALTENHÖFER, P.: Initial results of HELM in initial operation as a shock-tube. In: *11th Australian Hypersonics Workshop*, 2011.
- [48] MACDONALD, M. E. ; JACOBS, C. ; LAUX, C. O. ; ZANDER, F. ; MORGAN, R.: Measurements of Air Plasma/Ablator Interactions in an Inductively Coupled Plasma Torch. In: *Journal of Thermophysics and Heat transfer* 29 (2015), Nr. 1, S. 12–23.
- [49] LAUX, C. O.: *Optical Diagnostics and Radiative Emission of Air Plasmas*, Stanford University, Diss., 1993.
- [50] BABIKIAN, D. ; PARK, C. ; RAICHE, G.: Spectroscopic Determination of Enthalpy in an Arc-Jet Wind Tunnel. In: *33rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 1995.
- [51] WOOD, A. D. ; HOSHIZAKI, H. ; ANDREWS, J. C. ; WILSON, K. H.: Measurements of the Total Radiant Intensity of Air. In: *AIAA Journal* 7 (1969), Januar, Nr. 1, S. 130–139.
- [52] SHEIKH, U. ; MORGAN, R. ; ZANDER, F. ; EICHMAN, T. ; MCINTYRE, T.: Vacuum Ultraviolet Emission Spectroscopy System for Superorbital Reentries. In: *18th AIAA/3AF International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference AIAA*, 2012.
- [53] PALUMBO, G. ; CRAIG, R. A. ; WHITING, E. ; PARK, C.: Measured Specific Intensity from 130 to 900nm at the Stagnation Point of a Model in an Arcjet Flow of 7.8km/s. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 57 (1997), Nr. 2, S. 207–236.
- [54] LAGO, V.: Radiation Measurements in Low Pressure High Enthalpy Flows from VUV and Near IR Region. In: *20th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems an Technologies Conference*, 2015.

- 
- [55] HABIGER, H.: *Elektrostatistische Sonden und Fabry-Perot-Interferometrie zur Untersuchung von lichtbogenbeheizten Plasmen für Triebwerksanwendungen und Wiedereintrittssimulation*. Universität Stuttgart, Diss., 1994.
- [56] STIRN, R.: *Emissionsspektroskopische Untersuchungen der Wechselwirkung eines Freistrahls mit Hitzeschutzmaterialien*, Universität Stuttgart, Diss., 2005.
- [57] WERNITZ, R. ; EICHHORN, C. ; MARYNOWSKI, T. ; HERDRICH, G.: Plasma Wind Tunnel Investigation of European Ablators in Nitrogen/Methane Using Emission Spectroscopy. In: *Hindawi International Journal of Spectroscopy* (2013).
- [58] HERZBERG, G.: *Atomic spectra and atomic structure*. 1945.
- [59] HERZBERG, G.: *Molecular spectra and molecular structure. Vol.1: Spectra of diatomic molecules*. 1950.
- [60] GRIEM, H. R.: *Plasma Spectroscopy*. McGraw-Hill Book Company, 1964.
- [61] PARK, C.: *Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics*. John Wiley & Sons, 1990.
- [62] THORNE, A. ; LITZÉN, U. ; JOHANSSON, S.: *Spectrophysics: Principles and Applications*. Springer, 1999. – ISBN 3–540–65117–9.
- [63] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD>. <http://www.nist.gov>
- [64] EICHMANN, T.: *Radiation Measurements in a Simulated Mars Atmosphere*, The University of Queensland, Diss., 2012.
- [65] PFEIFFER, M.: *Simulation elektromagnetischer Wechselwirkungen in Plasmaströmungen großer Skalengradienten unter Verwendung eines gekoppelten Particle-In-Cell und Direct Simulation Monte Carlo Verfahrens*, Universität Stuttgart, Diss., 2015.
- [66] PARK, C.: Calculation of Nonequilibrium Radiation in AOTV Flight Regimes. In: *AIAA 22nd Aerospace Sciences Meeting*, 1984.
- [67] SHIMADA, M. ; TYNAN, G. R. ; CATTOLICA, R.: Rotational and translational temperature equilibrium in an inductively coupled plasma. In: *Journal of Vacuum Science and Technology A* 24 (2006), Nr. 1878. DOI 10.1116/1.2244539.
- [68] JOHNSTON, C. O. ; HOLLIS, B. R. ; SUTTON, K.: Non-Boltzmann Modeling for Air Shock-Layer Radiation at Lunar-Return Conditions / Langley Research Center. NASA Langley Research Center, Hampton, VA, 23681, 2008. – Forschungsbericht.
- [69] FROST, R. M. ; AWAKOWICZ, P. ; SUMMERS, H. P. ; BADNELL, N. R.: Calculated Cross Sections and Measured Rate Coefficients for Electronimpact Excitation of Neutral and Singly Ionized Nitrogen. In: *Journal of Applied Physics* 84 (1998), S. 2989–3003. DOI 10.1063/1.368452.
- [70] DRAWIN, H. W.: Influence of Atom-Atom Collisions on the Collisional-Radiative Ionization and Recombination Coefficients of Hydrogen Plasmas. In: *Zeitschrift für Physik* 225 (1969), S. 483–493.

- [71] JOHNSTON, C. O. ; BRANDIS, A. M.: Features of Afterbody Radiative Heating for Earth Entry. In: *11th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*. Atlanta, GA, 2014.
- [72] KUNC, J. A. ; SOON, W. H.: Collisional-Radiative Nonequilibrium in Partially Ionized Atomic Nitrogen. In: *Physical Review A* 44 (1989), S. 5822–5843.
- [73] MAGIN, T. E. ; CAILLAULT, L. ; BOURDON, A. ; LAUX, C. O.: Nonequilibrium radiative heat flux modeling for the Huygens entry probe. In: *Journal of Geophysical Research: Planets* 111 (2006), Nr. E7, DOI 10.1029/2005je002616.
- [74] BRANDIS, A. M. ; LAUX, C. O. ; MAGIN, T. ; MCINTYRE, T. ; MORGAN, R.: Comparison of Titan Entry Radiation Shock-Tube Data with Collisional-Radiative Models. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 28 (2014), Nr. 1, S. 32–38.
- [75] FANTZ, U.: Basics of plasma spectroscopy. In: *Plasma Sources Science and Technology* 15 (2006), S. 137–147. DOI 10.1088/0963-0252/15/4/S01.
- [76] STANKIEWICZ, N.: Limits of Validity of Radiationless Decay of High-Density Plasmas / NASA Lewis Research Center. Cleveland, Ohio, Juni 1966 (NASA TN D-3372). – Forschungsbericht.
- [77] HEY, J. D. ; CHU, C. C. ; RASH, J. P. S.: Partial local thermal equilibrium in a low-temperature hydrogen plasma. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 62 (1999), Nr. 3, S. 371 - 387. DOI 10.1016/s0022-4073(98)00110-1.
- [78] SIJDE, B. van d. ; MULLEN, J. A. M. d.: Temperature Determination in non-LTE Plasmas. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 44 (1990), Nr. 1, S. 39–46.
- [79] HILBORN, R. C.: Einstein Coefficients, Cross Sections, f Values, Dipole Moments, and all that. In: *American Journal of Physics* 50 (1981), Nr. 11, S. 982–986.
- [80] IVKOVIC, M. ; JOVICEVIC, S. ; KONJEVIC, N.: Low electron density diagnostics: development of optical emission spectroscopic techniques and some applications to microwave induced plasmas. In: *Spectrochimica Acta Part B* 59 (2004), Mai, Nr. 5, S. 591–605.
- [81] JOHNSTON, C. O. ; HOLLIS, B. R. ; SUTTON, K.: Spectrum Modeling for Air Shock-Layer Radiation at Lunar-Return Conditions. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 45 (2008), Nr. 5, S. 865–878.
- [82] OLIVERO, J. J. ; LONGBOTHUM, R. L.: Empirical Fits to the Voigt Line Width: A Brief Review. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 17 (1977), S. 233-236. DOI doi: 10.1016/0022-4073(77)90161-3.
- [83] LIU, Y. ; LIN, J. ; HUANG, G. ; GUO, Y. ; DUAN, C.: Simple empirical analytical approximation to the voigt profile. In: *Journal of the Optical Society of America B* 18 (2001), Nr. 5, S. 666–672.
- [84] PALMER, G. ; ALLEN, G. ; TANG, C. ; BROWN, J.: Coupled Fluids-Radiation Analysis of a High-Mass Mars Entry Vehicle. In: *42nd AIAA Thermophysics Conference*, 2011.
- [85] CRUDEN, B. ; BRANDIS, A. M.: Updates to the NEQAIR Radiation Solver. In: *International Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry*, 2014.



- 
- [86] LUQUE, J. ; CROSLEY, D. R.: LIFBASE: Database and Spectral Simulation Program / SRI International Report. 1996 (MP 96-001). – Forschungsbericht.
- [87] CRUDEN, B. ; LE, H. ; MARTINEZ, R.: Electron Density Measurement in Re-entry Shocks for Lunar Return. In: *42nd AIAA Thermophysics Conference*, 2011.
- [88] GOGEL, T. H.: *Numerische Modellierung von Hochenthalpieströmungen mit Strahlungsverlusten*. Universität Stuttgart, Diss., 1994.
- [89] WILLIAMS, C. S. ; BECKLUND, O. A.: *Optics: A Short Course for Engineers and Scientists*. John Wiley and Sons, 1972. – ISBN 0-471-94830-6.
- [90] TRÄGER, F.: *Springer Handbook of Lasers and Optics*. Springer, 2007. – ISBN 0-387-95579-8.
- [91] PEDROTTI, F. ; PEDROTTI, M. ; PEDROTTI, S.: *Introduction to Optics*. 3. Edition. Addison-Wesley, 2006.
- [92] MARYNOWSKI, T. ; LÖHLE, S. ; FASOULAS, S.: Two-Photon Absorption Laser-Induced Fluorescence Investigation of CO<sub>2</sub> Plasmas for Mars Entry. In: *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 28 (2014), Nr. 3. DOI 10.2514/1.T4223.
- [93] BALL, D. W.: *The Basics of Spectroscopy*. The International Society for Optical Engineering, 1962. – ISBN 0-8194-4104-X.
- [94] HOWELL, S. B.: *Handbook of CCD Astronomy*. Cambridge University Press, 2000. – ISBN 052164058 X.
- [95] SHEIKH, U.: *Re-Entry Radiation Aerothermodynamics in the Vacuum Ultraviolet*, University of Queensland, Diss., 2014.
- [96] MORTARA, L. ; FOWLER, A.: Evaluations of Charge-Coupled Device (CCD) Performance for Astronomical Use. In: *Solid-State Imagers for Astronomy* 290 (1981), Nr. 28
- [97] SUTTON, K.: Air radiation revisited. In: *AIAA 19th Thermophysics Conference*, 1984.
- [98] MURTHY, A. V. ; WETTERLUND, I. ; DEWITT, D. P.: Characterization of an Ellipsoidal Radiometer. In: *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology* 108 (2003), Nr. 2, S. 115–124.
- [99] GRUM, F. ; BECHERER, R. J.: *Optical Radiation Measurements*. Academic Press, 1979.
- [100] ANIKIN, N. B. ; SUNTZ, R. ; BOCKHORN, H.: Tomographic Reconstruction of the OH\*-Chemiluminescence Distribution in Premixed and Diffusion Flames. In: *Applied Physics B* 100 (2010), Nr. 3. DOI 10.1007/s00340-010-4051-5.
- [101] DASCH, C. J.: One-dimensional tomography: a comparison of Abel, onion peeling, and filtered backprojection methods. In: *Journal of Applied Optics* 31 (1992), Nr. 8, S. 1146–1152.
- [102] FULGE, H. ; LÖHLE, S. ; FASOULAS, S.: A Noise resistant Abel Transformation Algorithm tested on Optical Emission Spectroscopy. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 30 (2016), Nr. 2, S. 266–273. DOI 10.2514/1.T4802.

- [103] XU, W. ; WICKERSHAM, A. J. ; WU, Y. ; HE, F. ; MA, L.: 3D Flame Topography Obtained by Tomographic Chemiluminescence with Direct Comparison to Planar Mie Scattering Measurements. In: *Applied Optics* 54 (2015), März, Nr. 9, S. 2174 – 2182.
- [104] HLÍNA, J. ; CHVÁLA, F. ; SONSKÝ, J ; GRUBER, J.: Multi-Directional Optical Diagnostics of Thermal Plasma Jets. In: *Measurement Science and Technology* 19 (2008).
- [105] BABOU, Y. ; CANAT, F. ; LE QUANG, D.: Tomography of Thermal Plasma Flows by Mean of Single CCD Camera. In: *5th Int. Workshop on Radiation o High Temperature Gases*. Barcelona, Spanien, Dezember 2012.
- [106] PASQUALOTTO, R. ; AGOSTINI, M. ; BROMBIN, M. ; DELOGU, R. S. ; FONNESCU, N. ; LOTTO, L. ; MOLON, F. ; PIRON, C. ; SERIANNI, G. ; TALIERCIO, C. ; TOLLIN, M. ; ZANIOL, B.: Design of a Visible Tomography Diagnostic for Negative Ion RF Source SPIDER. In: *Fusion Engineering and Design* 88 (2013), S. 1253–1256.
- [107] OBERTACKE, R. ; WINTRICH, H. ; WINTRICH, F. ; LEIPERTZ, A.: A New Sensor System for Industrial Combustion Monitoring and Control using UV Emission Spectroscopy and Tomography. In: *Combustion Science and Technology* 121 (1996), S. 133–151.
- [108] WATT, D. W. ; UPTON, T. D. ; VERHOEVEN, D. D.: Spectroscopic Emission Tomography For Propulsion Diagnostics. In: *39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2001.
- [109] BONOMO, F. ; AGOSTINI, M. ; BROMBIN, M. ; FANTZ, U. ; FRANZEN, K. ; PASQUALOTTO, R. ; WÜNDERLICH, D. ; NNBI TEAM the: Tomography Feasibility Study on the Optical Emission Spectroscopy Diagnostic for the Negative Ion Source of the ELISE Test Facility. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 56 (2014).
- [110] CAI, Weiwei ; LI, Xuesong ; MA, Lin: Practical aspects of implementing three-dimensional tomography inversion for volumetric flame imaging. In: *Appl. Opt.* 52 (2013), Nov, Nr. 33, S. 8106–8116. DOI 10.1364/ao.52.008106.
- [111] WANG, Jia ; SONG, Yang ; LI, Zhen-hua ; KEMPF, Andreas ; HE, An-zhi: Multi-directional 3D flame chemiluminescence tomography based on lens imaging. In: *Opt. Lett.* 40 (2015), Apr, Nr. 7, S. 1231–1234. DOI 10.1364/ol.40.001231.
- [112] HERMANN, T. ; LOEHLE, S. ; ÖFELE, R. ; FASOULAS, S. ; ANDRIANATOS, A.: Tomographic Optical Emission Spectroscopy for Plasma Wind Tunnel Testing. In: *46th AIAA Thermophysics Conference*, 2016.
- [113] LÖHLE, S. ; BRANDIS, A. ; HERMANN, T. ; PETER, J.: Numerical Investigation of the Re-entry Flight of Hayabusa and Comparison to Flight and Ground Testing Data. In: *43rd AIAA Thermophysics Conference*. New Orleans, LA, 2012.
- [114] WINTER, M. W. ; MCDANIEL, R. D. ; CHEN, Y.-K. ; LIU, Y. ; SAUNDERS, D. ; JENNISKENS, P.: Radiation Modeling for the Reentry of the Hayabusa Sample Return Capsule. In: *50th Aerospace Science Meeting AIAA*, 2012.
- [115] DABALÀ, P. ; HILFER, G. ; AUWETER-KURTZ, M.: Investigation of the Oxidation Behaviour of Thermal Protection Materials Supported by Mass Spectrometry. In: *2nd European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, 1994.

- 
- [116] AUWETER-KURTZ, M. ; KURTZ, H. ; LAURE, S.: Plasma Generators for Re-entry Simulation. In: *Journal of Propulsion and Power* 12 (1996), November-Dezember, Nr. 6, S. 1053–1061.
- [117] LOEHLE, S. ; FASOULAS, S. ; HERDRICH, G. ; HERMANN, T. ; MASSUTI-BALLESTER, B. ; MEINDL, A. ; PAGAN, A. S. ; ZANDER, F.: The Plasma Wind Tunnels at the Institute of Space Systems: Current Status and Challenges. In: *46th Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference AIAA*, 2016.
- [118] HERDRICH, G.: *Aufbau, Qualifikation und Charakterisierung einer induktiv beheizten Plasmawindkanalanlage zur Simulation atmosphärischer Eintrittsmanöver*. Universität Stuttgart, Diss., 2004.
- [119] WINTER, M. W. ; AUWETER-KURTZ, M. ; BOIE, C. ; KURTZ, H. L.: Investigation of the Plasmastate of Steady State MPD Thrusters by Emission Spectroscopic Means. In: *25th International Electric Propulsion Conference*. Cleveland, OH, August 1997.
- [120] AUWETER-KURTZ, M.: *Zur Dynamik der mit Kaltgas angeströmten Lichtbogensäule*, Universität Stuttgart, Diss., 1985.
- [121] ZANDER, F. ; HERMANN, T. ; LOEHLE, S.: Plasma Wind Tunnel Flow Analysis with High Speed Imaging. In: *46th AIAA Thermophysics Conference*, 2016.
- [122] GRAU, T.: *Numerische Untersuchung von Plasmawindkanalströmungen zur Wiedereintrittssimulation* Universität Stuttgart, Diss., 2000.
- [123] HERMANN, T.: *Berechnung der Umströmung der Wiedereintrittskapsel Hayabusa für die Simulation im Plasmawindkanal*, Universität Stuttgart, Studienarbeit, 2011. – IRS-11-S47.
- [124] FAY, J. A. ; RIDDELL, F. R.: Theory of Stagnation Point Heat Transfer in Dissociated Air. In: *AIAA Journal* Volume 25 (1958), Nr. 2, S. 373–386.
- [125] SAKRAKER, I. ; TURCHI, A. ; CHAZOT, O.: Hypersonic Aerothermochemistry Duplication in Ground Plasma Facilities: A Flight-to-Ground Approach. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* (2015). DOI 10.2514/1.A33137.
- [126] TURCHI, A. ; MATESANZ SAIZ, J. J. ; MAGIN, T. E. ; CHAZOT, O.: On the Flight Extrapolation of Stagnation-Point Ablative Material Plasma Wind Tunnel Tests. In: *8th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, 2015.
- [127] BUTTSWORTH, D. ; MORGAN, R. ; JENNISKENS, P.: Near-Ultraviolet Emission Spectroscopy of the Hayabusa Reentry. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 50 (2013), Juni, Nr. 6, S. 1109–1120. DOI 10.2514/1.A32500.
- [128] MCINTYRE, T. ; KHAN, R. ; EICHMAN, T. ; UPCROFT, B. ; BUTTSWORTH, D.: Visible and Near Infrared Spectroscopy of Hayabusa Reentry Using Semi-Autonomous Tracking. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 51 (2014), Januar, Nr. 1, S. 31–38. DOI 10.2514/1.A32497.
- [129] STÖCKLE, T.: *Untersuchung der Oberflächenkatalyzität metallischer und keramischer Werkstoffe in Hochenthalpieströmungen*. Universität Stuttgart, Diss., 2000.

- [130] LÖHLE, S. ; FASOULAS, S. ; HERDRICH, G.: Messverfahren für strömende Plasmen / Institut für Raumfahrtssysteme. 2011. – Vorlesungsmanuskript.
- [131] LOEHLE, S.: Review of Heat Flux Measurements for High Enthalpy Flows. In: *32nd AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*, AIAA, 2016.
- [132] ASTM: Standard Test Method for Calculation of Stagnation Enthalpy from Heat Transfer Theory and Experimental Measurements of Stagnation-Point Heat Transfer and Pressure (E 637-05). 2005. – Forschungsbericht.
- [133] ZOBY, E. V.: Empirical Stagnation-Point Heat-Transfer Relation in Several Gas Mixtures at High Enthalpy Levels. In: *NASA Technical Note* (1968), Nr. TN D-4799.
- [134] ZANDER, F. ; LOEHLE, S. ; HERMANN, T. ; FULGE, H.: Fabry-Perot Spectroscopy for Kinetic Temperature and Velocity Measurements of a High Enthalpy Air Plasma Flow. In: *Journal of Applied Physics D* 50 (2017) 335202 (11pp).
- [135] BROWN, R. D.: A Comparison of the Theoretical and Experimental Stagnation-Point Heat Transfer in an Arc-Heated Subsonic Stream / NASA Langley Research Center. 1964 (NASA TN D-1927). – Forschungsbericht.
- [136] LÖHLE, S. ; HERMANN, T. ; ZANDER, F. ; FULGE, H. ; MARYNOWSKI, T.: Ablation Radiation Coupling Investigation in Earth Re-entry Using Plasma Wind Tunnel Experiments. In: *30th Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference AIAA*, 2014.
- [137] HERMANN, T. ; LOEHLE, S.: ESA-ARC Technical Note 5.1a / Institut für Raumfahrtssysteme. 2014. – Forschungsbericht.
- [138] LOEHLE, S. ; STAEBLER, T. ; REIMER, T. ; CEFALU, A.: Photogrammetric Surface Analysis of Ablation Processes in High Enthalpy Air Plasma Flow. In: *AIAA Journal* 53 (2015), Nr. 11, S. 3187–3195.
- [139] LOEHLE, S. ; HERMANN, T. ; ZANDER, F.: Experimental Assessment of the Performance of Ablative Heat Shield Materials from Plasma Wind Tunnel Testing. In: *CEAS Space Journal* (2016). – Eingereicht.
- [140] HERMANN, T. ; LOEHLE, S. ; FASOULAS, S. ; LEYLAND, P. ; MARRAFFA, L. ; BOUILLY, J.-M.: Influence of Ablation on Vacuum-Ultraviolet Radiation in a Plasma Wind Tunnel Flow. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 31 (2017), S. 575–585 DOI 10.2514/1.T4936.
- [141] HERMANN, T. ; LÖHLE, S. ; LEYLAND, P. ; MARRAFFA, L. ; BOUILLY, J.-M. ; FASOULAS, S.: First Results on Ablation Radiation Coupling Through Optical Emission Spectroscopy from the Vacuum Ultraviolet to the Visible. In: *8th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*. Lissabon, Portugal, März 2015.
- [142] LU, C. H. ; CHEN, K. K. ; CHEN, H. F. ; CHENG, B. M. ; OGILVIE, J. F.: Absorption cross section of molecular oxygen in the transition  $e3u-v=0 - x3g-v=0$  at 38 K. In: *Astronomy and Astrophysics* 520 (2010), Nr. A19, S. 1–4. DOI 10.1051/0004-6361/201013998.

- [143] BECKER, K. ; MCCONKEY, J. W.: Absolute cross sections for D2 Lyman and Werner band excitation by controlled electron impact. In: *Canadian Journal of Physics* 62 (1984), S. 1–9.
- [144] LOEHLE, S. ; HERMANN, T.: Manufacturing and Instrumentation of the Vacuum Ultraviolet Spectroscopy Test Model / Institut für Raumfahrtsysteme. 2013 (IRS ARC TN 4.2). – Forschungsbericht.
- [145] HERMANN, T. ; ZANDER, F. ; FULGE, H. ; LÖHLE, S. ; FASOULAS, S.: Experimental Setup for Vacuum Ultraviolet Spectroscopy for Earth Re-entry Testing. In: *30th Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference AIAA*, 2014.
- [146] HERMANN, T. ; LÖHLE, S. ; ZANDER, F. ; FULGE, H. ; FASOULAS, S.: Characterization of a Re-entry Plasma Wind Tunnel Flow with Vacuum Ultraviolet to Near Infrared Spectroscopy. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 30 (2016), Nr. 3, S. 673–688. DOI 10.2514/1.T4695.
- [147] LOEHLE, S. ; HERMANN, T. ; ZANDER, F. ; MARYNOWSKI, T.: Echelle Spectroscopy for High Enthalpy Flow Diagnostics. In: *46th Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference AIAA*, 2016.
- [148] FEIGL, M.: *Experimentelle Untersuchung des Erosionsprozesses von Hitzeschutzmaterialien rückkehrfähiger Raumtransportsysteme mit Hilfe der Methode der laserinduzierten Fluoreszenz*. Universität Stuttgart, Diss., 2005.
- [149] LÖHLE, S. ; LEIN, S.: Simultaneous Translational Temperature Measurements of Different Atomic Species in Plasma Flows Using Scanning Fabry-Perot Interferometry. In: *Review of Scientific Instruments* 83 (2012), Nr. 053111. DOI 10.1063/1.4719919.
- [150] LAUX, C. O. ; GESSMAN, R. J. ; KRUGER, C. H. ; ROUX, F. ; MICHAUD, F. ; DAVIS, S. P.: Rotational temperature measurements in air and nitrogen plasmas using the first negative system of N<sub>2</sub><sup>+</sup>. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 68 (2001), Nr. 4, 473 - 482. DOI 10.1016/s0022-4073(00)00083-2.
- [151] HERMANN, T. ; LÖHLE, S. ; FASOULAS, S. ; ANDRIANATOS, A.: Tomographic Optical Emission Spectroscopy of a High Enthalpy Air Plasma Flow. In: *Applied Optics* (2016), 55 Nr. 36, S. 10290-10298 DOI 10.1364/AO.55.010290.
- [152] Dexter Research Center. <https://www.dexterresearch.com>
- [153] LÖHLE, S. ; FUCHS, U.: Heat Flux Calibration Measurement Using Noninteger System Identification Method for Cooled Surfaces. In: *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 25 (2011), Nr. 2, S. 213–217. DOI 10.2514/1.T3631.
- [154] BRANDIS, A. M. ; JOHNSTON, C. O. ; CRUDEN, B. ; PRABHU, D. ; WRAY, A. A. ; LIU, Y. ; SCHWENKE, D. W. ; BOSE, D.: Validation of CO 4th positive radiation for Mars entry. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy Radiative Transfer* 121 (2013), S. 91–104.
- [155] HERMANN, T. ; LÖHLE, S. ; WEI, H. ; MORGAN, R. ; BAUDER, U. ; FASOULAS, S.: Quantitative Emission Spectroscopy for Superorbital Re-entry in the Expansion Tube X2. In: *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 31 (2016), S. 257-268. DOI 10.2514/1.T4898.

- [156] BOFFARD, J. B. ; JUNG, R. O. ; LIN, C. C. ; WENDT, A. E.: Measurement of metastable and resonance level densities in rare-gas plasmas by optical emission spectroscopy. In: *Plasma Sources Science and Technology* 18 (2009), Juni, S. 1–11.
- [157] LAITY, G. ; FIERRO, A. ; DICKENS, J. ; NEUBER, A. ; FRANK, K.: Simultaneous measurement of nitrogen and hydrogen dissociation from vacuum ultraviolet self-absorption spectroscopy in a developing low temperature plasma at atmospheric pressure. In: *Applied Physics Letters* 102 (2013), Mai, Nr. 184104. DOI 10.1063/1.4804369.
- [158] SHEIKH, U. ; MORGAN, R. ; MCINTYRE, T.: Self-absorption of vacuum ultraviolet radiation in superorbital flows. In: *5th International Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry*, 2012.
- [159] TAYLOR, J. R.: *An Introduction to Error Analysis*. Second edition. Sausalito, California: University Science Books, 1982. – ISBN 0–935702–75–X.
- [160] MOFFAT, Robert J.: Describing the uncertainties in experimental results. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 1 (1988), Nr. 1, 3 - 17. DOI 10.1016/0894–1777(88)90043–x.
- [161] FULGE, H. ; KNAPP, A. ; EICHHORN, C. ; WERNITZ, R. ; LOEHLE, S. ; FASOULAS, S. ; HERDRICH, G.: Improved Abel Inversion Method for Analysis of Spectral and Photo-Optical Data of Magnetic Influenced Plasma Flows. In: *42nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference* (2011).
- [162] MEYER, S. A.: *Vacuum Ultraviolet Absorption Measurements of Atomic Oxygen in a Shock Tube*, Stanford University, Diss., 1995.
- [163] FULGE, H. ; LÖHLE, S. ; FASOULAS, S.: Analysis of Wavelength Modulation Spectroscopy for Water Vapour Measurements in Supersonic Combustion. In: *11th Thermophysics and Heat Transfer Conference*. Atlanta, GA, 2014.
- [164] KIRSCHNER, M. ; SANDER, T. ; MUNDT, Ch.: Rotational temperature measurement in an arc-heated wind tunnel by Laser induced fluorescence of nitric oxide A-X(0,0). In: *30th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*, 2014.
- [165] JENTSCHKE, H. ; SCHUMACHER, U. ; HIRSCH, K.: Studies of Silicon Erosion in Plasma-Target-Interaction from Optical Emission and Absorption Spectroscopy. In: *Contributions to Plasma Physics* 38 (1998), Nr. 4, S. 501–512.
- [166] SCHULZE, M. ; YANGUAS-GIL, A. ; KEUDELL, A. von ; AWAKOWICZ, P.: A robust method to measure metastable and resonant state densities from emission spectra in argon and argon-diluted low pressure plasmas. In: *Journal of Applied Physics* 41 (2008), Februar. DOI 10.1088/0022–3727/41/6/065206.
- [167] LAITY, G. ; FIERRO, A. ; DICKENS, J. ; FRANK, K. ; NEUBER, A.: A passive measurement of dissociated atom densities in atmospheric pressure air discharge plasmas using vacuum ultraviolet self-absorption spectroscopy. In: *Journal of Applied Physics* 115 (2014), März, Nr. 123302. DOI 10.1063/1.4869895.
- [168] HABIB, A. A. M.: Self-absorption quantification in the case of SF<sub>6</sub>-N<sub>2</sub> thermal plasma mixture. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 113 (2012), S. 2146–2154.

- [169] FASOULAS, S. ; SLEZIONA, P. C. ; AUWETER-KURTZ, M. ; HABIGER, H. ; LAURE, S. ; SCHÖNEMANN, A.: Characterization of a Nitrogen Flow within a Plasma Wind Tunnel. In: *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 9 (1995), Nr. 3, S. 422–431.
- [170] PARK, C.: Assessment of two-temperature kinetic model for ionizing air. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 3 (1989), Juli, S. 233–244.
- [171] HASH, D. ; OLEJNICZAK, J. ; WRIGHT, M. J. ; PRABHU, D. ; PULSONETTI, M. ; HOLLIS, B. ; GNOFFO, P. A. ; BARNHARDT, M. ; CANDLER, G. V.: *FIRE II Calculations for Hypersonic Nonequilibrium Aerothermodynamics Code Verification: DPLR, LAURA, and US3D*. 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Aerospace Sciences Meetings, Reno, NV, 2007.
- [172] KANO, K. ; SUZUKI, M. ; AKATSUKA, H.: Spectroscopic measurement of electron temperature and density in argon plasmas based on collisional-radiative model. In: *Plasma Sources Science and Technology* 9 (2000), Nr. 3. DOI 10.1088/0963-0252/9/3/309.
- [173] FIERRO, A. ; LAITY, G. ; NEUBER, A.: Optical emission spectroscopy study in the VUV-VIS regimes of a developing low-temperature plasma in nitrogen gas. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 45 (2012), November, Nr. 49. DOI 10.1088/0022-3727/45/49/495202.
- [174] KELLER, S. ; RAJASEKARAN, P. ; BIBINOV, N. ; AWAKOWICZ, P.: Characterization of transient discharges under atmospheric-pressure conditions applying nitrogen photoemission and current measurements. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 45 (2012), Nr. 12, 125202.
- [175] POPA, S. D.: Influence of pressure on spectral intensities in a flowing nitrogen glow discharge. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 29 (1996), Nr. 2, S. 416–418. DOI 10.1088/0022-3727/29/2/019.
- [176] PARK, C.: Convergence of Computation of Chemical Reacting Flows. In: *Progress in Astronautics and Aeronautics* 103 (1986), S. 478–513.
- [177] LÖHLE, S. ; LEIN, S. ; EICHHORN, C. ; HERDRICH, G. ; WINTER, M.: Spectroscopic investigation of an inductively heated CO<sub>2</sub> plasma for Mars entry simulation. In: *Journal of Technical Physics* 50 (2009), Nr. 3, S. 151–164.
- [178] BOUBERT, P.: *Methodes Spectroscopiques appliquees aux Plasmas et aux Milieux a Haute Enthalpie*, Universite de Rouen, Diss., 1999.
- [179] COOPER, J.: Plasma spectroscopy. In: *Reports on Progress in Physics* 29 (1966), Nr. 1, 35.
- [180] AVNI, R. ; KLEIN, F. S.: Electron density calculations derived from the energy balance equation in a d.c. arc plasma burning in air. In: *Spectrochimica Acta* 28 (1973), September, S. 319–330. DOI 10.1016/0584-8547(73)80040-0.
- [181] ARAGÓN, C. ; AGUILERA, J. A.: Characterization of laser induced plasmas by optical emission spectroscopy: A review of experiments and methods. In: *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy* 63 (2008), Nr. 9, S. 893 - 916. DOI 10.1016/j.sab.2008.05.010.

- [182] TU, X ; CHÉRON, B. G. ; YAN, J H. ; CEN, K F.: Electrical and spectroscopic diagnostic of an atmospheric double arc argon plasma jet. In: *Plasma Sources Science and Technology* 16 (2007), Nr. 4, 803.
- [183] BOURDON, A. ; TÉRÉSIK, Y. ; VERVISCH, P.: Ionization and Recombination Rates of Atomic Oxygen in High-Temperature Air Plasma Flows. In: *Phys. Rev. E* 57 (1998), Apr, 4684–4692. DOI 10.1103/physreve.57.4684.
- [184] PARK, C. ; RAICHE, G. A. ; DRIVER, D. M. ; OLEJNICZAK, J.: Comparison of Enthalpy Determination Methods for Arc-Jet Facility. In: *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 20 (2006), Nr. 4, S. 672–679.
- [185] GORDON, S. ; MCBRIDE, B. J.: Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications / NASA. 1996 (1311). – Forschungsbericht.
- [186] LOEHLE, S. ; STEINBECK, A. ; FASOULAS, S.: Local Mass-Specific Enthalpy Measurements with a New Mass Injection Probe. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 30 (2016), Nr. 2, S. 301-307 DOI 10.2514/1.t4709.
- [187] LEMAL, A.: *Prediction of air nonequilibrium radiation with a collisional-radiative model: Application to shock-tube conditions relevant to Earth entry*, Ecole Central Paris, Diss., 2013.
- [188] DANEHY, P. ; HIRES, D. ; JOHANSEN, C. ; BATHEL, B. ; JONES, S. ; GRAGG, J. ; SPLINTER, S.: *Quantitative Spectral Radiance Measurements in the HYMETS Arc Jet*. In: AIAA Aerospace Sciences Meetings, 2016 – doi:10.2514/6.2012-856.
- [189] KOLESNIKOV, A. F.: The Concept of Local Simulation for Stagnation Point Heat Transfer in Hypersonic Flows: Applications and Validation. In: *21st AIAA Aerodynamic Measurement and Ground Testing Conference*, 2000.
- [190] RANDOLPH, C. P. ; OVERHOLSER., M. J.: The Emissivity of Oxidized Metallic Surfaces. In: *Phys. Rev.* 2 (1913), Aug, S. 144–152. DOI 10.1103/physrev.2.144.
- [191] KRAETZIG, B. ; LÖHLE, S. ; BUTTSWORTH, D.: Evolution of Plasma Species and Heat-Shield Temperatures from Hayabusa Reentry Observation. In: *AIAA Journal of Spacecrafts and Rockets* 51 (2014), Nr. 3. DOI 10.2514/1.A32854.
- [192] PARK, C.: Calculation of Stagnation-Point Heating Rates Associated with Stardust Vehicle. In: *AIAA Journal of Spacecrafts and Rockets* 44 (2007), Nr. 1. DOI 10.2514/1.15745.
- [193] JOHNSTON, C. O. ; GNOFFO, P. A. ; SUTTON, K.: Influence of Ablation on Radiative Heating for Earth Entry. In: *Journal of Spacecrafts and Rockets* 46 (2009), S. 481–491. DOI 10.2514/1.40290.
- [194] LAUX, T. ; AUWETER-KURTZ, M. ; WEGMANN, T. ; MORINO, Y. ; YOSHINAKA, T. ; PARK, C. ; SPECKMANN, H. D.: Comparison of Ablation Material Tests in a Plasma Wind Tunnel and Laser Heating Facilities. In: *3rd European Workshop on Thermal Protection Systems*, 1998.
- [195] ESWEIN, N. ; HERDRICH, G. ; FASOULAS, S. ; RÖSER, H.-P.: Investigation of Graphite Ablation at IRS. In: *42nd Thermophysics Conference AIAA*, 2011.



- [196] Mersen. <https://www.mersen.com>
- [197] BOUILLY, J.-M. ; LELEU, F.: *Ablative Thermal Protections for Planetary Entry: An Overview*. 4th International Symposium on Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon, Frankreich, 21-25 März 2005.
- [198] COVINGTON, M. A. ; HEINEMANN, J. M. ; GOLDSTEIN, H. E. ; CHEN, Y.-K. ; TERRAZAS-SALINAS, I. ; BALBONI, J. A. ; OLEJNICZAK, J. ; MARTINEZ, E. R.: Performance of a Low Density Ablative Heat Shield Material. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 45 (2008), Nr. 2, S. 237–247. DOI 10.2514/1.12403.
- [199] LACHAUD, J. ; MAGIN, T. E. ; COZMUTA, I. ; MANSOUR, N. N.: A short review of of ablative-material response models and simulation tools. In: *7th European Symposium on Aerothermodynamics*. Noordwijk, Niederlande, 2011.
- [200] SHEIKH, U. ; MORGAN, R. ; MCINTYRE, T.: Vacuum Ultraviolet Spectral Measurements for Superorbital Earth Entry in X2 Expansion Tube. In: *AIAA Journal* 53 (2015), Nr. 12, S. 3589–3602. DOI 10.2514/1.J054027.
- [201] BARTLETT, E. P. ; ABBETT, M. J. ; NICOLET, W. E. ; MOYER, C. B.: Improved Heat-Shield Design Procedures for Manned Entry Systems / NASA. 1970 (CR 108689). – Forschungsbericht.



# Lebenslauf

Tobias Hermann, geboren am 04.12.1986 in Ludwigsburg

## Ausbildung

09/1993 - 07/1997    Friedrich-Glück-Schule Nürtingen

09/1997 - 06/2006    Hölderlin-Gymnasium Nürtingen

10/2006 - 09/2012    Studium der Luft- und Raumfahrttechnik an der Universität Stuttgart, Abschluss: Diplom-Ingenieur

## Beruf

09/2010 - 12/2011    Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Raumfahrtssysteme der Universität Stuttgart

09/2012 - 12/2016    Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Raumfahrtssysteme der Universität Stuttgart

seit 01/2017          Postdoktorand am Osney Thermo-Fluids Laboratory an der University of Oxford